

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Astronomía

ESTUDIO Y MODELADO DE LA EMISIÓN DE ALTAS ENERGÍAS EN DESTELLOS DE RAYOS GAMMA

PARA OPTAR POR EL GRADO DE DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA JOSÉ RODRIGO SACAHUI REYES

TUTORA DRA. MARÍA MAGDALENA GONZÁLEZ SÁNCHEZ INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

MÉXICO, D. F. ABRIL, 2013



Universidad Nacional Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Jurado asignado:

Presidente:	Dr. Jorge Daniel Cantó Illa
Primer vocal:	Dr. Dany Pierre Page Rollinet
Segundo vocal:	Dr. Pablo Saz Parkinson
Tercer vocal:	Dr. Ibrahim Daniel Torres Aguilar
Secretario:	Dra. María Magdalena González Sánchez

A mis padres, Oscar y Elisa, gracias por todo...

The physics is theoretical but the fun is real...

Sheldon Cooper

Agradecimientos

A mi tutora, María Magdalena González Sánchez, por compartirme su basto conocimiento, su eterna paciencia, sus sabios consejos, sus adecuados regaños y el apoyo académico y personal que me brindó durante todo mi proceso educativo. El alumno debe superar al maestro... tarea titánica al tener una gran maestra como ella.

A los miembros del jurado: Dr. Jorge Daniel Carlos Cantó Illa, Dr. Dany Pierre Page Rollinet, Dr. Pablo Saz Parkinson y el Dr. Ibrahim Daniel Torres Aguilar, por tomarse el tiempo de leer este trabajo así como sus valiosos comentarios y aportes para el mismo.

A mi familia, aún a la distancia siempre fueron un incondicional y fundamental apoyo.

A mis compañeros \rightarrow amigos \rightarrow camaradas, con los que tuve el privilegio de convivir dentro y fuera de las aulas. Un lujo haberlos conocido chamos, chavales, muchá...

A Ellen, la vida evoluciona y nuestra amistad y cariño perdura.

A mis compatriotas, que debemos partir al exilio en búsqueda de una formación académica, por la eterna solidaridad y amistad natural.

Al grupo de Astrofísica de Altas Energías y de HAWC México, por sus valiosos consejos durante el desarrollo de este trabajo. En particular a *Nissim Fraija* por seguir de cerca el trabajo y el apoyo siempre brindado.

A Tula Bernal, por su gran y especial amistad, además por tomarse el tiempo de leer este trabajo y brindarme valiosas sugerencias.

Al Instituto de Astronomía de la Universidad Nacional Autónoma de México, por darme la oportunidad de tener acceso a una gran formación en un inmejorable ambiente.

Al hermano pueblo mexicano, ya que gracias a su apoyo canalizado por CONACyT recibí el soporte económico para el desarrollo de mis estudios. Este trabajo de tesis además contó con el apoyo de los proyectos DGAPA-UNAM IN105211 y CONACyT 103520.

Y a ti..., que sin saberlo hiciste me quedara en México en momentos difíciles, que sin quererlo hiciste de mi vida en México una vida mejor y que sin esperarlo te ganaste mi agradecimiento eterno. "Seems that all I really was doing was waiting for you...".

Resumen

Los Destellos de Rayos Gamma (GRBs por sus siglas en inglés) son los eventos más poderosos en la naturaleza, son destellos de fotones con energías características entre 100 keV a 1 MeV, con duraciones que van desde algunos milisegundos hasta miles de segundos. Actualmente son clasificados según su duración. Están descritos por una fase primaria de emisión, llamada "principal", seguida de una emisión prolongada llamada "tardía"que se emite en diferentes longitudes de onda. Su historia pese a ser relativamente corta para estándares astronómicos ha contado con muchos eventos por lo que se han convertido en herramienta para el estudio de evolución estelar, supernovas, estructura galáctica, medio intergaláctico, plasmas relativistas, entre otros.

Los GRBs son eventos que se observan de manera esporádica y aleatoria en el cielo, lo que complica su identificación y localización. Presentan gran variabilidad en sus curvas de luz . Diversos modelos han sido construidos para explicar su emisión pero el hecho de que ocurran aleatoriamente y que no se repiten complica la tarea, incluso en un principio fueron considerados como objetos en nuestra vecindad galáctica.

Los destellos tienen un espectro no térmico con un pico en el flujo de energía de algunos cientos de keV y en varios destellos se ha observado emisión en altas energías que se extiende en algunos casos a los GeV. La mayoría de destellos están descritos por un ajuste fenomenológico elaborado por Band et al. (1993), que utiliza dos series de potencias unidas suavemente en la energía de quiebre.

En 2003 González et al. (2003) reportó la primera detección de una componente espectral de alta energía (multi MeVs), que evolucionaba distinto a los fotones de energías en los keV, en el destello GRB 941017. Fue un evento detectado por EGRET de la misión espacial *CGRO*. Posteriormente *Fermi* ha observado otros destellos que presentan una componente distinta a la de Band. GRB 090510, GRB 090902B, GRB 090926A y GRB 110731A presentan clara evidencia de la presencia de otra componente espectral similar a la de GRB 941017 (Granot et al. 2010). Esta componente es usualmente bien ajustada con una ley de potencias (LP) que domina a energías de MeV-GeV. De estos destellos únicamente GRB 090510 es un destello corto y todos son parte de los destellos más brillantes del catálogo de *Fermi*. Se ha observado que los fotones de energías > MeV llegan con un retraso temporal respecto a los de energías en keV.

Desde el punto de vista teórico fotones en energías > MeV son esperados como consecuencia de emisión Compton Auto Inducida (SSC por sus siglas en inglés) de fotones de energías en keV (Granot et al. 2010). Esto presenta la dificultad de explicar el retraso temporal visto, además la evolución temporal y el índice espectral no son completamente consistentes con lo esperado por SSC. Esto favorece la posibilidad que provengan de distintas regiones espaciales. Considerando esta posibilidad se han propuesto dos clases de modelos para explicar la emisión gamma LP en energías > MeV: leptónicos y hadrónicos. De los leptónicos el más investigado es considerando procesos Compton Inverso y SSC en diferentes lugares del chorro que origina el destello. Se han considerado dos regiones de aceleración de electrones; pueden acelerarse en una capas externas que se generan al interactuar el chorro con el Medio Interestelar (MI), o en capas internas donde el factor de Lorentz del flujo varía. Los modelos más favorecidos han sido los de emisión SSC de capas externas (Wang et al. 2001a; Granot & Guetta 2003; Veres & Mészáros 2012).

Para los modelos hadrónicos los escenarios más considerados son: (1) emisión sincrotrón de protones ultra energéticos acelerados en el chorro relativista y (2) emisión sincrotron y Compton Inverso de pares $e^- - e^+$ secundarios de interacciones $\gamma - p$ o interacciones con protones acelerados por un frente de choque y que interaccionan con fotones menos energéticos provenientes de la emisión principal o de un campo de fotones externo.

La mayoría de los modelos consideran una componente en altas energías con una duración larga en comparación al T_{90} del destello, y descrita por una Ley de Potencias con un índice espectral constante en el tiempo.

En la presente tesis se profundiza el estudio de las componentes espectrales que dominan a energías > MeV, empezando por el análisis espectral del destello GRB 980923, que arrojó el descubrimiento de una componente espectral distinta en el destello, la cual tiene la peculiaridad de tener menor duración que el destello mismo. Esto pone restricciones a los modelos actuales que explican la componente LP que domina a energías > MeV. Con el descubrimiento de esta componente espectral de corta duración Fraija et al. (2012) desarrolló un modelo de choques externos en un chorro magnetizado. La extensión y validación de este modelo en el GRB 090926A constituye otro capítulo de la tesis. El último capitulo de la tesis es la extensión del modelo anterior al caso no relativista y el estudio de otros 3 destellos reportados con una componente LP que domina en energías > MeV.

GRB 980923: Un destello con una componente de Altas Energías de corta duración

El destello GRB 980923 fue catalogado como largo con un T_{90} de 33 segundos observado por BATSE. La dirección del destello fue de 124.4° respecto a la dirección del eje de *CGRO*, colocando el destello fuera del ~1 sr campo de visión de la cámara de COM-PTEL y EGRET. GRB 980923 es el tercer destello con mayor fluencia, 4.5×10^{-4} erg/cm², en el catálogo de BATSE (Preece et al. 2000). Tiene además una cola extendida con una duración de 400 s. Es uno de los candidatos del catalogo de los destellos más brillantes de BATSE propuestos por González (2005) para tener una componente espectral distinta a la de BAND principalmente a energías > 1 MeV. Datos conjuntos de BATSE-LAD y EGRET-TASC ya han sido analizados para el GRB 980923 por González (2005); Kaneko et al. (2008), notando que una función simple (de Band o similar) no era suficiente para describir la emisión temprana de los 20 KeV a 200 MeV. Su curva de luz (Fig. 1) presenta dos episodios, el primero va de 0 a 13 segundos, en 13 s se tiene una disminución de cuentas de fotones por un par de segundos y luego se tiene otro episodio que va desde aproximadamente 15 a 33 segundos. El segundo episodio tiene varios picos, resaltando especialmente el que se encuentra en aproximadamente 21s. (Ver fig. 1)

A diferencia de González (2005), en esta tesis se extendió el análisis utilizando datos de los detectores SD (Spectroscopy Detector), ampliando el rango en energía y ganando resolución temporal. Dicho estudio arrojó el descubrimiento de una componente LP de corta duración que está en coincidencia con la presencia del pico en ~ 21 s. Del análisis



Figura 1: Curva de luz GRB 980923 (González et al. 2012).

espectral se obtuvo una $E_{peak} = 418 \pm 14$ keV para la emisión principal del destello y un índice espectral de 1.44 ± 0.07 para la parte de LP.

La figura 2 presenta diversos episodios del ajuste espectral en energía. Se puede observar como se obtiene un mejor ajuste a la función de Band en los episodios que no incluyen el pico de los 21 s. Los primeros dos páneles contienen los datos de TASC (puntos rojos). TASC se incluye únicamente en los primeros dos páneles debido a su baja resolución temporal (de TASC únicamente se tienen dos intervalos temporales del destello). Del panel del ajuste entre 19.5 y 21.5 segundos se puede observar que al extrapolar la componente LP hacia la energías menores su contribución es considerable respecto a la componente de Band, entendiendo así como el pico es notorio a altas y bajas energías.



Figura 2: Espectro en energía en diferentes intervalos de tiempo (González et al. 2012).

GRB 980923 también presenta una cola prolongada y suave en emisión con duración de 400 s. Giblin et al. (1999) interpreta la cola como el inicio de la emisión tardía justo al finalizar la emisión principal del destello. Obteniendo de nuevo los índices espectrales, incluyendo ahora el pico modelado con una función LP, es notorio un cambio en el comportamiento del índice espectral de bajas energías a 13 segundos, que coincide con la disminución en emisión en el destello observado en las curvas de luz y dicho índice es consistente con los índices que describen la emisión de la cola, según análisis de Giblin et al. (1999), por lo que se podría pensar que la cola y la LP podrían estar relacionadas.

En conclusión GRB 980923 es un destello que presenta 3 componentes distintas de emisión. La principal que domina a energías de keV y está descrita por una función de Band. Otra componente, LP, que domina principalmente a energías de MeV. Esto convierte a GRB 980923 en el 5° destello con una componente LP reportada, y en el primero en el cual dicha componente tiene una duración menor a la emisión temprana del destello. La tercera componente que tiene es la cola prolongada reportada por Giblin et al. (1999), que podría tener su origen ligado al origen de la LP. Este trabajo está publicado en González et al. (2012). La interpretación teórica está dada por Fraija et al. (2012), que propone un modelo de choques externos en un chorro magnetizado como explicación de la componente LP de altas energías vista en este destello y la cola de forma simultánea.

Emisiones larga y corta de la emisión en Altas Energías del GRB 090926A: Choques externos

GRB 090926A es un destello detectado el 26 de septiembre del 2009 a las 04:20:26.99 (UT) GBM y LAT de la misión espacial *Fermi*. Es uno de los destellos más brillantes observados (Ackermann et al. 2011).

GRB 980923 y GRB 090926A presentan similitudes en sus curvas de luz (ver figs. 1 y 3); la presencia de un pico de corta duración asociado a la emisión LP en la fase principal del destello, una disminución en la curva de luz un instante antes del pico y la presencia de colas (aunque en distintos rangos de energía). GRB 090926A presenta una emisión en



Figura 3: Curva de Luz del GRB 090926A vista por el GBM y LAT de la misión espacial *Fermi* (Ackermann et al. 2011).

energías de GeV de larga duración y un pico en la curva de luz en ~ 10 s que Ackermann et al. (2011) asocia con el inicio de la emisión LP. Esto convierte a GRB 090926A en un buen candidato para la extensión y verificación del modelo aplicado a la descripción de GRB 980923 (Fraija et al. 2012).

Cuando el chorro relativista encuentra el medio externo, dos ondas de choque son generadas; un frente de choque propagándose en el MI (choque hacia adelante) (Rees & Meszaros 1994) y otro choque propagándose en dirección contraria (choque reverso) (Meszaros & Rees 1997). Ambos frentes de choque aceleran electrones por medio del mecanismo de Fermi de primer orden, dichos electrones acelerados emitirán por Sincrotrón y emisión SSC. Los campos magnéticos para ambos frentes de choque pueden no ser iguales y en algunos modelos de progenitor se propone que el chorro puede estar altamente magnetizado. Cuando se considera la magnetización del chorro se consiguen componentes espectrales de menor duración (~ $0.1 \times T_{90}$) que las emisiones originadas por el frente de choque en reversa y que la emisión principal. Considerando estos hechos Fraija et al. (2012) desarrolló un modelo para explicar la emisión en MeVs y la cola del GRB 980923.

Como parte de mi tesis se realizó la extensión del modelo de Fraija et al. (2012) para explicar la emisión prolongada en GeV. La imagen general para GRB 090926A es que la emisión sincrotrón de los electrones acelerados por el frente de choque hacia adelante produce la cola suave vista en rayos X (Golenetskii et al. 2009), mientras que la componente LP en energías de GeVs y de larga duración sería ocasionada por emisión SSC. La emisión sincrotrón originada en el frente de choque en reversa cae en el rango del visible, por lo que podría ser la explicación de los flashes ópticos vistos en algunos destellos, mientras que el pico observado en la curva de luz en $\sim T_0 + 10$ y arriba de 100 MeV sería la seña de la emisión SSC de corta duración del frente de choque en reversa.

En un principio utilizando un valor típico de densidad n = 1 cm^{-3} los valores predichos por el modelo no coincidían con las observaciones, por lo que se debió modificar el valor de la densidad. Revisando en la bibliografía se notó que para el tipo de galaxia anfitriona de este destello se tienen valores típicos de densidad de n ~ 100 cm^{-3} , por lo que aumentar el valor para la densidad del Medio Interestelar (MI) era una idea razonable. Sin embargo para alcanzar los valores observacionales la densidad necesaria era un orden menor ~ 10 cm^{-3} . Dicho valor pudo ser confirmado debido a la existencia de reportes de la densidad columnar (N_H) observada de la emisión tardía del destello (DÉlia et al. 2010; Rau et al. 2010). Uno de los resultados más fuertes de este trabajo fue el hecho de que la emisión prolongada en GeV nos da información del MI que rodea al destello, es decir nos indica el tipo de galaxia anfitriona. Los resultados de este trabajo están incluidos en el artículo ya publicado (Sacahui et al. 2012).

Nueva interpretación de la componente en Altas Energías observada en algunos GRBs

Existen otros destellos con una componente LP similar a la encontrada en el GRB 980923 y GRB 090926A. Estos presentan ciertas semejanzas entre si y son 3, uno observado por *CGRO* y los otros dos por *Fermi*.

GRB 941017

Fue un destello largo observado por *CGRO*, es el décimo primer destello más brillante del catálogo de BATSE (González et al. 2003), con un T_{90} de 77s. Datos combinados de los detectores, BATSE-LAD y EGRET-TASC, se utilizaron para obtener un ajuste espectral de su emisión temprana en un rango desde los 30keV hasta 200MeV. El análisis de González et al. (2003) arrojó que un simple ajuste de Band no era suficiente para describir el espectro a energías de MeV requiriendo una componente espectral adicional, dada por una ley de potencias LP. Dicha componente en multi-MeV evoluciona de manera distinta a la de keV, permanece brillante y tiene un índice espectral de -1, es 3 veces más brillante; no presenta un corte sugiriendo que aún más energía fue liberada sobre los 200MeV y tiene una duración de 150 s. En los datos finales de LAD dicha componente LP parece extenderse a menores energías. GRB 941017 presenta una cola en emisión con duración de 90segundos.

GRB 090510

Destello corto observado por *Fermi*. Es el primer destello observado por *Fermi* con evidencia clara de una desviación de la función de Band. El espectro integrado en tiempo

es mejor ajustado con la suma de una función de Band con una energía de quiebre $E_{peak} = 3.9 \pm 0.3$ MeV, la mayor observada, y una componente LP con un índice espectral -1.62 ± 0.03 , que domina la emisión por debajo de los 20 keV y por encima de los 100 MeV. El inicio de esta componente LP está retrasado aproximadamente 0.1 s con respecto a la componente de Band. Se encuentra a un z = 0.903.

GRB 090902B

Fue un destello largo observado por *Fermi*, uno de los más brillantes detectados con una fluencia de $4.36\pm0.06\times10^{-4} ergcm^{-2}$ durante los primeros 25 s de la emisión principal, además se le detectaron varias centenas de fotones con energías incluso de GeV durante su fase temprana. Detectado con un corrimiento al rojo z = 1.822. El análisis espectral con resolución temporal revela una componente LP significativa en los datos de LAT distinta a la componente de BAND que se ve en el rango de energías sub-MeV. Esta componente LP parece extrapolarse desde los GeV hasta los rangos menores en energía (<50 keV) y es mucho más intenso que la componente Band, tanto abajo de los 50 keV como arriba de los 100 MeV. Después de la fase principal, la emisión LP persiste en los datos de LAT hasta 1ks post-trigger (no se continua con la observación por la entrada del limbo de la Tierra) 3600 s después ya no se detecta esta componente LP cuyo flujo decae como $t^{-1.5}$. El índice espectral de la componente LP es $\Gamma = -2.1\pm0.1$ sobre el intervalo ($T_o + 25s$, $T_o + 1000s$).

Las principales características de estos destellos con una componente LP adicional están resumidas en la tabla 1.

Aplicando el modelo utilizado para la descripción de GRB 090926A se encontraron soluciones para explicar la emisión LP de los otros destellos con emisión LP. Se consideró el régimen no relativista para el frente de choque en reversa y barriendo el espacio de parámetros no se pudo ajustar adecuadamente el modelo a los observables. Los parámetros con los que se describen los otros destellos corresponden al caso en el que el frente de choque en reversa es relativista. Los resultados preliminares son similares a los obtenidos para GRB 980923 y el GRB 090926A. Se trabaja en la versión final de un artículo y su

	GRB 941017	GRB 090510	GRB 090902B
$T_{90}(s)$	77	1.5	21.9
Z	_	0.903	1.822
Fotón de mayor energía (GeV)	-	30.5	33.4
E_{iso} erg	-	1.08×10^{53}	3.63×10^{54}
Duración componente LP (s)	~ 100	~ 200	~ 1000
Índice LP	-1.00	-1.62	-2.10
Galaxia anfitriona	_	Elíptica tardía o es- piral temprana	_
Emisión tardía	_	Si	Si

 Tabla 1: Otros destellos con componente LP.

interpretación.

Índice general

Ín	dice g	eneral		XXI
Ín	dice d	e figuras		XXIII
Ín	dice d	e tablas		XXV
1.	Intro	oducción		1
2.	Dest	ellos de Rayos Gamma		5
	2.1.	Historia		. 5
	2.2.	Curvas de luz de los destellos		. 9
	2.3.	Modelo de la bola de fuego		. 11
		2.3.1. Evolución de la bola de fuego		. 12
		2.3.2. Movimiento relativista:		. 14
		2.3.3. Frentes de choque y emisión o	de fotones:	. 14
	2.4.	Emisión Principal		. 15
		2.4.1. Función de Band		. 16
		2.4.2. Emisión cuasitérmica		. 18
		2.4.3. Colas en emisión observadas	en los destellos	. 19
	2.5.	Emisión tardía		. 21
		2.5.1. Flash óptico		. 23

	2.6.	Progen	itores	25
	2.7.	7. Galaxias anfitrionas de los destellos		
	2.8.	2.8. Emisión en altas energías		
		2.8.1.	Descripción de los destellos con componentes distintas	33
		2.8.2.	Modelos leptónicos	34
		2.8.3.	Modelos hadrónicos	38
		2.8.4.	Motivación del trabajo de tesis	40
3.	GRI racio	3 98092 ón	3:Un destello con una componente de Altas Energías de corta du-	43
4.	Emi	siones l	arga y corta de la emisión en Altas Energías del GRB 090926A:	
	Un c	hoque	externo	53
5.	5. Nueva interpretación de la componente en Altas Energías observada en algu-			
	nos	GRBs		59
6.	Con	clusion	es generales y trabajo a futuro	85
		6.0.5.	Conclusiones	85
		6.0.6.	Trabajo a futuro	87
Bi	bliogr	afía		89
-	A (adiaa. G	liglas utilizadas on la tosis	05

Índice de figuras

1.	Curva de luz GRB 980923	XII
2.	Espectro en energía en diferentes intervalos de tiempo	XIII
3.	Curva de luz GRB 090926A	XV
2.1.	Curvas de luz para diferentes Destellos de Rayos Gamma	10
2.2.	Distribución de duración de los destellos de BATSE	11
2.3.	Modelo de la Bola de Fuego	12
2.4.	Función de Band.	17
2.5.	Diagrama de Hubble	30
2.6.	Ejemplo de una función Ley de Potencias	31

Índice de tablas

1.	Otros destellos con componente LP	 XIX
2.1.	Parámetros de las componentes distintas en altas energías.	 34

Introducción

El Universo nos sorprende constantemente, descubrimientos interesantes se dan contínuamente que conllevan el desarrollo de nueva física. Un descubrimiento inesperado fue el de los Destellos de Rayos Gamma (GRBs por sus siglas en inglés). Éstos son explosiones intensas de rayos gamma, tienen duraciones que van desde algunos ms hasta miles de minutos y suceden en galaxias distantes. Los destellos emiten fotones con energías características de ~ 100 keV –1 MeV y constituyen los eventos más luminosos que ocurren en el Universo. La emisión gamma, llamada emisión principal, viene seguida de una emisión prolongada que se observa en diversas longitudes de onda. Esta emisión prolongada puede verse incluso semanas después de la finalización de la emisión principal y es la llamada emisión tardía.

La fascinante historia de los GRBs inicia accidentalmente cuando los satélites militares Vela, dedicados al monitoreo de actividad nuclear en la Tierra, detectan emisiones gamma intensas de corta duración. El descubrimiento fue catalogado como clasificado hasta 1973, cuando se comprobó su origen fuera de la Tierra. Debido a que no se puede predecir cuándo ni dónde sucederán, además de su corta duración y la falta de tecnologías adecuadas, el estudio de los destellos se convirtió en una tarea complicada. Para la década de los 90s se contó con una mejor tecnología y en el año 1991 fue lanzada la misión Compton Gamma-Ray Observatory, la cual incluía el instrumento BATSE, el cual consistió de 8 módulos detectores idénticos localizados en las esquinas de la nave espacial *CGRO*. Cada módulo tenía dos detectores de centelleo de NaI(Tl) acoplados con tubos fotomultiplicadores (PMTs): Large Area Detector (LAD) optimizado para sensibilidad y respuesta a la dirección y un detector de Espectroscopía (SD) optimizada para cobertura en energía y resolución. Cada detector tiene diferentes capacidades en energía; LAD tiene un rango de energía constante de 0.02-1.9 MeV mientras SD tiene tiene una energía ajustable entre 0.01 y 100 MeV dependiendo de las ganancias de los PMTs. Pese a que los SDs son más sensibles en un mayor rango de energías, los LADs tiene un área de colección 16 veces mayor a la de los SDs.

BATSE tuvo gran cantidad de contribuciones al campo de las que destaca la confirmación de la isotropía en la distribución espacial de los destellos. Se confirmó además que presentan un espectro no térmico para el cual Band et al. (1993) obtuvo un ajuste fenomenológico. El espectro está mejor ajustado con una función que consiste de dos leyes de potencias unidas suavemente en una energía, llamada energía de pico. Dicha función fue denominada "función de Band".

Otro instrumento importante de la misión *CGRO* fue el de EGRET, el cual detectó emisiones en el rango de los MeV-GeV. Emisiones con energías > 1 MeV han sido características en varios destellos. La mayoría de los destellos con emisiones > 1 MeV presentan consistencia con las de keV, es decir están bien ajustados con una función de Band. Un caso relevante fue el del GRB 941017, el cual fue el primero en requerir una componente espectral distinta, adicional a la de Band, para el ajuste de su espectro. Esta componente es de mayor duración que la emisión principal y domina a energías > 1 MeV.

Con el lanzamiento de la misión *Fermi* en el año 2008 la detección de fotones de destellos con energías > GeV ha aumentado. La misión se compone de dos instrumentos, el LAT (Large Area Telescope) y el GBM (Gamma Ray Burst Monitor). El LAT es el instrumento principal de la misión *Fermi*, es un telescopio de imágenes de rayos γ de altas energías, posee un amplio campo de visión (2.4*sr* a 1*GeV*) y ha sido diseñado para detectar direcciones, energías y tiempos de arrivo de rayos gamma, mientras desecha el fondo de rayos cósmicos. *Fermi* explora el Universo en un rango de energía entre los 20MeV - 300GeV.

La mayoría de destellos presentan consistencia con las observaciones en keV, mien-

tras otros requieren de una componente adicional que domina a mayores energías. La no homogeneidad en las observaciones a mayores energías resalta la importancia de las observaciones y la necesidad de extender los estudios. En el trabajo de esta tesis se contribuye, tanto a nivel experimental como teórico, en el campo de las emisiones a mayores energías de los GRBs.

La presente tesis se divide en 4 capítulos. El primer capítulo (capítulo 2 de la tesis) introduce los conceptos del campo de los Destellos de Rayos Gamma. Éste incluye los resultados observacionales relevantes que caracterizan a los destellos en sí, además de modelos teóricos desarrollados en base a las observaciones. Se incluyen resultados en general con mayor énfasis en las energías > 1 MeV.

Los siguientes 3 capítulos exponen mi investigación doctoral. El capítulo 3 de la tesis incluye el trabajo experimental realizado sobre el GRB 980923. Para este trabajo se utilizaron datos de la misión *CGRO*, en particular de sus instrumentos BATSE y EGRET.

Los capítulos 4 y 5 de la tesis consisten en una descripción teórica de observaciones en altas energías de los destellos. Un modelo fue extendido y aplicado para un destello en particular, el GRB 090926A, y este trabajo constituye el capítulo 4. Finalmente en el capítulo 5 se generaliza el modelo y se valida en otros destellos, proponiendo una familia de destellos con características comunes que puede ser explicada con el modelo.

Destellos de Rayos Gamma

Los Destellos de Rayos Gamma (conocidos como GRBs por sus siglas en inglés) son pulsos cortos e intensos de rayos gamma o rayos X y constituyen los eventos más energéticos del Universo. Estos liberan en pocos segundos energías comparables a la que libera el Sol en toda su vida. La emisión principal en rayos gamma de los destellos viene acompañada de una emisión tardía (llamada *afterglow* en inglés) que es detectada en distintas longitudes de onda y que tiene duraciones mayores a las del destello mismo. Esta emisión tardía puede ser vista incluso años después de la finalización de la emisión principal.

Descubiertos por accidente por los satélites militares *Vela* en 1967, aunque no anunciados hasta 1973, han fascinado a astrónomos y astrofísicos desde entonces. Los destellos son eventos brillantes y con duración que puede ir desde milésimas de segundo hasta miles de segundos. Son eventos de origen cosmológico que se observan de manera esporádica y aleatoria en el cielo (Vedrenne & Atteita 2009).

2.1. Historia

La primera detección de un Destello de Rayos Gamma fue realizada por los satélites *Vela*, proyecto de los Estados Unidos para implementar un control de pruebas nucleares en Tierra. El número total de satélites *Vela* lanzados fue de 12. En los años de funcionamiento de la misión siempre se contaba con más de un satélite en órbita a la vez, por lo que utilizando la diferencia de tiempos de arribo de los fotones a cada satélite, se pudo determinar

las posiciones aproximadas en el cielo de procedencia de los destellos. Se determinó que no provenían en dirección del Sol o la Tierra y se infirió su origen a una distancia mayor que la distancia Tierra-Sol. Los satélites *Vela* no tenían la resolución necesaria que permitiese obtener el espectro de algún destello.

El descubrimiento en un principio fue considerado como clasificado. Fue en 1973 cuando se publicó el descubrimiento de los Destellos de Rayos Gamma en el trabajo titulado "*Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin*"(Klebesadel et al. 1973).

Muchos otros experimentos observaron cientos de destellos luego de la publicación de la detección de los primeros, sin embargo, no tuvieron resultados concluyentes debido a su baja sensibilidad y mala resolución en energía. Se generaron entonces muchas teorías acerca del origen de los destellos, de las cuales la mayoría sugerían que se originaban dentro de la Vía Láctea.

En el año 1991 el satélite Compton Gamma-Ray Observatory (*CGRO*) fue lanzado al espacio, llevando consigo el Burst and Transient Source Experiment, BATSE, y el Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope, EGRET, como 2 de sus 4 detectores (los otros dos fueron OSSE y COMPTEL). Esta misión aumentó la sensibilidad de detección de destellos, observando cerca de 3000. Además las principales propiedades de los destellos; variabilidad rápida, falta de periodicidad y la existencia de dos clases de destellos, largos y cortos, fueron completamente confirmadas, así cómo la naturaleza no térmica de su espectro en energía. El satélite *CGRO* demostró además la isotropía en su distribución angular observada, es decir, no se observaban en mayor cantidad en dirección al centro (o en el plano) galáctico, lo que se esperaría si se originasen en la Vía Láctea. De este modo tomó fuerza la teoría de que eran eventos de origen extragaláctico. La conjunción de la indiscutible isotropía en la distribución espacial de los destellos y su distribución no-homogénea (existe un déficit en el número de destellos débiles encontrados) son los resultados más importantes de BATSE.

Pese a todos los resultados de BATSE, la ausencia de contrapartes en otras longitudes de onda, debido a su mala resolución angular y el tiempo de respuesta de los otros observatorios, no permitía que las fuentes de los destellos fuesen identificadas. En el año

6

1996 la misión alemana-holandesa *BeppoSAX*, un satélite dedicado a la astronomía en rayos X y rayos gamma, fue lanzado. *BeppoSAX* fue diseñado para realizar una profunda observación en rayos X de destellos, con observaciones que se prolongaban por algunas horas, logró descubrir la emisión tardía en rayos X y medir el corrimiento al rojo como estimación de la distancia del destello. El primer destello al que se le detectó su emisión tardía fue el GRB 970228. Por primera vez la localización de los destellos era suficientemente precisa para que grandes telescopios en Tierra pudiesen seguirlos, observando las emisiones tardías en óptico y en radio. Así el origen extragaláctico de los destellos fue determinado y se confirmó la predicción de la emisión tardía hecha por el modelo de la "bola de fuego". A estas distancias los destellos se convierten en las explosiones más poderosas en el Universo. La gran cantidad de energía liberada (~ 10^{51-53} erg) llevaron a considerar la posibilidad de que la emisión de las fuentes no fuese isotrópica sino colimada, reduciendo así en un factor de dos a tres órdenes de magnitud la energía liberada por la fuente. La colimación fue confirmada con la detección de quiebres en el espectro de la emisión tardía (Sari et al. 1999).

Otra misión importante es la del satélite *Swift*, lanzado en Noviembre del año 2004 y aún en operación. *Swift* cuenta con un detector de rayos gamma muy sensible (BAT), así como un telescopio óptico (UVOT) y otro de rayos X (XRT). La mayor ventaja del satélite es su rápido seguimiento de destellos y su capacidad de observar la emisión tardía desde sus primeras etapas. La gran sensibilidad de su instrumento BAT permite la detección de destellos a distancias mayores. *Swift* detectó el destello más lejano hasta ahora conocido, el GRB 090423, con un corrimiento al rojo z = 8.3. El observar destellos más lejanos ha permitido medir la metalicidad de las regiones de formación estelar a altos corrimientos al rojo (z > 5), lo cual es importante en estudios de formación y evolución galáctica. Otra de las principales contribuciones de *Swift* al campo ha sido la detección de emisiones tardías en los destellos cortos, dichas observaciones sugieren que los destellos cortos tienen un origen físico distinto al de los destellos largos. Finalmente UVOT y XRT proveen posiciones muy precisas de los destellos, lo que ha permitido un mejor estudio de sus galaxias anfitrionas.

El 11 de junio de 2008 entró en funcionamiento el observatorio de rayos gamma Fermi. Éste detecta fotones con energías desde 8 keV hasta 300 GeV. La misión se compone de dos instrumentos, el LAT (Large Area Telescope) y el GBM (Gamma Ray Burst Monitor). El LAT es el principal instrumento de *Fermi*, posee amplio campo de visión (2.4 sr a 1 GeV) y detecta energías entre 25 MeV - 300 GeV. Fermi ha multiplicado el número de destellos detectados con emisión sobre 100 MeV y entre sus principales contribuciones al campo se encuentra que la detección de fotones con energías > 100 MeV se da con un retraso en comparación a los de energías menores (≤ 1 MeV). Dicho retraso parece estar escalado con la duración del destello y es más notorio en los destellos brillantes. En la mayoría de destellos detectados por LAT la emisión con energías > 100 MeV tiene una duración significativamente mayor en comparación a la principal, además su espectro no siempre es consistente con una extensión del de la emisión principal, tal es el caso de los destellos GRB 090510, GRB 090902B, GRB 090926A y GRB 110731A, los cuales requieren de dos componentes para su ajuste espectral. Finalmente Fermi detectó la presencia de una componente cuasitérmica en la fase principal del destello. Dicha componente está predicha por el modelo de la "bola de fuego" y se ha detectado claramente en dos destellos: GRB 090902B y GRB 100724B.

Ahora también en Tierra numerosos telescopios ópticos han sido construidos o modificados para incorporarles tecnología robótica que permita responder inmediatamente a las alertas recibidas desde la Gamma-ray Burst Coordinates Network (GCN), lo cual contribuye a muchos avances, principalmente en observaciones de la emisión tardía.

Los descubrimientos observacionales han ido acompañados del desarrollo de modelos teóricos. Hasta ahora el modelo más aceptado para explicar los destellos es el llamado modelo de la "bola de fuego", que considera tanto choques internos como externos. De acuerdo con este modelo la emisión principal del destello se produce cuando la energía cinética de un flujo ultra-relativista es disipada por colisiones internas, mientras que la emisión tardía se origina cuando el flujo relativista es frenado por el medio que lo rodea. Este modelo tiene muchas predicciones exitosas, como la emisión tardía, la presencia de quiebres en la curva de luz de la emisión tardía y una emisión óptica de corta duración

(llamado flash óptico) que acompaña a los destellos mismos (Piran 2004).

2.2. Curvas de luz de los destellos

Las curvas de luz de los destellos son gráficas del número de fotones detectados en función del tiempo. Estas son distintas y muy diversas para cada destello y pueden presentar picos múltiples o un sólo pico (ver figura 2.1) y algunos destellos presentan una emisión previa, que es actividad del destello con baja significancia, por lo que no dispara el detonante del detector.

En base a observaciones realizadas con el instrumento BATSE en el satélite de rayos gamma CGRO se realizó un análisis de la duración de los destellos. De este estudio se encontró una distribución bimodal donde existen dos picos, uno cerca de 0.3 s y el otro entre 10-20 s (ver figura 2.2), por lo que se les clasificó como destellos cortos (< 2 s) y destellos largos (> 2 s). Los destellos cortos además de ser de menor duración presentan un espectro en energía más duro, es decir con una mayor proporción entre las cuentas en el rango 100-300 keV y 25-100 keV (Dezalay et al. 1992; Kouveliotou et al. 1993). Actualmente es ampliamente aceptado que la física de estos dos grupos (cortos y largos) es distinta. Posteriormente, otros trabajos utilizando datos de otras misiones han arrojado la existencia de un tercer grupo llamado grupo intermedio, con una duración media $\sim 25-50$ s. Este tercer grupo es diferente en sus propiedades espectrales a los destellos cortos y no difiere mucho de los largos, de los cuales, su principal diferencia es que los destellos intermedios tienen un brillo menor a los largos (de Ugarte Postigo et al. 2011). Finalmente a diferencia de los destellos cortos y largos su significado físico y su origen es menos claro (Balastegui et al. 2001). Recientemente ha emergido otra clase de destellos, los llamados destellos cortos con emisión prolongada, cuya emisión presenta inicialmente un pico de corta duración seguido de una emisión extendida con un espectro más suave. Un destello típico de este grupo es el GRB 060614 y destellos similares han sido encontrados en datos de BATSE y Swift (Funda Bostanci et al. 2012; Sakamoto et al. 2011).


Figura 2.1: Curvas de luz para diferentes Destellos de Rayos Gamma detectados por BATSE (20 keV - 1 MeV). Algunos presentan estructura con muchos picos, los cuales a veces son muy definidos, mientras que otros presentan subestructura.



Figura 2.2: Distribución de la duración de los destellos observados por BATSE (20 keV - 1 MeV). Dos grupos son notorios, uno con pico cerca de ~ 3 s y el otro con pico en ~ 40 - 50 s (Paciesas et al. 1999).

2.3. Modelo de la bola de fuego

Los descubrimientos observacionales llevaron al desarrollo de este modelo y el concepto de bola de fuego fue introducido por primera vez por Cavallo & Rees (1978), años antes del descubrimiento de la emisión tardía. Por muchos años fue el modelo más aceptado para describir las emisiones de los destellos, tanto largos como cortos. Ahora hay fuertes evidencias para suponer que la emisión principal se origina de manera distinta. La imagen general es que un objeto compacto, llamado progenitor, expulsa material a velocidades relativistas. La emisión principal se originaría por interacciones dentro del flujo de material eyectado por el progenitor, mientras que la interacción de dicho material con el medio interestelar sería la responsable de la emisión tardía (ver figura 2.3).



Figura 2.3: Representación del modelo de la bola de fuego, los choques internos ocasionan la emisión principal mientras que los choques externos la emisión tardía.

2.3.1. Evolución de la bola de fuego:

La evolución de la bola de fuego al expandirse en el medio que le rodea ha sido extensivamente estudiada (Mészáros & Rees 2000; Mészáros et al. 2002; Cavallo & Rees 1978), asumiendo una bola de fuego compuesta de fotones, pares e^+ , e^- , una pequeña cantidad de bariones y campo magnético.

La bola de fuego se caracteriza por su energía inicial E_0 y la duración de inyección de material por el objeto central T. En su fase inicial la base de la bola de fuego se conecta con el progenitor, ver sección 2.6 para más detalles de los progenitores. La fase inicial de la bola de fuego es muy caliente (~ 10^{10} K), con fotones y pares en equilibrio y con los bariones en reposo respecto al progenitor. Esta fase se da en un radio $r_0 \sim 10^7$ cm.

El progenitor eyecta material por un tiempo T, y al finalizar la eyección una corteza del material expulsado alcanzará una distancia $r \sim 10^{10}$ cm. Posteriormente la corteza continua expandiéndose. En esta expansión los bariones son acelerados por presión de ra-

diación (Rees & Meszaros 1994) y el factor de Lorentz de la corteza de material aumentará linealmente con el radio, hasta alcanzar su máximo en un radio $r_M \sim 10^{13}$ cm. En esta fase la energía térmica es transformada en energía de movimiento del material. Más allá de la distancia r_M la corteza se mueve con una Γ constante.

Conforme se expande la bola de fuego, la densidad en número de fotones así como la energía típica de los mismos decaen. A cierta distancia, la región se vuelve ópticamente delgada para producción de pares y difracción Compton de los electrones libres y bariones que viajan en la corteza. Esto sucede a una distancia r_f , llamada radio fotosférico, para el cual ya mucha de la energía inicial se ha convertido en energía cinética de la corteza, y parte de la energía empieza a ser radiada con un espectro de cuerpo negro. Esta es la primera señal electromagnética detectable de los destellos. El radio fotosférico usualmente está arriba de r_M , aunque puede encontrarse abajo ($r_f = 10^{12} - 10^{13}$ cm).

Para un progenitor con emisión intermitente, es decir que expulsa distintas capas de material, algunas cortezas pueden dar alcance a otras previamente lanzadas. Cuando esto sucede se producen frentes de choque, a los cuales se les ha denominado choques internos. Estos frentes de choque convertirán la energía cinética de la corteza en energía interna de las partículas (principalmente electrones). Estas partículas emitirán en corto tiempo y su emisión tendrá un espectro no térmico. Típicamente los choques internos suceden a distancias $r_i \sim 10^{13} - 10^{14}$ cm. La radiación de las partículas aceleradas por estos frentes de choque son las responsables de la emisión principal.

Finalmente la corteza de material es desacelerada al interactuar con el medio del ambiente, el medio interestelar (MI) en este caso. Esto sucede cuando la masa del MI arrastrada por la corteza es del orden de $1/\Gamma$ de la masa en reposo de la misma. Para una densidad constante con un valor típico del MI ($n = 1 \text{ cm}^{-3}$) se da a una distancia $r_{dec} \sim 10^{16}$ cm. Durante la desaceleración se producen dos frentes de choque, uno que va en dirección contraria a la corteza, frenándola, mientras el otro se propaga a través del MI. Estos son los llamados choques externos, en reversa y hacia adelante respectivamente. Dichos frentes de choque aceleran electrones, los cuales emitirán, y son los responsables de la emisión tardía.

2.3.2. Movimiento relativista:

Para un destello típico, una fluencia en rayos gamma de $F \sim 10^{-6}$ erg cm⁻² es detectada en la Tierra. Dicha fluencia implica una gran cantidad de energía liberada ($E \sim 10^{51} - 10^{54}$ ergs) por el destello. Para fotones gamma se espera que una fracción considerable de los mismos interaccionen entre si, produciendo pares ($\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$). Por otro lado la variación más rápida en la actividad de una fuente astrofísica detectada restringe su dimensión, considerando la aproximacíon no relativista, el tamaño está dado por $R < c\delta t$, donde c es la velocidad de la luz y δt la escala de variabilidad mínima (ms en el caso de los destellos). Tanto por la alta fracción de fotones que producen pares como por el aparente tamaño pequeño de la fuente emisora se infiere una profundidad óptica para la radiación gamma muy grande, lo cual impide su detección en Tierra. Este problema puede ser resuelto invocando un movimiento relativista de la región emisora en dirección de la Tierra (Zhang & Mészáros 2004).

Al tener una expansión relativista del material expulsado por el progenitor, la profundidad óptica es disminuída considerablemente. Esto se da ya que al considerar una velocidad relativista de material, con un factor de Lorentz Γ , la energía de los fotones sufre un corrimiento al azul por un factor Γ (típicamente los destellos tienen un $\Gamma \ge 100$), por lo que los rayos gamma detectados son en realidad rayos X en su sistema de referencia en reposo. Esto implica que la fracción de fotones que interactúan produciendo pares es menor. Un segundo efecto al considerar el movimiento relativista es que la dimensión de la región emisora cambia, para el caso relativista está dada por $\Gamma^2 c \delta t$, para una escala de tiempo δt . El tener una mayor región emisora contribuye a la disminución de la profundidad óptica. Con esta disminución en la profundidad óptica se pueden explicar los flujos detectados.

2.3.3. Frentes de choque y emisión de fotones:

Como fue explicado anteriormente tanto la emisión principal como la tardía se pueden explicar por frentes de choque que aceleran electrones, los cuales radían mediante sincrotrón y/o compton inverso. Esto está soportado por la observación de un espectro no térmico para los destellos.

Los frentes de choque se caracterizan por discontinuidades en los parámetros físicos. Los paramétros físicos de la sección pre choque son magnificados para la sección post choque (salto Hugoniot). En el sistema de referencia del frente de choque, por conservación de la energía, la energía termal de las partículas en la parte post choque es del orden de la energía cinética de las partículas en la sección pre choque. Esto quiere decir que el frente de choque hace que la energía ordenada (energía cinética en la región pre choque) se convierte en energía cinética aleatoria de las partículas en la región post choque. Similares condiciones se pueden aplicar al campo magnético. Un campo magnético paralelo es comprimido y amplificado por el choque, por un factor Γ . Por ende el campo post choque será mayor en comparación al pre choque. Estas condiciones favorecen la emisión sincrotrón de los electrones (Vedrenne & Atteita 2009).

El modelo común de aceleración de partículas por frentes de choque es el de aceleración difusa (Krymskii 1977). Dicho modelo expone que las partículas son aceleradas cuando atraviesan repetidamente los frentes de choque. Irregularidades magnéticas confinan a las partículas en el frente por algún tiempo. La competencia entre la ganancia en energía por cruce y la probabilidad de escape genera un espectro de ley de potencias para las partículas, $dN\alpha E^{-p}dE$, donde N(E)dE es el número de partículas con energía entre E y E + dE. La aceleración de partículas por frentes de choque es consecuencia de un proceso estadístico de aceleración explicado por Fermi (1949). Un valor de $p \sim 2.2 - 2.3$ se ha encontrado por muchos grupos con simulaciones numéricas y consideraciones analíticas.

2.4. Emisión Principal

La emisión principal es aquella que describe al destello en sí, la cual se da en rayos gamma, rayos X o combinaciones de ambos (Piran 2004). La emisión principal en los destellos presenta un amplio rango de duraciones, puede ir desde 10^{-3} s hasta más de 2000 s (el más extenso es el GRB 110328A el cual duró días). Se define a la duración de la fase principal como el intervalo en el cual el 90 % ó 50 % de la fluencia en energía es detectada

 $(T_{90} \text{ y} T_{50} \text{ respectivamente})$ (Zhang & Mészáros 2004).

Las curvas de luz de los destellos son irregulares, la mayoría están constituidas de múltiples pulsos o picos, los cuales a su vez son asimétricos en su mayoría. Los destellos son altamente variables (por variabilidad se entiende que $\delta t < T_{90}$, donde δt es la duración de un pulso típico) con escalas de tiempo de variabilidad menores que la duración del destello mismo (en algunos casos por un factor de 10⁴). Aunque los destellos parecen estar compuestos de pulsos o episodios individuales, algunos parecen estar formados por un sólo pulso.

2.4.1. Función de Band

La emisión principal de los destellos presenta un espectro no térmico. El espectro varía de destello en destello y Band et al. (1993) obtuvo un excelente ajuste fenomenológico de éste. La función de ajuste consiste de dos leyes de potencias unidas suavemente en una energía de pico E_p (ver figura 2.4). Esta función es conocida como la "función de Band" y está descrita por la ecuación 2.1 (Band et al. 1993).

$$N(\nu) = \begin{cases} (h\nu)^{\alpha} e^{\left(-\frac{h\nu}{E_p}\right)}, & para \quad h\nu < (\alpha - \beta)E_p; \\ \left[(\alpha - \beta)E_p\right]^{\alpha - \beta} (h\nu)^{\beta} e^{(\beta - \alpha)}, & para \quad h\nu > (\alpha - \beta)E_p, \end{cases}$$
(2.1)

donde *h* es la constante de Planck, v es la frecuencia, α el llamado índice de menores energías y β el de mayores energías. Estos dos índices espectrales, α y β , junto a la energía de pico son los parámetros que describen el espectro, además con la energía de pico se puede inferir la energía isotrópica liberada por el destello E_{iso} . Esta forma espectral es válida tanto para la emisión integrada en toda la duración del destello como para episodios del mismo. Aún no existe un modelo teórico que logre explicar completamente la forma espectral de los destellos.

Con los ajustes de 52 destellos, Band et al. (1993) realizó un estudio de correlaciones entre los parámetros espectrales con el corrimiento al rojo (z) y la energía isotrópica (E_{iso}). Encontraron evidencias de correlaciones entre α y z, E_p y z, además entre E_p y E_{iso} , la cual viene dada por $E_p = E_{iso}^{\gamma}$, con $\gamma = -0.52 \pm 0.06$.



Figura 2.4: Función de Band.

Preece et al. (2000) utilizó una muestra de 156 destellos brillantes detectados por BAT-SE para realizar un catálogo espectral. De su estudio notó que la mayoría de los destellos tienen una energía de pico entre 100 keV y 400 keV, teniendo un máximo de la distribución en ~ 250 keV. Para los índices encontró que la distribución tiene sus máximos en $\alpha \sim -1$ y $\beta \sim -2$. Recientemente Goldstein et al. (2012) realizó un catálogo espectroscópico de 487 destellos detectados por *Fermi*. De su análisis se encontraron los máximos en las distribuciones para $\alpha \sim -0.75$, $\beta \sim -2.17$ y $E_p \sim 194$ keV los cuales son consistentes con lo encontrado con los destellos de BATSE.

En la mayoría de los destellos detectados por BATSE y *Fermi*, los fotones con energías mayores a las típicas (E > 1 MeV) presentan consistencia con una extensión de la componente de Band y no presentan quiebres espectrales. Sin embargo existen algunos destellos que muestran una componente espectral extra que domina a estas energías mayores. El primer destello al cual se le detectó la componente espectral a energías mayores de 1 MeV fue el GRB 941017 (González et al. 2003). La componente distinta se extiende por sobre los 200 MeV y evoluciona de manera distinta a la emisión primaria. De los destellos que requieren de esta componente extra únicamente el GRB 090926A presenta un quiebre espectral para dicha componente a una energía ~ 2 GeV (Ackermann et al. 2011).

2.4.2. Emisión cuasitérmica

Se cree que la emisión principal detectada en los destellos se origina a grandes distancias (~ 10^{13} cm) respecto al progenitor en un flujo altamente relativista. En un principio de la expansión de la bola de fuego, debido a las grandes densidades en la base del jet, el medio es ópticamente opaco a la radiación. Esta profundidad óptica decrece durante la expansión ultrarelativista y el flujo se convierte en ópticamente transparente para su propia radiación a una distancia llamada radio fotosférico (ver sección 2.3). La energía interna que aún es acarreada por el flujo es entonces radiada en la fotósfera y se espera una componente térmica en el espectro de la emisión temprana (Guiriec et al. 2011). La aparición de fotones térmicos en el espectro no es tan sólo esperado sino requerido por el modelo. Por otro lado la componente no térmica observada (descrita por Band) debe ser originada por otro mecanismo en la región ópticamente delgada, arriba de la fotósfera, por lo que se espera un retraso temporal entre ambas emisiones (térmica y Band). Dicho retraso es pequeño comparado con la duración del destello mismo, es decir < T_{90} .

Algunos efectos de superposición modifican el espectro térmico, alejándolo de una función de Planck. Cuanto mayor sea el episodio temporal utilizado para el análisis, estaremos observando emisión de diferentes regiones espaciales así como distintos episodios de la emisión fotosférica, por ende el espectro observado será un cuerpo negro multicolor, es decir una superposición de varias emisiones térmicas a distintas temperaturas. Este efecto puede ser disminuído al realizar análsis en episodios temporales menores (Zhang et al. 2011). Un ejemplo de esto es el GRB 090902B (PeÉr et al. 2012) al cual se le detectó una componente térmica al realizar estudios en episodios menores a los utilizados para el primer análisis realizado por Abdo et al. (2009).

Algunos autores (Ghirlanda et al. 2003; Ryde 2004; Ryde et al. 2010) argumentan

hecho uno de los principales aportes en el campo de los GRBs de la misión *Fermi* es la detección de esta componente cuasitérmica en 2 destellos: GRB 090902B, GRB 100724B y probablemente en un tercero, el GRB 090510 (Zhang et al. 2011).

2.4.3. Colas en emisión observadas en los destellos

Es generalmente aceptado que la emisión principal se origina en choques internos del chorro mientras que la emisión tardía se origina en los llamados choques externos. La relación entre ambas emisiones de los destellos no es del todo clara. Emisiones tardías en rayos X vistas en algunos destellos observados por *BeppoSAX* son consistentes con una extrapolación de un decaímiento descrito por una ley de potencias del final de la emisión principal, indicando que el destello podría evolucionar contínuamente de la emisión principal hacia la emisión tardía (Costa et al. 1997; Piro et al. 1998). Esto puede ser un indicativo de que parte de la emisión que aparece en la fase principal del destello es consistente con ser emisión tardía.

Se podría referir a una cola como una emisión post-destello en energías tradicionalmente asociadas a la emisión principal (rayos gamma o rayos X) (Connaughton 2002). Las colas tienen larga duración (~ $10^2 - 10^4$ s), mayor a la del destello mismo, están presentes en destellos cortos y largos así como en destellos brillantes y no brillantes (Connaughton 2002). Pocos destellos individualmente tienen una cola brillante en rayos gamma. A las colas de estos destellos se les ha podido realizar estudios espectroscópicos encontrando que su espectro es diferente al de la emisión principal (Giblin et al. 1999).Se tienen más casos con colas claramente diferenciadas en rayos X, a las cuales se les ha podido realizar estudios espectroscópicos encontrando un espectro distinto en las colas que para la emisión principal del destello (Zhang et al. 2007).

Debido a la baja fluencia en energía que tienen las colas es muy importante realizar una substracción cuidadosa del fondo. El problema con la determinación del fondo, para las detecciones de satélites, es que varía según la región de la magnetósfera en que se encuentren la naves. Además, debido a la rotación de la Tierra, órbitas sucesivas del satélite no son iguales. Para el caso de BATSE la órbita más parecida se daba cada 15 órbitas. Tradicionalmente en el estudio de los destellos el método para substracción del fondo consiste en ajustar un polinomio a instantes antes y después del destello. Este polinomio es el fondo y se sustrae en la fase principal. En el estudio de colas no es posible utilizar el método tradicional ya que la duración de la cola no es conocida, por lo que el episodio elegido para el ajuste del polinomio puede tomar parte de la cola. Entonces en el caso de las colas se toma el fondo de la nave detectado en la órbita previa similar (15 órbitas antes en el caso de BATSE).

Connaughton (2002) realizó un estudio de colas en destellos observados por BATSE. Para destellos largos utilizó una muestra de 400 eventos y obtuvo una curva de luz combinada de los mismos, para ésto sumó los fotones por intervalo de tiempo de todos los destellos. De este estudio se observó que luego de la finalización de la emisión principal la curva de luz sumada de los destellos presenta una cola con una duración mucho mayor a la del destello. Esta cola está descrita por una ley de potencias con un índice temporal de 0.6 ± 0.1 , aunque es muy probable que la cola varíe mucho de destello en destello. Además realizó el estudio separando los destellos en muestras según su brillo y concluye que existen colas incluso en los destellos menos brillantes. Para los destellos cortos utilizó una muestra de 100 eventos, donde igualmente se observó la presencia de una cola aunque con menor significancia que para los destellos largos. Como caso particular se encuentra el GRB 980923, un destello largo el cual presenta una cola bien diferenciada con duración de ~400 s (Giblin et al. 1999). Dicha cola tiene un espectro diferente al de la emisión principal del destello.

En el caso de rayos X la detección de colas es más común. Con datos del satélite *Swift*, Zhang et al. (2007) realizó un estudio de 44 colas en rayos X. Estas colas eran lo suficientemente brillantes para realizar estudios espectroscópicos, dichas colas tienen flujos mayores a 10^{-9} erg cm⁻² s⁻¹. Para el estudio Zhang et al. (2007) separó la muestra en 3 grupos: el primero es de destellos con colas suaves, sin aumentos intensos en la

actividad de la cola y sin evolución espectral, el segundo grupo consiste en colas suaves, sin actividad en la misma y con evolución espectral. Finalmente el tercer grupo presenta actividades intensas en la cola. El estudio privilegia el segundo grupo, ya que para este grupo la evolución espectral de la cola debe estar dominada por las propiedades de la cola en si. Estas presentan clara evolución espectral duro-suave. Estudios posteriores (Mangano & Sbarufatti 2011) ajustaron el espectro de las colas con diversas funciones. Encontraron evolución en la energía de pico, la cual decae con el tiempo. Las colas en rayos X presentan similitudes con las de rayos gamma, por lo que se sugiere un posible origen común para ambas.

2.5. Emisión tardía

Predicha por el modelo de la bola de fuego, es generalmente aceptado que la emisión tardía se produce cuando el material expulsado por el progenitor es frenado por el MI (Meszaros & Rees 1997). La emisión tardía es emitida en un amplio rango de longitudes de onda. Ha sido detectada en rayos X, óptico, infra-rojo (IR) y radio, aunque no todos los destellos presentan emisión tardía en todas las longitudes de onda.

Hasta 1997 no existían contrapartes conocidas de los destellos en otras longitudes de onda. Fue el 28 de febrero de 1997 cuando el satélite *BeppoSAX* detectó la primera emisión tardía para un destello, el GRB 970228. La posición exacta dada por este satélite llevó también al descubrimiento de la emisión tardía en óptico horas después. Con observaciones de la emisión tardía se pudieron determinar las distancias a los destellos, confirmándose su origen cosmológico, además han permitido identificar las galaxias anfitrionas de los destellos.

La evolución de la emisión tardía está descrita por una serie de leyes de potencias segmentadas en el tiempo y en frecuencia(Sari et al. 1998):

$$f_{\nu}(t) \propto \nu^{-\bar{\beta}} t^{-\bar{\alpha}} \tag{2.2}$$

donde f_{ν} es el flujo, ν la frecuencia y t el tiempo. Dichas leyes de potencias se unen en

energías llamadas energías de quiebre.

En su inicio la emisión tardía aparece en los rayos X. Es la fase de emisión tardía más común detectada (Zhang & Mészáros 2004) y es la más fuerte y corta de todas. La ley de potencias que describe esta fase tiene un $\bar{\alpha} \sim 0.9$ y $\bar{\beta} \sim 1.4$. La energía total irradiada en rayos X en la emisión tardía es tan sólo una pequeña fracción de la energía del destello. También se han encontrado líneas de rayos X en emisiones tardías, que fueron descubiertas aproximadamente 10 horas después del destello. La mayoría de las líneas fueron interpretadas como líneas de emisión de Fe o K- α , aunque son líneas con baja significancia estadística (< 4.5 σ).

Posteriormente a la emisión en rayos X, aparece la emisión tardía en óptico e infrarojo (IR). Ésta típicamente tiene magnitudes entre 19-20 un día después del destello. La ley de potencias que describe esta fase tiene un $\bar{\alpha} \sim 1$ y $\bar{\beta} \sim 0.7$. Presentan muchas líneas de absorción que corresponden a la absorción sufrida en su camino hacia la Tierra y generalmente las que tienen el mayor corrimiento al rojo se asocian con la galaxia anfitriona del destello. Gracias a estos resultados se ha podido asociar a los destellos con regiones de formación estelar en las galaxias. En algunas emisiones tardías un cambio en comportamiento en el índice temporal es detectado unos días despúes de su inicio. En este instante cambia el índice temporal a $\bar{\alpha} \sim 2$. Estos quiebres son esperados cuando el flujo de material expulsado por el progenitor está colimado y no de manera isotrópica (Rhoads 1999).

Finalmente la emisión tardía es emitida también en radio. Esta fase usualmente no sigue un decaímiento descrito por una ley de potencias y puede ser visto mucho tiempo despúes (incluso algunos años) del destello. El flujo observado tiene un máximo en alrededor de 2 mJy y en un principio la emisión tardía en radio presenta fluctuaciones intensas que se suprimen en tiempos posteriores (Frail et al. 2000).

No todas las emisiones tardías son detectadas en las tres bandas (rayos X, óptico y radio). La mayoría de los destellos presentan emisión tardía en rayos X. De los destellos observados por *BeppoSAX* únicamente $\sim 60\%$ presentan emisión tardía en el óptico (Zhang & Mészáros 2004). El restante 40\% son los llamados destellos "obscuros". Estos son ópticamente opacos y se cree se debe a la presencia de material absorbente, posiblemente una nube de polvo molecular, en el recorrido de la luz a la Tierra. Otra posible explicación es que la emisión en óptico para estos destellos sea intrínsicamente menos intensa que el resto de emisiones. La emisión tardía en radio es detectada en aproximadamente 50 % de los destellos (Zhang & Mészáros 2004).

Otro fenómeno asociado a la expansión del material del destello en chorros es el descubrimiento de las llamadas emisiones tardías "huérfanas". Estos son objetos transitorios detectados en rayos X, óptico y/o radio, los cuales no tienen contraparte en rayos gamma. La hipótesis es que el chorro está desalíneado respecto a la línea de visión por lo que no vemos la emisión gamma. Conforme evoluciona el chorro su velocidad disminuye, por lo que la colimasión se hace menor y el chorro se expande hacia los lados, entrando a la línea de visión. El observador espera detectar una curva de luz de la emisión tardía que crece seguida luego del normal decaímiento de la emisión.

La emisión por radiación de sincrotrón en choques externos ha sido exitosa para explicar el origen de la emisión tardía (Tavani 1996). Esta predicción ha sido validada con las observaciones. Tanto la variación del flujo en función de la energía como las energías de quiebre son consistentes con emisión sincrotrón (Vedrenne & Atteita 2009).

2.5.1. Flash óptico

En la interacción del chorro con el MI se producen dos frentes de choque, uno que viaja hacia adelante propagándose en el MI y otro que viaja en dirección contraria y frena al chorro (frente de choque en reversa). Este frente de choque en reversa predice una emisión fuerte y de corta duración en el óptico (Meszaros & Rees 1997), el llamado "flash óptico". Cuando el frente de choque cruza el chorro, el material es calentado acelerando electrones. Este mecanismo sucede una vez nada más y los electrones producen una emisión única de corta duración a diferencia de la prolongada originada por el frente de choque hacia adelante (la emisión tardía).

El primer destello al que se le detectó esta emisión en óptico fue el GRB 990123,

dicha observación fue realizada por el telescopio robótico ROTSE, tuvo una magnitud de 9 y se detectó algunos segundos después del inicio de la emisión principal (Akerlof et al. 1999). En este destello se observó claramente que el pico en emisión del flash óptico no coincide temporalmente con algún pico en la curva de luz en rayos gamma; la falta de correlación entre ambas emisiones sugiere que son distintos los procesos que originan la emisión gamma y la óptica para este destello.

Existen varios destellos que han presentado este flash óptico. Para el caso del destello GRB 021211, Kumar & Panaitescu (2003) sugieren que para que exista el flash óptico como consecuencia del choque en reversa se necesita un campo magnético tanto en el choque de reversa como en el inicio del choque hacia adelante, el cual puede ser consecuencia de que la energía inicial de la explosión se almacenara principalmente en el campo.

Otras explicaciones sugieren que los flashes ópticos también pueden ser originados por choques internos. El GRB 041219A presentó este flash tan sólo 8 segundos después del inicio de la observación de *Integral* y tal emisión óptica parece estar correlacionada con la emisión principal del destello. Dicha correlación apoya la idea de que ambas emisiones se originan en la misma región y por ende de choques internos. El mejor caso estudiado es el GRB 080319B, el cual se encontraba en el campo de visión del instrumento óptico de la misión *Swift*, que observó su emisión tardía a 10 grados de la posición del destello mismo. Este destello además cuenta con la emisión óptica más intensa observada, que alcanzó una magnitud de 5 (Covino et al. 2008), magnitud detectable por el ojo humano. No se detectó correlación entre las emisiones gamma y óptica para este destello y existe un desface temporal entre las mismas.

El problema para el estudio de los flashes ópticos es que su detección es difícil. Los casos detectados han sido por coincidencias. Se han detectado cuando los destellos ocurren en los campos de visión de telescopios ópticos que monitorean otros objetos. Sin embargo no todos los destellos que han caído en el campo de visión de algún telescopio han presentado flashes ópticos en su fase principal. Casos como los GRB 981121 y GRB 981223 no presentaron flash óptico pese a estar en el campo de visión del telescopio ROTSE en el momento de la emisión principal. Sari & Piran (1999) proponen que si el chorro es magneticamente dominado, la energía de la masa de los bariones será despreciable y se esperarán emisiones considerablemente más débiles.

2.6. Progenitores

Gracias a las observaciones de *BeppoSAX* se pudo establecer la naturaleza cosmológica de los destellos. Utilizando las fluencias detectadas y los corrimientos al rojo de los destellos se pudo inferir la energía isotrópica liberada. Esta energía liberada se calcula conociendo el flujo y la distancia a la que se encuentra el destello, y se asume una emisión isotrópica del progenitor. Esta energía tiene valores entre $10^{50} - 10^{54}$ ergs (Piran 2004). El Progenitor es entonces el objeto, o motor central, el cual debe ser capaz de generar tal liberación de energía, acelerando el material expulsado a velocidades relativistas en destellos con diversas duraciones (largos, cortos, intermedios y cortos con emisión prolongada). Las cortas escalas de tiempo de variabilidad que presentan muchos destellos sugiere que la energía es rápidamente depositada por el progenitor, el cual debe tener un volumen pequeño, es decir un objeto compacto.

Debido a que la energía no es liberada instantáneamente, se ha sugerido que los destellos están asociados con objetos astrofísicos que involucran un disco de acreción masivo (~ $0.1M_{\odot}$) en un objeto compacto. Tal sistema puede ser resultado de una explosión de una estrella masiva, el llamado *modelo de colapsar*, o puede ser consecuencia de la coalescencia de dos remanentes estelares compactos, tales como estrellas de neutrones o agujeros negros, *el modelo de fusión de sistemas binarios*.

Modelo de Colapsar: Los colapsares son estrellas masivas rotando, ya sea aisladas o en un sistema binario, en las cuales el núcleo de hierro eventualmente colapsa formando un agujero negro (Woosley 1993). En los instantes seguidos al colapso, el agujero negro acreta el material residual del núcleo y emite un chorro de material a velocidad relativista. El progenitor debe perder la mayoría de su envolvente de gas e hidrógeno para el momento del colapso, lo cual se puede dar por vientos estelares en las fases finales de una estrella masiva. Finalmente la estrella debe tener un alto

momentum angular en el núcleo, el cual es necesario para soportar un toro transitorio de material alrededor del agujero negro resultante. MacFadyen & Woosley (1999) notaron que los colapsares no podían producir destellos menores a 5 s, por lo que este tipo de progenitor es asociado a los destellos largos. Además predijeron que todos los destellos de este tipo también producirían Supernovas, aunque debido al alto brillo de la emisión tardía en el óptico, éstas son difíciles de detectar.

El modelo de colapsar está soportado por la asociación reportada por Bloom et al. (2003) entre destellos largos y Supernovas. El primer caso reportado con dicha asociacón fue el del GRB 980425, el cual fue asociado con la Supernova 1998bw, una Supernova Ic muy cercana, muy brillante y con propiedades inusuales en radio, óptico y espectroscópicamente. Las propiedades ópticas observadas requieren una explosión 10 veces más energética que una Supernova ordinaria. Por otro lado siguiendo este modelo es claro que si los destellos largos provienen de un colapsar deben entonces asociarse a regiones de formación estelar, donde se producen y mueren las estrellas masivas. Hay claras evidencias de esto (Vedrenne & Atteita 2009) como la observación de líneas de emisión fuertes de OII y OIII en galaxias anfitrionas, además de que estas son más azules, claro indicativo de presencia de regiones de formación de estrellas masivas.

• Modelo de fusión de sistemas binarios: La fusión de un sistema binario, ya sea de dos estrellas de neutrones (NS-NS por sus siglas en inglés) o de una estrella de neutrones y un agujero negro (NS-BH por sus siglas en inglés) también producirán un agujero negro rotando con un disco de acreción alrededor, por ende constituyen candidatos a ser progenitores de destellos de rayos gamma, particularmente de los destellos cortos (Piran 2004). El disco de acreción o toro en este escenario es producido por la desintegración de uno de los objetos compactos, el cual finalmente caerá en el agujero negro. Estas fusiones suceden alrededor de una cada 10^6 años por galaxia (Vedrenne & Atteita 2009). La fusión libera una energía de ~ 5×10^{53} ergs, en su mayoría en forma de neutrinos de baja energía o por ondas gravitacionales, y aún

le queda suficiente energía para generar un destello de rayos gamma.

De la fusión de objetos compactos la union de dos estrellas de neutrones presenta la ventaja de tener un ambiente limpio de bariones, es decir, con una cantidad muy baja de ellos. Desde el punto de vista teórico, simples estimaciones muestran que la fusión NS-NS resulta en un progenitor de corta duración (Zhang & Mészáros 2004). Durante la fusión se produce una liberación repentina de energía. Dicha energía puede ser transformada en un plasma dominado por radiación, generando así la bola de fuego. La fusión NS-NS genera un agujero negro rotando rápidamente para el cual Lee et al. (2005) ha descrito sus condiciones. La segunda clase de fusiones que reciben mucha atención es la de un agujero negro y una estrella de neutrones. En este caso, la estrella de neutrones es tidialmente deshecha por el agujero negro, formando un toro alrededor del mismo, y el toro tiene una carga bariónica muy baja. En este contexto, Meszaros & Rees (1997) discutieron además el caso en que el chorro sea un flujo altamente magnetizado. En este caso los campos magnéticos deben ser extremadamente altos, mayor que en un pulsar típico, para poder transformar la energía rotacional en un flujo de Poynting en una escala de tiempo corta. Ellos concluyen entonces que de darse estos chorros magnéticos desde un agujero negro se producirían los destellos más intensos.

En el caso de las fusiones de objetos compactos se espera una emisión tardía más débil que para el caso de los colapsares (Vedrenne & Atteita 2009). Esto está en consistencia con que los destellos cortos presentan emisiones tardías menos intensas en comparación con los largos, aunque existen casos para destellos largos en los cuales no se les observa emisión tardía en algunas longitudes de onda.

Un gran indicio de que las fusiones de objetos compactos pueden originar destellos cortos viene dado por la predicción de las localizaciones de las fusiones de estrellas de neutrones respecto a sus galaxias anfitrionas. Observacionalmente se ha encontrado que los destellos cortos se encuentran en regiones externas de sus galaxias anfitrionas e incluso algunos se encuentran fuera de las mismas, lo cual es de esperarse para una fusión NS-NS ya que la fusión hace que exista una "patada" al sistema, es decir, que esta adquiera una velocidad lineal de alrededor de 100-200 km s⁻¹, y al estar estas en las partes exteriores de las galaxias, podrían escapar a las mismas. Muchos trabajos se han realizado para calcular el porcentaje de fusiones que estarán fuera de su galaxia anfitriona, estimando que ~ 80 % de los destellos cortos deben estar aún dentro de su galaxia anfitriona (Belczynski et al. 2006).

2.7. Galaxias anfitrionas de los destellos

La naturaleza típica de las galaxias donde se originan los destellos es de galaxias débiles de tamaño pequeño con alta formación estelar y dominadas por una población de estrellas jóvenes (Christensen et al. 2004). Son detectadas con corrimiento al rojo entre 0 y 6.3 (existen destellos más lejanos pero sin galaxia anfitriona determinada), sus luminosidades son usualmente bajas (magnitud aparente media ~ 25) lo cual es indicativo de bajas masas y metalicidades (Gorosabel et al. 2005; Wiersema et al. 2007; Kewley et al. 2007). La contraparte óptica vista en la emisión tardía de los destellos facilita la obtención de espectroscopía de la galaxia anfitriona. Además con la localización del destello se realizan observaciones profundas en búsqueda de estas galaxias con altos corrimientos al rojo.

Aún no está claro si el hecho de que sean galaxias débiles tiene una asociación con la presencia de destellos en la misma o simplemente es porque son las más comunes en el universo; el hecho de que la distribución en magnitud y corrimiento al rojo de las galaxias anfitrionas son típicas de las galaxias normales débiles hace pensar que las galaxias anfitrionas de los destellos no son apreciablemente distintas. En este sentido Wolf & Podsiadlowski (2007) demostraron que no hay una diferencia dramática entre la población de las galaxias anfitrionas y las trazadoras de formación estelar, mientras que otros autores opinan que son significativamente más azules que las galaxias de formación estelar promedio (Piran 2004).

Hay algunos puntos intrigantes en cuanto a las galaxias donde se originan los destellos, en particular las proporciones de flujos observados en líneas de [*NeIII*] y [*OII*] son 4 o 5 veces mayores que en otras galaxias de formación estelar. Las observaciones de dichas proporciones de flujos se pueden asociar con formación de estrellas masivas (Piran 2004). Dentro de las galaxias los destellos están más concentrados en las regiones más brillantes, lo cual es otro indicativo de que los destellos se asocian a estrellas masivas.

Las galaxias anfitrionas de los destellos son más débiles y pequeñas en comparación con las galaxias anfitrionas de Supernovas. La mayoría de las galaxias anfitrionas de los destellos son de tipo irregular a diferencia de las de las Supernovas, donde existe igual proporción entre irregulares y espirales. Savaglio et al. (2009) utilizó una muestra de 46 galaxias anfitrionas de detellos obteniendo una media de la masa estelar $M_{*} \sim 10^{9.3} M_{\odot}$ $(M_{\odot}$ equivale a una masa solar), la cual es del orden de la Gran Nube de Magallanes aunque con una tasa de formación estelar 5 veces mayor; así los destellos pueden servir como trazadores de galaxias de baja masa a corrimientos al rojo altos. Esta muestra también arroja valores para la metalicidad bajos, del orden de 1/10 de la metalicidad solar y Savaglio et al. (2009) también concluye que no hay un indicativo claro de que las galaxias anfitrionas de los destellos sean un tipo particular de galaxias. La notoria relación entre destellos y galaxias con bajas metalicidades es además soportada por la ausencia observaciones de destellos en galaxias brillantes en el submilimétrico. Estas galaxias con mucho polvo tienen una metalicidad substancial y se encuentran entre corrimientos al rojo 1-3. Las galaxias pequeñas que se asocian al origen de los destellos largos suelen ser galaxias tempranas y tardías en la secuencia de Hubble (ver figura 2.5).

Muchos autores han distinguido como dos muestras distintas las galaxias en las cuales se originan los destellos cortos y los largos. Los destellos cortos se asocian a fusiones de objetos compactos, que se dan en poblaciones estelares evolucionadas. Dichas poblaciones estelares evolucionadas pueden darse en galaxias tempranas y tardías. Por otro lado los destellos largos se asocian a colapsares que suceden en regiones de estrellas jóvenes que dominan en galaxias con alta formación estelar. Es mucho más fácil la identificación de las galaxias anfitrionas para destellos largos debido a que tienen una emisión tardía más intensa y además se han observado desde años antes que la detección de la emisión tardía



Figura 2.5: Diagrama de Hubble (www.caosyciencia.com).

cortos se necesitan estudios más detallados, sin embargo pareciese ser que tienen galaxias más masivas como anfitrionas.

El estudio de las propiedades de las galaxias anfitrionas de los destellos, así como la localización de los destellos dentro de la galaxia, contribuye a estudios de la evolución de las regiones de formación estelar, así como contribuye al estudio de las propiedades de los progenitores.

2.8. Emisión en altas energías

Detecciones de fotones con energías > 1 MeV han sido características en varios destellos en su emisión principal. El entendimiento del origen de estas emisiones en altas energías (E > 1 MeV) resulta difícil debido a los diversos resultados obtenidos. Mientras la mayoría de destellos con emisiones por sobre los MeV presentan consistencia con las emisiones con energías en keV, otros presentan una componente separada que domina a energías > 1 MeV. Esta variedad en las observaciones han puesto restricciones y retos a los modelos existentes.

Previo al lanzamiento del Compton Gamma Ray Observatory (CGRO), las misiones

Solar Maximum Mission y Granat detectaron destellos con emisiones de hasta 10 MeV. Estas observaciones demostraron que el espectro de la emisión principal se puede extender hasta estas energías. Con el lanzamiento de *CGRO* destellos con emisiones entre 10 y 100 MeV fueron detectados, e incluso hasta con energías por sobre los GeV. El primer caso particularmente interesante fue el GRB 940217, el cual presentó una emisión en GeV que tenía un breve retraso respecto al inicio de la emisión principal y tuvo una duración de alrededor de 90 mins., mientras que la emisión a energías de keV duró únicamente 180 s. Dicho destello presentó un fotón de 18 GeV observado 4500 s después de finalizada la emisión principal. Posteriormente el GRB 941017 cobró gran importancia al ser el primer destello en presentar una componente distinta a la de Band y que domina a energías > 1 MeV (González et al. 2003). Dicha componente está descrita por una función de ley de potencias (LP) (ver fig. 2.6). Esta componente LP no puede ser explicada como emisión sincrotrón de choques internos (González et al. 2003; Granot & Guetta 2003) por lo que modelos de choques externos han sido favorecidos (Mészáros 2012).



Figura 2.6: Ejemplo de una función Ley de Potencias (Vreeswijk et al. 2000).

En el rango de los TeV el detector de campo amplio Milagrito, que operó entre 1997-1998, logró detectar fotones de un destello observado también por el observatorio BATSE, el GRB 970417A, aunque la significancia en la detección no fue muy alta. Debido a la opacidad del medio intergaláctico a estas energías el objeto debió estar a z < 0.3 para observarse. Para este destello se detectó marginalmente una fluencia en energías de GeV un orden mayor a la de energías < 1 MeV. Esta observación no fue confirmada por GRAND, un detector de muones de cascadas atmosféricas que observaba en el rango de 0.01-1 TeV. Observaciones en TeV son difíciles de explicar por emisión leptónica de choques internos por lo que modelos hadrónicos han sido favorecidos (Totani 2000).

El lanzamiento de la misión *Fermi* en el 2008 ha aumentado las detecciones de fotones con energías de GeV. En un principio, la ausencia de una componente distinta que domine a energías > 1 MeV en un número de destellos vistos por LAT fue contradictoria a lo esperado en función de modelos hadrónicos propuestos para explicar las observaciones de EGRET en altas energías. Entre los años 2008-2010 Fermi-LAT, observó 25 destellos con emisiones > 100 MeV, de los cuales 12 presentan emisiones > 1 GeV. Se ha observado en estos destellos que la mayoría presentan un retraso en el inicio de la emisión en MeV respecto a la de keV. Dicho retraso ha sido detectado tanto en destellos largos como cortos. Algunos destellos presentan consistencia espectral con una función tipo Band, como el GRB 080916C. Sin embargo, otros destellos como GRB 090510, GRB 090926A, GRB 090902B y GRB 110731A presentan una segunda componente espectral que se extiende por sobre 1 GeV y domina a energías > 1 MeV. Estos destellos son de los más brillantes detectados y se les ha inferido una energía isotrópica mayor a la del resto de los destellos. Estudios más refinados han extendido el número de destellos con componentes distintas a las de Band. En particular Guiriec et al. (2010) presentan la detección de componentes LP adicionales a la de Band en 3 destellos cortos brillantes observados por *Fermi*-LAT. Esta componente LP está descrita con un índice de potencias de -1.5 favoreciendo modelos de emisión sincrotrón o Compton auto inducida Guiriec et al. (2010).

La no homogeneidad en las observaciones a mayores energías requiere un estudio mayor, por lo que el desarrollo de nuevos observatorios como el CTA (Cherenkov Telescope Array), que tendrá un umbral de alrededor de 25 GeV, contribuirán al entendimiento de estas emisiones. Se espera que este observatorio detecte entre 0.7-1.6 destellos por año. Otro observatorio que cobrará importancia es el observatorio de campo amplio HAWC (High Altitude Water Cherenkov), el cual observará en energías desde cientos de GeV hasta TeV y tiene como ventaja un mayor ciclo de actividad y su campo amplio de observación (~ 2π str). Esto constituye a HAWC como un experimento ideal en la detección de los destellos ya que se cubre un mayor espacio del cielo y no se pierde tiempo apuntando.

2.8.1. Descripción de los destellos con componentes distintas

Desde el lanzamiento de *CGRO* (1991) hasta el año 2012 seis destellos presentan clara evidencia de otra componente, distinta a la componente de Band en su emisión principal, que domina a energías > 1 MeV: GRB 941017 (González et al. 2003), GRB 980923 (será explicado con detalle en un capítulo posterior), GRB 090510 (Ackermann et al. 2010), GRB 090902B (Abdo et al. 2009), GRB 090926A (Ackermann et al. 2011) y GRB 110731A (The Fermi-LAT Collaboration et al. 2012). Esta componente distinta está modelada por una función de Ley de Potencias (LP). De los destellos con dicha componente dos fueron detectados por BATSE mientras los otros 4 fueron vistos por *Fermi*, y de éstos únicamente uno, el GRB 090926A, presenta un quiebre espectral en la componente LP de altas energías (Ackermann et al. 2011).

En los destellos detectados por *Fermi* se han realizado estudios detallados de su emisión tardía en distintas longitudes de onda, por lo cual se conoce su corrimiento al rojo, sus posibles galaxias anfitrionas y para tres de ellos (GRB 090510, GRB 090926A y GRB 110731A) se logró detectar una cola en emisión en rayos X por la misión espacial *Integral* para los primeros dos y por *Swift* para el tercero. Varias de sus características están resumidas en la tabla 2.1.

De estos 6 destellos destacan las siguientes características:

- Son de los destellos más brillantes observados por BATSE y Fermi.
- Los índices espectrales de la componente distinta en altas energías varían entre -1 y -1.96.

- 5 de los 6 destellos tienen una componente LP de mayor duración a la del destello mismo.
- 5 de los 6 destellos son largos.
- 5 de los 6 destellos reportan una cola prolongada en la emisión principal y en el otro parece estar, pero no se cuenta con estadística suficiente para declararla una detección contundente.

Parámetro	GRB 941017	GRB 980923	GRB 090510	GRB 090902B	GRB 090926A	GRB 110731A
$T_{90}(s)$ destello	77	32	~ 5	21.9	21	7.3
Duración (s)	~100	< 2	200	1000	4800	800
Índice espectral	-1	- 1.44	-1.62	-1.9	-1.71	-1.96
Corrimiento al rojo	-	-	0.903	1.822	2.1	2.83
Cola en la emisión principal	si	si	si	no	si	si
Mayor energía detec- tada (GeV)	> 0.2	> 0.2	30.5	33.4	19.6	2.0

 Tabla 2.1: Parámetros de las componentes distintas en altas energías.

2.8.2. Modelos leptónicos

En la mayoría de los destellos con emisión en altas energías (> 100 MeV) se observa que la misma tiene una duración mayor a la emisión principal (< 1 MeV). Esta prolongada emisión en altas energías es consistente con un decaímiento en el flujo en energía con el tiempo $F_{\nu} \sim t^{-1.2} - t^{-1.5}$ (Granot et al. 2010).

Lo más natural es interpretar a los fotones con energías > 100 MeV como emisión en altas energías de la emisión principal, es decir, provienen de la misma región de emisión de los fotones con energías < 1 MeV, especialmente cuando existe correlación temporal en las curvas de luz entre fotones de altas energías con los de menores energías, tal es el caso del GRB 080916C.

Existen otros casos donde la correlación temporal entre los fotones con energías > 100 MeV y los de menores energías no es observada, como el GRB 090902B, GRB 090926A y GRB 090510, por lo que se considera que los fotones con energías > 100 MeV tienen origen en distintas regiones de emisión que los de energías < 1 MeV. Cuando la emisión en altas energías es prolongada y el decaímiento de su flujo está descrito por una ley de potencias, lo más natural es atribuir su origen a una emisión tardía (Kumar & Barniol Duran 2009; Mészáros 2012). Producir fotones por emisión sincrotrón con energías > 100 MeV es difícil, tanto en la emisión principal como en la tardía, ya que se requieren altos valores del factor de Lorentz del chorro (> 1500) así como alta eficiencia de aceleración de electrones por los frentes de choque (Granot et al. 2010).

Emisión en GeV por choques internos

Desde el punto de vista teórico fotones con energías mayores son esperados de componentes leptónicas de la bola de fuego. Un proceso del que se esperan energías en el rango de los GeV es por emisión Compton Auto Inducida de la usual componente de Band (Granot et al. 2010). Esta sucede cuando los fotones de la emisión principal emitidos por emisión sincrotrón de electrones relativistas vuelven a ser dispersados mediante Compton Inverso por la misma población de electrones. Este modelo presenta varias dificultades: es difícil reproducir el tiempo de retraso en la detección de los fotones de mayores energías respecto a los de menores que se ha observado en la mayoría de los destellos. Tampoco se esperaría una variación en el valor del índice espectral para la emisión en altas energías respecto al índice de menores energías en la función de Band y la duración de los fotones con energías > 100 MeV debe ser del orden de T_{90} , contrario a lo observado en la mayoría de destellos con emisiones a estas energías.

Otra propuesta es la de Toma et al. (2009), quien propuso que la emisión en altas energías se puede obtener considerando modelos con múltiples zonas de emisión y explica que fotones emitidos en una zona interna son llevados a mayores energías por electrones en una zona exterior mediante Compton Inverso. En su trabajo propone que fotones en rayos X provenientes de la liberación de calor en el chorro son llevados a energías de GeV por los electrones acelerados en los choques internos. El retraso entre ambas emisiones se debe a que la liberación de calor del chorro produce una especie de capullo, el cual viaja con una velocidad menor al chorro, por lo que la emisión llega retrasada respecto a la emisión originada por los choques internos en el mismo. Este escenario genera dos componentes espectrales y tomando en cuenta algunos parámetros y rangos podría imitar una función de Band.

Otra fuente de estos fotones suaves puede ser la fotósfera del chorro, la cual en algunos modelos es la responsable de la emisión descrita con la función de Band. Cálculos numéricos detallados (Beloborodov 2010; Lazzati & Begelman 2010) muestran que un pico puede aparecer en el espectro a energías de MeV y una cola no térmica se puede extender en energías de multi-MeV. Entonces, la difracción por Compton Inverso de los electrones de los choques internos del chorro puede generar una componente con fotones en GeV. Simulaciones numéricas obtienen parámetros adecuados tanto para la fotósfera como para los choques internos que originan tanto una función de Band como un espectro con dos componentes distintas.

En base a los argumentos anteriores los modelos leptónicos de una zona de emisión para fotones de baja energía y alta energía, son inadecuados para generar las características espectrales observadas en los destellos con componentes distintas a las de Band que dominan en energías > 100 MeV. Por otro lado, modelos de emisión en zonas múltiples son más adecuados para la descripción de ambas emisiones, sin embargo plantean retos para el modelo de la bola de fuego que supone que los fotones de la emisión temprana provienen de choques internos y no de fotones difractados provenientes de otras zonas.

Emisión en GeV por choques externos

En la mayoría de los destellos con emisiones > 100 MeV dicha emisión tiene una duración significativamente mayor que la emisión con energías < 1 MeV (~ $100T_{90}$). Además la emisión en energías > 100 MeV comienza con un retraso respecto a los fotones de menores energías. Esta diferencia temporal en el inicio de ambas emisiones sugiere que los fotones de altas energías provienen de una región física distinta del destello. Esto favorece la explicación de que los mismos se originan en los choques externos del chorro. Estos modelos han sido los más explorados y diversos autores han desarrollado explicaciones para la componente LP como emisión tardía (Granot & Guetta 2003; Veres & Mészáros 2012; Wang et al. 2001b; Fraija et al. 2012), por lo que el retraso en el inicio de la emisión > 100 MeV es natural.

Las observaciones de algunos de los destellos con la componente LP han mostrado una evolución en el flujo para la misma que va como $F \alpha t^{-1.5}$ (Guiriec et al. 2010). Esto sugiere que dicha emisión se origina en los choques externos del destello, en particular en el frente de choque hacia adelante bajo el régimen de enfriamiento rápido. En este contexto Corsi et al. (2010) propone para el GRB 090510 que el régimen de enfriamiento rápido se origina por los fotones de alta energía que son dispersados con dirección de regreso a la fuente, los cuales generan muchos pares e^++e^- , lo que facilita el enfriamiento. Bajo estas condiciones la emisión con energías > 100 MeV tiene un inicio posterior a la emisión con energías < 1 MeV como ha sido observado. Como dificultad el modelo requiere valores muy bajos para la densidad del medio que rodea al destello, $n \sim 10^{-6}$, y necesita un factor de Lorentz muy alto, $\Gamma \sim 10^4$, lo cual no está de acuerdo con algunas observaciones de destellos y de sus entornos.

Otros autores han considerado emisión en choques externos de chorros magnetizados del destello como origen de la componente LP (Peér 2011; Mészáros & Rees 2011; Vurm et al. 2011). En particular, Mészáros (2012) propone que la componente LP que domina a energías > 100 MeV es emisión Compton Inversa de los fotones de la emisión principal difractados por electrones en los choques externos. Este modelo explica el espectro de la emisión principal de los destellos, y considera que la intensidad del frente de choque en reversa generado juega un papel determinante en la forma espectral. Cuando el frente de choque en reversa no es relevante, la componente LP en altas energías es consecuencia de emisión Auto Compton Inducida del frente de choque hacia adelante. Mientras que cuando el frente de choque en reversa es relevante, el espectro observado a mayores energías es consistente con la extensión de una función de Band. Este modelo explica las emisiones en altas energías de duración mayor a la del destello mismo, teniendo dificultades para explicar el caso del GRB 980923 donde la componente LP tiene una duración menor a la del destello mismo (~ $T_{90}/10$). Por otro lado los parámetros físicos requeridos por el modelo son distintos en los casos donde el frente de choque en reversa es importante comparados con los casos donde el frente de choque en reversa es notorio, requiriendo un mayor rango de parámetros físicos (fracción de la energía transmitida al campo magnético (ϵ_B), fracción de la energía transmitida a los electrones (ϵ_e), densidad (n), etc.) para los destellos. Recientemente Fraija et al. (2012) también considera chorros magnetizados para el destello, y toma en cuenta la contribución del choque de reversa en la emisión de altas energías. Dicho modelo será explicado con más detalle posteriormente.

2.8.3. Modelos hadrónicos

Es aceptado que los plasmas en expansión contienen algunos bariones. De hecho, una cantidad de bariones en el chorro son requeridos para incrementar la duración y luminosidad del destello. Una pequeña carga de protones, neutrones o iones más pesados viajan en el chorro del destello. En las regiones donde los electrones son acelerados, los protones también son acelerados alcanzando grandes energías produciendo un espectro característico de emisión de Fermi. Estos bariones generan fotones por emisión sincrotrón, dicha emisión se predice con energías de GeV. En este escenario el retraso entre emisiones es consecuencia de la mayor masa de los bariones respecto a los leptones, los protones requieren un tiempo de aceleración mayor comparado con el de los electrones. La ventaja de este modelo es la deseable característica de que los fotones de baja energía producidos por sincrotón de electrones y los fotones de alta energía producidos por protones energéticos se producen en el mismo ambiente. Las interacciones hadrónicas también tienen implicaciones para los flashes ópticos vistos en algunos destellos (Mészáros 2012). En el proceso de aceleración de los protones además de la componente LP en altas energías, se produce una emisión óptica brillante dentro de la emisión principal, dicha emisión es el flash óptico. Como problema tiene que el índice espectral de la componente en altas energías debe ser el mismo que el de la componente de Band para menores energías, además de requerir una mayor energía por parte del progenitor para acelerar partículas masivas hasta esas energías, lo cual impone retos para los modelos actuales de progenitores.

Otros procesos derivados de la presencia de bariones cargados en el chorro de los destellos es el origen de procesos hadrónicos. Estos procesos originan una emisión de fotones secundarios de altas energías y neutrinos como productos de cascadas p, γ . Se han utilizado códigos Monte Carlo para calcular espectros de fotones originados por leptones que aparecen como consecuencia de interacciones hadrónicas (Asano et al. 2009b,a), de las cuales la suma de las contribuciones leptónicas y hadrónicas generan una función de Band. En este escenario, debido a que tanto la aceleración de protones como el desarrollo de las cascadas toman un tiempo adicional en comparación a los electrones, la emisión con energías > 100 MeV empieza con un retraso respecto a los fotones con energías menores, como el observado en varios destellos.

Colisiones de hadrones dentro del chorro pueden producir un cambio en el índice espectral a energías > 100 MeV, así como originar una mayor eficiencia en la disipación de energía cinética. Con la presencia tanto de protones como de neutrones dentro del chorro, colisiones p - n pueden darse, $p + n \rightarrow \pi^+, \pi^0$. De estas colisiones se generan positrones, neutrinos y rayos gamma por posteriores decaimientos. Los rayos gamma originados producen un espectro tipo Band, con una gran eficiencia tanto para chorros no magnetizados como para chorros magnetizados (Mészáros 2012). Estos modelos ajustan mejor que los leptónicos cuando la emisión a energías > 100 MeV es consistente con una función de Band, como en el GRB 080916C. Sin embargo presentan dificultades cuando el índice espectral de los fotones en GeV no es consistente con una extensión del mismo a menores energías, además estos modelos requieren una energía mayor por parte del progenitor.

2.8.4. Motivación del trabajo de tesis

Previo al lanzamiento de la misión *Fermi* únicamente el GRB 941017 presentaba clara evidencia de una componente espectral adicional, distinta a la de Band, modelada con una función de Ley de Potencias. Dicha función LP está descrita con un índice espectral de -1 (González et al. 2003). Para el desarrollo y validación de modelos teóricos que expliquen la componente LP un mayor número de destellos con dicha componente es necesario. Así surge la importancia de detectar más destellos como el del GRB 941017 que presenten una componente que domina a energías > 1 MeV.

En el inicio del trabajo de esta tesis se buscó extender la muestra de destellos con la componente LP adicional. Se esperaba un comportamiento similar al de la componente LP al del GRB 941017 y González (2005) presenta una lista de destellos detectados por BAT-SE candidatos a presentar una componente distinta. De la lista destaca el GRB 980923. Se realizó el estudio de este destello, para el cual en un inicio se consideró una componente LP de larga duración similar a la del GRB 941017. Del análisis resultó contradictorio que el flujo de la componente en altas energías era mucho menor que el de la emisión principal, a diferencia del GRB 941017 y para el de otros 3 destellos ya reportados por *Fermi* donde la componente LP tiene un flujo mayor al de la emisión principal. Esto hizo que se propusiera refinar el estudio, extendiéndolo y considerando datos de otros detectores que permitieran una mejor resolución temporal de los datos, dando lugar al análisis expuesto en el capítulo 3.

Del resultado observacional del GRB 980923, Fraija et al. (2012) desarrolló un modelo de emisión leptónica en choques externos, el cual considera un chorro magnetizado. Este modelo predecía emisión hasta GeV con duración mucho mayor al destello mismo. Con el fin de encontrar observaciones que probaran las predicciones, se estudiaron los destellos de *Fermi*. Esto dió lugar al capítulo 4 de la presente tesis. En particular el destello

GRB 090926A y la extensión del modelo de Fraija et al. (2012).

Con la extensión del modelo se explican las emisiones corta y larga de altas energías presentes en el GRB 090926A. Es natural esperar una misma descripción teórica para destellos con emisión a altas energías. En la parte final de la tesis se busca entender las condiciones físicas comunes para proponer una familia de destellos con emisión a altas energías.

Esta tesis presenta contribución tanto observacional como teórica en el campo de los destellos de rayos gamma. En particular en las emisiones a energías > 100 MeV.

GRB 980923: Un destello con una componente de Altas Energías de corta duración

Además de la usual componente de Band, algunos destellos (GRB 941017, GRB 090510, GRB 090902B, GRB 090926A y GRB 110731A) requieren de una componente adicional para su descripción espectral en la emisión principal. Esta componente distinta domina a energías (> 1MeV) y está modelada por una Ley de Potencias (LP). Para los destellos con una componente LP reportadas, dicha componente tiene una duración mayor que la del destello mismo, y en un caso (GRB 090926A) se le pudo determinar su energía de quiebre.

Se han desarrollado tanto modelos leptónicos como hadrónicos en orden de explicar esta componente LP. La mayoría de estos consideran una componente LP de larga duración en comparación al T_{90} del destello. En este contexto el estudio de nuevos destellos que presentan una componente distinta toma relevancia para la validación de dichos modelos. Un caso interesante a estudiar es el del GRB 980923, el cual es uno de los candidatos propuestos por González (2005) para tener una componente espectral distinta.

En este capítulo se presenta el análisis espectral del GRB 980923. Este destello es de los más brillantes del catalogo de BATSE y fue clasificado como largo, con un $T_{90} = 33$ s. Además su emisión principal está seguida por una cola suave cuya duración es ~ 400 s (Giblin et al. 1999).

González (2005) utilizó únicamente datos de dos de los detectores de CGRO, BATSE-LAD7 y EGRET-TASC, encontrando que la componente LP es necesaria en el episodio que comprende de 11s a 46 s. Este trabajo extiende el estudio del GRB 980923 utilizando además datos de otros dos detectores, BATSE-SD7 y BATSE-SD3. Al utilizar estos otros dos detectores se obtiene una mejor resolución temporal y una mayor cobertura en energía. Estas mejoras permitieron determinar con mayor precisión tanto la duración como el índice espectral de la componente LP. Para obtener una mejor caracterización de la componente en altas energías observamos las curvas de luz del destello y su comportamiento en función de la energía. En las curvas de luz un pico en $t \sim 20$ s es evidente, este pico evoluciona de manera distinta al resto de la curva de luz y se hace más notorio a mayores y menores energías. Este comportamiento distinto era un indicativo de que pudiese estar relacionado con la componente LP. Realizamos entonces ajustes en episodios de 2 s, encontrando que el único intervalo donde la curva de luz. De estos ajustes se obtuvo una duración de ~ 2 s y un índice de 1.44 para describir a la componente LP. Así el GRB 980923 representa el primer caso de un destello con una componente extra de Altas Energías de corta duración.

De los mismos ajustes en episodios de 2 s pudimos notar que los índices espectrales presentan una correlación a excepción del episodio en $t \sim 14$ s, momento en el que es notoria una disminución en las cuentas de la curva de luz. El índice espectral en este episodio es muy similar al que describe la cola (Giblin et al. 1999), por lo que podría ser un indicativo que la cola ya está presente para ese instante.

Como conclusión del trabajo se tiene que el GRB 980923 presenta 3 componentes distintas en su emisión principal; la descrita por la función de Band, una cola que puede iniciar antes del final del destello y una componente en altas energías descrita con una LP, la cual es de corta duración (~ $T_{90}/10$).

Este resultado restringe los modelos que explican la emisión a altas energías, principalmente aquellos que consideran choques externos, ya que predicen duraciones de la componente LP igual o mayores a las del destello mismo. Los resultados de este trabajo están publicados en (González et al. 2012).

GRB980923. A BURST WITH A SHORT DURATION HIGH-ENERGY COMPONENT

M. M. GONZÁLEZ¹, J. R. SACAHUI¹, J. L. RAMIREZ¹, B. PATRICELLI¹, AND Y. KANEKO² ¹ Instituto de Astronomía, UNAM, México 04510, Mexico ² Faculty of Engineering and Natural Sciences, Sabanci University, Orhanli-Tuza, Istambul 34956, Turkey *Received 2012 May 17; accepted 2012 June 18; published 2012 August 3*

ABSTRACT

The prompt emission of gamma-ray bursts (GRBs) is usually well described by the Band function: two power laws (PLs) joined smoothly at a given break energy. In addition to the Band component, a few bursts (GRB941017, GRB090510, GRB090902B, and GRB090926A) show clear evidence of a distinct high-energy spectral component, which in some cases evolves independently from the prompt keV component and is well described by a PL, sometimes with a cutoff energy; this component is found to have long duration, even longer than the burst itself for all four bursts. Here we report the observation of an anomalous short duration high-energy component in GRB980923. GRB980923 is one of the brightest GRBs observed by BATSE. Its light curve is characterized by a rapid variability phase lasting ~40 s, followed by a smooth emission tail lasting ~400 s. A detailed joint analysis of BATSE (Large Area Detector and Spectroscopy Detector) and EGRET TASC data of GRB980923 reveals the presence of an anomalous keV to MeV component in the spectrum that evolves independently from the prompt keV one. This component is well described by a PL with a spectral index of -1.44 and lasts only ~2 s; it represents one of the three clearly separated spectral components identified in GRB980923, the other two being the keV prompt emission, well described by the Band function and the tail, well fit by a Smoothly Broken Power Law.

Key words: acceleration of particles – astroparticle physics – gamma-ray burst: general – gamma-ray burst: individual: GRB980923 – radiation mechanisms: non-thermal

Online-only material: color figure

1. INTRODUCTION

Gamma-ray bursts (GRBs) are the most energetic sources in the universe, with a total isotropic-equivalent radiated energy in the range 10^{49} – 10^{55} erg. They are characterized by a brief and intense flash, the so-called prompt emission, observed in γ - and X-ray energy bands, followed by a long-lived afterglow emission, radiated in the X-ray band and below. The GRB prompt emission spectra are typically best fit by the "Band function": two power laws (PLs) joined smoothly at a given break energy (Band et al. 1993), whose low-energy and highenergy photon indices, α and β , have median values of -1and -2.3, respectively (Preece 2000; Kaneko et al. 2006). In addition to the Band component, a few bursts show clear evidence of a distinct high-energy (HE) spectral component. The first GRB showing such a characteristic was GRB941017, for which an extra multi-MeV spectral component has been observed (González et al. 2003). This component lasts longer (200 s) than the keV component (T90³ = 77 s), from which it evolves independently in time; it is well fit by a PL with spectral index -1.0 and carries two-thirds of the energy fluence.

With the launch of the *Fermi* gamma-ray space telescope (Atwood et al. 2009; Meegan et al. 2009) three additional bursts with a clear distinct HE spectral component besides the Band function have been observed: GRBs 090510 (Ackermann et al. 2010), 090902B (Abdo et al. 2009), and 090926A (Ackermann et al. 2011). This component is usually well fit by a hard PL that dominates at higher energies (Granot 2010) and has a long duration, longer than the duration of the burst itself.

Specifically, GRB090510, characterized by $T_{90} = 2.1$ s, presents an extra PL component with a spectral index -1.62

during the prompt phase; this short duration HE emission was delayed by ~ 0.1 s with respect to the onset of the Band component and was followed by an extended HE emission, lasting ~ 200 s and well fit by a PL (Ackermann et al. 2010; de Pasquale et al. 2010).

GRB090902B, characterized by $T_{90} = 21.9$ s, shows a hard additional component during the prompt phase which is well fit by a single PL with spectral index -2.1 and lasts ~ 1000 s. Furthermore, a spectral feature at energies < 50 keV is evident; this is consistent with an extrapolation of the HE PL emission down to those energies (Abdo et al. 2009).

The last *Fermi* burst, GRB090926A, shows an extra HE component that is very significant at the time of a narrow pulse (lasting less than 1 s) observed in the prompt emission light curve; the HE emission is also present at later times, with an overall duration of hundreds of seconds (see also Section 4.1). The fit of the narrow pulse spectrum requires, as seen for the other bursts, an extra hard PL component besides the Band one, but for the first time a spectral break has been detected in this PL around 1.41 GeV. After this pulse the HE emission is well described by a simple PL (Ackermann et al. 2010).

There are two main classes of models that have been proposed to describe the HE γ -ray emission: leptonic and hadronic. Between the leptonic models, the most investigated scenarios consider inverse Compton (IC) and synchrotron self-Compton (SSC) emission processes in different locations of the relativistic jet from which the GRB is generated. Two regimes for accelerating electrons are considered: They can been accelerated in external (as the jet interacts with the circumburst medium) and internal (within the jet as the Lorentz factor of the flow varies) shocks. Different seed photon populations for the IC scattering have been discussed in detail in GRB internal shocks (Papathanassiou & Mészáros 1996; Pilla & Loeb 1998; Panaitescu & Mészáros 2000), forward shocks (Sari et al. 1996; Totani 1998a; Waxman 1997; Panaitescu & Mészáros 1998;

³ The T90 is defined as the time during which the cumulative counts increase from 5% to 95% above background, thus encompassing 90% of the total GRB counts (Kouveliotou et al. 1993).
Wei & Lu 1998; Chiang & Dermer 1999; Dermer et al. 2000a, 2000b; Panaitescu & Kumar 2000), and reverse shocks (Wang et al. 2001a, 2001b; Pe'er & Wijers 2006).

In particular, SSC processes from forward (Sari & Esin 2001; Wang et al. 2001a) and reverse shocks (Granot & Guetta 2003; Wang et al. 2001a, 2001b) have been investigated separately to explain some anomalous HE components such as the one of GRB941017. Also, synchrotron emission propagating into an ambient with a sufficiently low density has been proposed to explain the HE emission observed in GRB090510 (He et al. 2011) and GRB090902B (Liu & Wang 2011). More recently, Fraija et al. (2012) and Veres & Mészáros (2012) explored SSC processes from forward and reverse shocks as possible mechanisms to produce the HE emission and concluded that, depending on the equipartition parameters for the magnetic field and the electron energy in the forward and reverse shock, one or the other could develop to explain the HE component.

Within the hadronic models, the two most investigated scenarios consider the following, respectively: (1) synchrotron radiation from ultra HE protons accelerated in the relativistic jet (Vietri 1997; Totani 1998a, 1998b; Razzaque et al. 2009, 2010); (2) synchrotron and IC emission from secondary electron-positron pair cascades triggered by photopion interactions of shock accelerated protons with low-energy photons coming from the prompt emission or from an external radiation field (Waxman & Bahcall 1997; Böttcher & Dermer 1998). Asano et al. (2009) investigated both scenarios to explain the HE emission observed in GRB090510 and found that, in both cases, to produce the HE component of this burst the proton injection isotropic-equivalent luminosity must be larger than 10^{55} erg s⁻¹, thus larger than the γ -ray luminosity; in the case of GRB090902B, however, the keV-GeV spectrum detected in GRB 090902B is well explained with a comparable energy in protons and γ rays (Asano et al. 2011).

An additional process has been proposed to explain the HE emission observed in GRB941017 by Dermer & Atoyan (2004). They considered a beam of ultra HE neutrons produced in the photopion interactions of ultra-relativistic protons with internal and external radiation photons; this neutron beam can undergo further interactions with external photons to produce hyper-relativistic electrons that radiate energy by synchrotron, producing the anomalous HE component.

Most of the models described consider an extra HE component that has a long duration in comparison with the burst T_{90} and that is well described by a hard PL, with a photon index almost constant in time.

Within this context an interesting case of study is GRB980923, one of the brightest bursts detected by the Burst And Transient Source Experiment (BATSE), characterized by an anomalous short duration HE emission during the prompt phase. Some evidence for the presence of this extra HE component was first reported by González (2005), who analyzed joint data from the BATSE Large Area Detector (LAD) and the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) calorimeter, the Total Absorption Shower Counter (TASC), and found that an extra PL, besides the Band function, is needed to correctly reproduce the spectrum of this burst from 13 s to 46 s. Here we extend the spectral analysis of GRB980923 using, besides the data from the BATSE-LAD and EGRET-TASC, data from the BATSE Spectroscopy Detector (SD), gaining time resolution and energy coverage (see Section 3). This allows us to determine with more accuracy the time duration as well as the spectral index of the HE component. In particular, time-resolved spec-



Figure 1. Count rates for GRB980923. Light curves for LAD, SDs, and TASC detectors are shown. BATSE count rates decrease considerably around 14 s. SD light curves present a sharp peak around 20 s. The cutoff at 33 s is due to the ending of the data accumulation and is not intrinsic to the burst light curve. A long tail is also evident in LAD data.

tral analysis revealed that this HE component only lasts ~ 2 s, in contrast with the overall long duration of the extra HE component of the other GRBs. This component represents one of the three clearly separated spectral components identified in GRB980923, the other two being the prompt emission, well described by the Band function and a tail, lasting 400 s and well fit by a PL (Giblin et al. 1999).

The paper is organized as follows: In Section 2 we summarize the main observational properties of GRB980923. In Section 3 we briefly describe BATSE and EGRET-TASC and the set of data chosen; we also explain how the analysis of these data was performed. In Section 4 we present the results. In Section 5 we present our conclusions.

2. GRB980923

GRB980923 was observed by BATSE at 20:10:52 for 33.02 s (as determined by BATSE T90) from the galactic coordinates l = 293?08 and b = -30?89. The burst direction was 124°.4 with respect to the pointing-axis direction of the *Compton Gamma Ray Observatory (CGRO)*, placing the burst outside the ~1 sr field of view of the Imaging Compton Telescope (COMPTEL) and the EGRET spark chamber. With a fluence of 4.5×10^{-4} erg cm⁻², GRB980923 is the burst with the third highest fluence in the BATSE catalog (Preece 2000).

The prompt emission light curve of GRB980923 as observed by BATSE-LAD and BATSE-SD has two main episodes (see Figure 1, three top panels). The first episode lasts about ~ 14 s, then the count rate drops drastically, for about 2 s, to start the second episode, whose duration is ~ 20 s. A single Band function is not sufficient to describe the whole prompt emission from 20 keV to 200 MeV, as shown in the joint analysis of data from BATSE-LAD and EGRET-TASC performed by González (2005), Kaneko et al. (2008), and González et al. (2009). In particular, González (2005) found that to fit the second episode an extra PL is needed.

The prompt emission of GRB980923 is followed by a long and smooth tail, whose duration is reported to be ~ 400 s (Giblin et al. 1999). This tail was specifically studied by Giblin et al. (1999) using BATSE data. Its time-integrated spectrum is well described by a Smoothly Broken Power Law (SBPL), as well as by the Band function. Giblin et al. (1999) identified a separate emission component related to the tail starting at ~ 40 s when the spectral shape changes dramatically. The temporal evolution of the energy break of the SBPL showed that if the tail starts at 32.109 s after the trigger, the evolution of its spectrum corresponds to the evolution of a synchrotron cooling break in the slow-cooling regime and the transition from fast cooling could happen on timescales comparable to the duration of the burst. Therefore, if the synchrotron emission from external shocks explains the tail then, at least for some bursts, the afterglow may begin during the prompt phase (Giblin et al. 1999).

3. BATSE AND EGRET-TASC DATA

In this work, data from BATSE and EGRET-TASC were used. A brief description of these instruments and of the set of data chosen is given below, together with some details about how the spectral analysis of the data was performed.

BATSE (for a detailed description see Fishman et al. 1989; Pendleton et al. 1995; Preece 2000 and Kaneko et al. 2006) consisted of eight separate identical detector modules located at the corners of the CGRO spacecraft on the faces of a regular octahedron. Each module had two NaI(Tl) scintillation detectors coupled with photomultiplier tubes (PMTs): a LAD optimized for sensitivity and directional response and a SD optimized for energy coverage and resolution. Each detector had different energy capabilities: the LAD had a constant energy range of 0.02–1.9 MeV, while the SD had an adjustable energy range between 0.01 and 100 MeV depending on the PMT's gains. Even though the SD was sensitive over a broader energy range, the LAD had a collecting area 16 times bigger than the SD's. Each detector module was independent. Data were processed and accumulated to construct various data types with different energy resolutions and accumulation times in the data processing unit. In the analyses of González et al. (2003) and González (2005), only LAD data were used because of the bigger collecting area. In this paper, we also include SD data to increase the energy range with finer time resolution than EGRET-TASC. In the case of the LAD, we use data from detector 7 (LAD7) in the Continuous (CONT) format that contains 16 energy channels with an accumulation time of 2.048 s. In the case of the SD, we use data from detectors 3 (SD3) and 7 (SD7) in the Spectroscopy High Energy Resolution Burst format, which contains spectra in 256 energy channels with an accumulation time of 512 ms. SD7 and SD3 data allow us to extend the analysis to lower (32 keV) and higher energies (27 MeV), respectively.

TASC is a monolithic $76 \times 76 \times 20 \text{ cm}^3$ scintillation calorimeter formed by 36 NaI(Tl) blocks optically coupled. It was viewed by two groups of eight interleaved PMTs, each feeding a pair of Pulse Height Analyzers (PHAs). One pair of PHAs processed low-energy events (1–200 MeV), while the other processed HE events (0.02–30 GeV). Although the TASC was part of the EGRET instrument measuring the energy of each useful event triggering the spark chambers (mainly done with the HE PHA), it was also an independent detector sensitive to gamma rays and charged particles (using the low-energy PHA). As an independent detector, the accumulation time of 32.768 s for the low-energy spectrum was the normal and continuous mode of data acquisition and was called the solar mode. The TASC data used for GRB980923 consist of only two solar spectra with 229 energy channels, starting 19.6 s before the BATSE trigger and covering almost twice the burst duration (for a detailed description, see González et al. 2009).

The light curves of the emission observed by LAD7, SD7, SD3, and TASC are shown in Figure 1. General features are seen in all the BATSE light curves: two main episodes separated by a drop in the count rate at \sim 14 s with a duration of \sim 2 s (see also Section 2). The drop is not observed in TASC data because of the 32.768 s accumulation time of the spectra. The finer time resolution of the SD7 and SD3 data allows us to observe the structure of both episodes. In particular, an intense peak at \sim 20 s is more evident from the lowest to the highest BATSE energies. The long tail is evident in LAD data.

The spectral fitting was performed with the software developed by the BATSE team, RMFIT.⁴ For a detailed description of the spectral analysis, see González et al. (2009); here, only details relevant to the analysis of GRB980923 are mentioned. An important step of the analysis is the background subtraction. The time dependency of the background was given mainly by the spacecraft position with respect to Earth's magnetic field. We modeled background counts with a polynomial of the fourth order on each energy bin using spectra for \sim 500 s before and after the burst trigger. The background model was checked against data corresponding to 15 earlier/later orbits when the spacecraft was located at the same geomagnetic rigidity. Background subtracted spectra of LAD7, SD3, SD7, and TASC data were fitted using the detector's responses. When a joint fit of BATSE and TASC data was performed, BATSE data were binned in time to match the time resolution of TASC data; when only BATSE data were used, SD data were binned to match the time resolution of LAD data. The energy ranges used in the fit for each data set are the same given for the light curves; see Figure 1. The spectral fitting was performed with the following photon flux models: Band function, and Band function plus a PL and a SBPL. As in González et al. (2009), normalization factors between data sets were introduced to account for errors in the calculated effective area of the detectors because of underestimation of the CGRO mass model. The value of the normalization factor depends mostly on the zenith angle of the burst. If the detector responses were perfectly known, the normalization factor would be one. The factors normalize TASC and SD data with respect to LAD data, and it is the same for all energies in a given data set. However, in our analysis it varies from time bin to time bin because it also accounts for the mismatching of time binning between data sets. These normalization factors had similar values for both SD detectors. The TASC normalization factor is, as expected, higher mainly because of the greater accumulation time of TASC with respect to the other detectors (see Section 4).

4. RESULTS AND DISCUSSION

We performed the fit of prompt emission spectra of GRB980923 integrated over different intervals of time. This allowed us to identify and characterize with great accuracy the extra HE component of this burst, as well as to find some evidence of an early starting time of the tail.

⁴ R. S. Mallozzi, R. D. Preece, & M. S. Briggs, "RMFIT," A Light curve and Spectral Analysis Tool," © Robert D. Preece, University of Alabama in Huntsville.



Figure 2. Spectral fitting for different time intervals as defined in Section 4. LAD7 (black), SD7 (blue), SD3 (green), and TASC (red) are shown. For the purpose of the plot, but not for the spectral fit, the data are binned in energy to give at least 2σ significance over background. Solid curves show model fits to the data using the parameters given in Table 1 and the spectral model described in the text. The upper limits correspond to 2σ deviation from the background. The two spectral components, the Band function at lower energies and the higher-energy power law, are shown as dashed lines. The intervals excluding the time interval from 19.5 to 21.5 s are well adjusted only with a Band function, otherwise a PL function is required to fit the highest energies.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

4.1. Spectral Fit and Identification of the HE Component

We fit jointly LAD7-SD3-SD7-TASC data for the time intervals 0–13 s and 13–33 s determined by BATSE. The first time interval is fitted with a Band function, while the second one also requires a HE-PL function described by $A_{\rm PL}[E({\rm keV})/10\,{\rm MeV}]^{\gamma}$. The data and the spectral fits are shown in Figure 2 (two top panels), with the best-fit parameters and the normalization factors given in the first two columns of Table 1. The normalization factors between the LAD and SD detectors for both time intervals are very similar because the time coverage almost matches. However, the TASC normalization factors are different mainly because they account for the 18 s and 12 s of extra TASC time coverage compared to LAD time coverage in the first and second time interval, respectively. Also, the normalization factors are calculated considering the best fit





Figure 3. LAD7 light curves in different energy bands (energy increasing from top to bottom). A peak at 20 s becomes more evident at the highest energies.

to all data sets simultaneously. This and the contribution of the PL (when required) are small when compared with the corrections for the time bin mismatching, but they explain the difference with the values given by González et al. (2009). The energy dependency, as well as the correct election of the normalization factors, is confirmed by the fact that SD and TASC data below 10 MeV smoothly continue the lower-energy component described by the Band function in both time intervals (see Figure 2).

In order to better characterize the HE component and to determine with greater accuracy its duration, we look at the light curves as a function of energy for all detectors; see Figures 3–6. The peak at ~ 20 s is evident from 8 keV up to 28 MeV as observed by SD7 and SD3, respectively. It evolves with energy differently from the whole light curve, which dims at higher energies. This is consistent with the TASC data: The first time interval dims at higher energies, contrary to the second one, which includes the HE component. We fit jointly LAD-SD data for 2 s time intervals from 0 to 33 s and find that only the time interval corresponding to the peak from 19.5 to 21.5 s requires a PL besides a Band function to fully describe the data. The data and the spectral fits are shown in Figure 2 (lower panels), with the best-fit parameters given in Table 1; the time evolution of the Band spectral indices is shown in Figure 7. It can be seen that, except for the value of the low-energy spectral index α at ~14 s and within the error bars, a smooth time evolution is observed in both the Band spectral indices through the whole time period from 0 to 33 s. This suggests that the prompt emission described by the Band function comes from the same radiation process; the different value of α at ~14 s could indicate the presence of a distinct component starting during

Spectral Fitting Parameters of the Differential Photon Flux								
0 to 13	13 to 33	13 to 19.5	19.5 to 21.5	21.5 to 33				
$14.6^{+0.1}_{-0.2}$	$24.7^{+0.2}_{-0.3}$	$12.3_{-0.2}^{+0.2}$	$29.5^{+0.1}_{-0.1}$	$32.1_{-0.2}^{+0.3}$				
$345.^{+4}_{-4}$	371^{+3}_{-3}	419_9	419^{+15}_{-13}	346^{+3}_{-3}				
$-0.476^{+0.01}_{-0.01}$	$-0.577^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.549^{+0.02}_{-0.021}$	$-0.554^{+0.09}_{-0.091}$	$-0.563^{+0.014}_{-0.00}$				
$-2.64^{+0.04}_{-0.04}$	$-3.06^{+0.09}_{-0.11}$	$-2.48\substack{+0.07\\-0.07}$	$-4.01^{+0.97}_{-1.03}$	$-3.08\substack{+0.07\\-0.07}$				
	$0.7^{+0.2}_{-0.2}$		$5.6^{+0.8}_{-0.8}$					
	$-1.28^{+0.26}_{-0.33}$		$-1.44^{+0.07}_{-0.07}$					
	6.20×10^{-7}		8.12×10^{-11}					
1.28	1.31	1.21	1.44	1.36				
1.23	1.30	1.05	1.51	1.39				
0.76	0.94							
	Spectral F 0 to 13 $14.6^{+0.1}_{-0.2}$ $345.^{+4}_{-4}$ $-0.476^{+0.01}_{-0.01}$ $-2.64^{+0.04}_{-0.04}$ 1.28 1.28 1.23 0.76	Spectral Fitting Parameters of the D 0 to 13 13 to 33 $14.6^{+0.1}_{-0.2}$ $24.7^{+0.2}_{-0.3}$ $345.^{+4}_{-4}$ 371^{+3}_{-3} $-0.476^{+0.01}_{-0.01}$ $-0.577^{+0.02}_{-0.002}$ $-2.64^{+0.04}_{-0.04}$ $-3.06^{+0.09}_{-0.11}$ $0.7^{+0.2}_{-0.2}$ 6.20×10^{-7} 1.28 1.31 1.23 1.30 0.76 0.94	Spectral Fitting Parameters of the Differential Photon Flux 0 to 13 13 to 33 13 to 19.5 $14.6^{+0.1}_{-0.2}$ $24.7^{+0.2}_{-0.3}$ $12.3^{+0.2}_{-0.2}$ $345.^{+4}_{-4}$ 371^{+3}_{-3} 419^{+9}_{-9} $-0.476^{+0.01}_{-0.01}$ $-0.577^{+0.002}_{-0.002}$ $-0.549^{+0.02}_{-0.021}$ $-2.64^{+0.04}_{-0.04}$ $-3.06^{+0.09}_{-0.11}$ $-2.48^{+0.07}_{-0.07}$ $0.7^{+0.2}_{-0.2}$ $-1.28^{+0.26}_{-0.33}$ 6.20×10^{-7} 1.28 1.31 1.21 1.23 1.30 1.05 0.76 0.94	Spectral Fitting Parameters of the Differential Photon Flux 0 to 13 13 to 33 13 to 19.5 19.5 to 21.5 $14.6^{+0.1}_{-0.2}$ $24.7^{+0.2}_{-0.3}$ $12.3^{+0.2}_{-0.2}$ $29.5^{+0.1}_{-0.1}$ $345.^{+4}_{-4}$ 371^{+3}_{-3} 419^{+9}_{-9} 419^{+15}_{-13} $-0.476^{+0.01}_{-0.01}$ $-0.577^{+0.002}_{-0.002}$ $-0.549^{+0.02}_{-0.021}$ $-0.554^{+0.09}_{-0.091}$ $-2.64^{+0.04}_{-0.04}$ $-3.06^{+0.09}_{-0.11}$ $-2.48^{+0.07}_{-0.07}$ $-4.01^{+0.97}_{-1.03}$ $0.7^{+0.2}_{-0.2}$ $5.6^{+0.8}_{-0.8}$ $-1.28^{+0.26}_{-0.35}$ $-1.44^{+0.07}_{-0.07}$ 6.20×10^{-7} 8.12×10^{-11} 1.28 1.31 1.21 1.44 1.23 1.30 1.05 1.51 0.76 0.94				

Table 1

Notes. The first six rows contain the best spectral fit parameters for different time intervals and including (Columns 2 and 3) or not (Columns 4–6) TASC data. The seventh row shows the probability that the improvement in χ^2 from the addition of the HE PL in the fit is due to chance, as determined by the χ^2 test. The last three rows are the normalization factors relative to LAD7 (see Sections 3 and 4) used in the fit.



Figure 4. SD3 light curves in different energy bands (energy increasing from top to bottom). A peak at 20 s becomes more evident at the highest energies.

the prompt phase (see Section 4.2), which could be noticeable because of the dimming of prompt photons at ~ 14 s (see the three upper panels in Figure 1). Concerning the PL component, the value of the probability that the improvement in χ^2 from the addition of the HE PL in the fit is due to chance, as determined by the χ^2 test considering the time interval from 19.5 to 21.5 s



Figure 5. SD7 light curves in different energy bands (energy increasing from top to bottom). A peak at 20 s becomes more evident at the lowest and highest energies.

is four orders of magnitude (six when TASC data are included) smaller in comparison with the one obtained for the time interval between 13 s and 33 s (see Table 1). We also fit smaller time intervals included in the period from 19.5 s to 21.5 s using only SD data, and found that the smallest probability that the improvement is due to chance is found when considering the



Figure 6. TASC light curves in different energy bands (energy increasing from top to bottom). The time interval including the peak at 20 s, as observed by BATSE, remains significant up to hundreds of MeVs.

 Table 2

 Characteristics of the GRBs for Which an Extra HE PL Component has been Identified: Duration of the HE Emission, Spectral Index of the Extra HE PL Required to Fit the Prompt Emission, and Presence of a Tail

	GRB Name	HE Duration ^a (s)	PL Index ^b	Tail ^c
(1)	GRB 980923	2	-1.44 ± 0.07	Yes
(2)	GRB 941017	~ 200	~ -1	Yes
(3)	GRB 090510	~ 200	-1.62 ± 0.03	Yes
(4)	GRB 090902B	$\sim \! 1000$	-1.93 ± 0.01	No
(5)	GRB 090926A	$\sim \!\! 4800$	-1.79 ± 0.02	Yes

Notes.

^c References for the tail: (1) Giblin et al. 1999; (2) González 2005; (3) Guiriec et al. 2009; (5) Noda et al. 2009, Golenetskii et al. 2009.

whole 2 s time period. This is an indication of the fact that the PL was always required along the 2 s time period. Therefore, the HE component of GRB980923, extending from a few keVs to hundreds of MeVs, starts at 19.5 s and lasts only 2 s: GRB980923 represents, then, the first case of a burst showing an extra HE PL component of short duration (see Table 2 for a comparison with the other bursts). The energy flux of this HE component is $22 \times 10^{-6} \, {\rm erg \, s^{-1} \, cm^{-2}}$ in the energy range from 2 to 200 MeV. A burst that presents some similarities with GRB980923

is GRB090926A. This source also is characterized by a HE emission associated with a short spike (lasting less than 1 s)



Figure 7. Spectral indices as a function of time for the main prompt episode. Time evolution of the low- and high-energy indices for Band (α and β , solid circles) and SBPL (α_{SBPL} and β_{SBPL} , dots) functions. The solid and the dashed lines represent the best fit with a PL for the Band and the SBPL indices, respectively. A smooth continuous evolution in time is observed from 0 s to 33 s, except at 14 s when the values of α_{SBPL} soften, becoming consistent with the values observed in the tail (Giblin et al. 1999).

observed in the prompt emission light curve, although a HE emission is also observed after the spike (see Section 1). The HE emission associated with the narrow pulse is described by a PL having a different spectral index with respect to the one observed at later times and extends to the lowest energies, similarly to GRB980923. Moreover, a spectral break and the extension to the lowest energies are evident only when fitting the spike spectrum. These observational properties suggest that we are in the presence of two distinct HE components: one of short duration that could have been produced by the same physical mechanism responsible for the HE emission observed in GRB980923, and one of long duration (Sacahui et al. 2012). Other common characteristics between GRB980923 and GRB090926A are a drop in the count rate observed before the spike and the presence of a tail (see Table 2).

4.2. Spectral Fit and Implications for the Tail

We do the fit of time-resolved prompt emission spectra also using a SBPL for comparison with Giblin et al. (1999). Because of the low statistics at energies above 1 MeV, SBPL seems to be preferred by Giblin et al. (1999). However, we do not find in the data any preference for using SBPL or Band. The following discussion is independent of the fitting function used. The time evolution of the low-energy and high-energy spectral indices for the BAND and SBPL functions (α , α_{SBPL} , β , and β_{SBPL} , respectively) is shown in Figure 7. It can be seen that the values of α and α_{SBPL} at 14 s do not follow the general trend. In particular, the value of α_{SBPL} is consistent with the one of the tail as given by Giblin et al. (1999), a possible indication of the presence of the tail already at 14 s. Furthermore, a higher dispersion of the α and α_{SBPL} values after ~14 s is noticeable

^a References for the HE duration: (1) see text; (2) González et al. 2003; (3) Ackermann et al. 2010; (4) Abdo et al. 2009; (5) Ackermann et al. 2011.
^b References for the PL spectral index: (1) see text; (2) González et al. 2003; (3) Ackermann et al. 2010; (4) Abdo et al. 2009; (5) Ackermann et al. 2011.

Table 3	
---------	--

Summary of Spectral Components Observed in GRB980923 and the Main Characteristics and Theoretical Models to Explain Them

Spectral Component	Photon Flux Function	Peak Energy	Break Energy	Duration	Start Time	Model
Main prompt emission	Band function	400 keV		33 s	0	Internal shocks
Tail	SBPL		$\sim 200 \text{ keV}$	400 s	14 s	Synchrotron external shocks
High-energy component	PL	>200 MeV		2 s	19.5 s	Unknown

(see Figure 7), and this could be interpreted as further evidence of the presence of the tail from 14 s. In fact, the time-integrated spectrum of the tail can be described with a SBPL with break energy around 200 keV (Giblin et al. 1999); therefore, if the tail is present from 14 s, it will affect the determination of the low-energy spectral index of the Band function, which has a peak energy around 400 keV. So, it is possible that the tail starts at \sim 14 s from the burst trigger instead of 32.109 s as reported by Giblin et al. (1999; see also Section 2). In this case, its behavior is still similar to that of the afterglows at lower energies, but the new estimation of its starting time sets the cooling regime somewhere in the transition between fast and slow cooling. Giblin pointed out that the starting time of the tail could happen before 32 s; however, the fact that the tail could start at ~ 14 s implies that there could be a causality relationship between the tail and the HE PL component.

Surprisingly, also almost all the other bursts characterized by an extra HE PL component present a tail (see Table 2). The only exception is GRB 090902B, for which no tail has been reported in the literature, although a weak emission similar to a tail is evident after the T90 time interval. This suggests that the HE component and the tail could be related.

Fraija et al. (2012) investigated this possibility; in particular, they proposed for GRB980923 a unified model in which the tail can be understood as the early gamma-ray afterglow from forward shock synchrotron emission, while the HE component arises from SSC from the reverse shock. They found that this model accounts for the main characteristics of the burst: fluxes, break energies, starting times, and spectral indices, provided that the ejecta is highly magnetized. An extension of this model has been recently applied with success to GRB090926A (Sacahui et al. 2012).

5. CONCLUSION

We have studied the prompt keV-MeV emission of GRB980923 as observed by BATSE and TASC. We have shown that GRB980923 presents three different spectral components: the main component described by a Band function with peak energy of the order of 400 keV, a tail component described by a SBPL with a break energy of the order of 200 keV and a HE component described by a PL. Table 3 summarizes the main characteristics of each spectral component. The duration of this HE component is shorter than the duration of the burst itself, which is different compared with the other GRBs that present a HE component distinct from the Band function. Also, this HE component is observed in the middle of the burst episode, not at the end or beginning. HE emission with a much shorter duration than the prompt emission clearly challenges the actual models, in which a HE component has to last as long as the prompt phase or longer.

This work was supported by Consejo Nacional de Ciencia y Tecnologia (grant No. 103520) and UNAM (grant No. PAPIIT IN105211).

REFERENCES

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, ApJ, 706, L138
- Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2011, ApJ, 729, 114
- Ackermann, M., Asano, K., Atwood, W. B., et al. 2010, ApJ, 716, 1178
- Asano, K., Guiriec, S., & Meszaros, P. 2009, ApJ, 705, L191
- Asano, K., Mészáros, P., Murase, K., Inoue, S., & Terasawa, T. 2011, arXiv:1111.0127v1
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, ApJ, 697, 1071
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, ApJ, 413, 281
- Böttcher, M., & Dermer, C. D. 1998, ApJ, 499, L131
- Chiang, J., & Dermer, C. D. 1999, ApJ, 512, 699
- de Pasquale, F., Schady, P., Kuin, N. P. M., et al. 2010, ApJ, 709, L146
- Dermer, C. D., & Atoyan, A. 2004, A&A, 418, L5
- Dermer, C. D., Böttcher, M., & Chiang, J. 2000a, ApJ, 537, 255
- Dermer, C. D., Chiang, J., & Mitman, K. E. 2000b, ApJ, 537, 785
- Fishman, G. J., Meegan, C. A., Wilson, R. B., et al. 1989, in Proc. of GRO Science Workshop, ed. W. N. Johnson (Greenbelt, MD: Goddard Space Flight Center), 3
- Fraija, N., González, M. M., & Lee, W. H. 2012, ApJ, 751, 33
- Giblin, T. W., van Paradijs, J., Kouveliotou, C., et al. 1999, ApJ, 524, L47
- Golenetskii, S., Aptekar, R., Mazets, E., et al. 2009, GCN Circ., 9959, 1
- González, M. M. 2005, PhD dissertation, Univ. Wisconsin-Madison, http://proquest.umi.com/pqdlink?Ver=1&Exp=07-10-2017&FMT=7&DID =982832751&RQT=309&attempt=1&cfc=1
- González, M. M., Carrillo-Barragán, M., Dingus, B. L., et al. 2009, ApJ, 696, 2155
- González, M. M., Dingus, B. L., Kaneko, Y., et al. 2003, Nature, 424, 749 Granot, J. 2010, arXiv:1003.2452
- Granot, J., & Guetta, D. 2003, ApJ, 598, L11
- Guiriec, S., Connaughton, V., & Briggs, M. 2009, GCN Circ., 9336, 1
- He, H.-N., Wu, X.-F., Toma, K., et al. 2011, ApJ, 733, 22
- Kaneko, Y., Gonzlez, M. M., Preece, R. D., et al. 2008, ApJ, 677, 1168
- Kaneko, Y., Preece, R. D., Briggs, M. S., et al. 2006, ApJS, 166, 298
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, ApJ, 413, 101 Liu, R., & Wang, X. 2011, ApJ, 730, 1
- Meegan, C., Lichti, G., Bhat, P. N., et al. 2009, ApJ, 702, 791
- Noda, K., Sonoda, E., Ohmori, N., et al. 2009, GCN Circ., 9951, 1
- Panaitescu, A., & Kumar, P. 2000, ApJ, 543, L66
- Panaitescu, A., & Mészáros, P. 1998, ApJ, 501, 772
- Panaitescu, A., & Mészáros, P. 2000, ApJ, 544, 17
- Papathanassiou, H., & Mészáros, P. 1996, ApJ, 471, 91
- Pe'er, A., & Wijers, R. 2006, ApJ, 643, 1036
- Pendleton, G. N., Paciesas, W. S., Mallozzi, R. S., et al. 1995, Nucl. Instrum. . Res. A, 364, 567
- Pilla, R., & Loeb, A. 1998, ApJ, 494, 167
- Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 2000, ApJS, 126,
- Razzaque, S., Dermer, C. D., & Finke, J. D. 2010, Open Astron. J., 3, 150
- Razzaque, S., Dermer, C. D., Finke, J. D., & Atoyan, A. 2009, in AIP Conf. Proc. 1133, Gamma-Ray Burst: Sixth Huntsville Symposium, ed. C. Meegan, C. Kouveliotou, & N. Gehrels (Melville, NY: AIP), 328
- Sacahui, J. R., Fraija, N., González, M. M., & Lee, W. H. 2012, ApJ, 755, 128 Sari, R., & Esin, A. A. 2001, ApJ, 548, 787
- Sari, R., Narayan, R., & Piran, T. 1996, ApJ, 473, 204
- Totani, T. 1998a, ApJ, 502, L13 Totani, T. 1998b, ApJ, 509, L81
- Veres, P., & Mészáros, P. 2012, arXiv:1202.2821
- Vietri, M. 1997, Phys. Rev. Lett., 78, 4328 Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001a, ApJ, 546, L33
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001b, ApJ, 556, 1010
- Waxman E 1997 ApJ 489 L33
- Waxman, E., & Bahcall, J. 1997, Phys. Rev. Lett., 78, 2292 Wei, D. M., & Lu, T. 1998, ApJ, 505, 252

Emisiones larga y corta de la emisión en Altas Energías del GRB 090926A: Un choque externo

En el capítulo anterior se presentó el caso del GRB 980923, un destello con una componente en altas energías (AE) de corta duración. Un destello que presenta similitudes al GRB 980923 es el GRB 090926A, destello brillante observado por Fermi que presenta una componente distinta que domina a energías > 1 MeV. La componente de AE está descrita por una LP y es la primera reportada con un quiebre espectral (Ackermann et al. 2011).

Un pico en la curva de luz es asociado con la componente en AE del GRB 090926A, al igual que para el GRB 980923, aunque a diferencia del GRB 980923, donde la componente es de corta duración, al igual que el pico, la emisión en AE del GRB 090926A es vista aún en episodios posteriores al pico asociado con la componente en AE. Al ajustar únicamente este pico, se notó que el índice es distinto comparado con el ajuste de los episodios posteriores, además la energía de quiebre varía en un orden de magnitud entre el ajuste del pico y el de los episodios posteriores. Esto sugiere que sean dos componentes distintas: una de corta duración, que podría ser similar a la del GRB 980923, y otra de mayor duración.

De las observaciones del GRB 980923, Fraija et al. (2012) propone que tanto la cola como la componente en AE de corta duración podrían explicarse de manera unificada, mediante emisiones ocasionadas por interacciones del chorro con el medio que rodea al destello, interacciones conocidas como choques externos. En ese escenario la cola observada del GRB 980923 (Giblin et al. 1999) estaría explicada como emisión sincrotrón del frente de choque hacia adelante, mientras la componente de AE de corta duración surge como emisión SSC del frente de choque en reversa. Para unificar dichas emisiones Fraija et al. (2012) considera diferentes parámetros de equipartición (ϵ_e, ϵ_B) para ambos frentes de choque (hacia adelante y reversa). En el modelo se requiere de un chorro altamente magnetizado y un régimen relativista para el frente de choque en reversa.

En este capítulo se presenta la extensión del modelo utilizado para el GRB 980923. Dicha extensión consiste en considerar la emisión SSC del frente de choque hacia adelante. Con la extensión pudimos describir las componentes en AE, de corta y larga duración, del GRB 090926A así como la cola en rayos X (Golenetskii et al. 2009) de manera unificada. Proponemos que emisión SSC de los frentes de choque en reversa y hacia adelante sería el origen de las componentes en AE de corta y larga duración respectivamente y que la emisión sincrotrón del frente de choque hacia adelante originaría la cola. Los parámetros utilizados para describir dichas componentes son similares a los encontrados para GRB 980923, a diferencia del valor de la densidad del medio que rodea al destello, $1cm^{-3}$ para el GRB 980923 y $10cm^{-3}$ para el GRB 090926A. Utilizando datos de observaciones de la emisión tardía del GRB 090926A pudimos inferir un valor aproximado de la densidad, dicho valor está de acuerdo con lo requerido por el modelo. Finalmente, de acuerdo a nuestro modelo, destellos similares al GRB 980923 y GRB 090926A son fuertes candidatos a presentar flashes ópticos.

El resultado más importante del modelo es que sugiere que la emisión de AE prolongada a energías de GeV nos indica características del medio en el que se propaga el chorro, mientras que la emisión de AE de corta duración a energías de MeV nos da información sobre la magnetización del chorro. Este trabajo está publicado en (Sacahui et al. 2012).

THE LONG AND THE SHORT OF THE HIGH-ENERGY EMISSION IN GRB090926A: AN EXTERNAL SHOCK

J. R. Sacahui, N. Fraija, M. M. González, and W. H. Lee

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264, Cd. Universitaria, México DF 04510, Mexico; jsacahui@astro.unam.mx, nifraija@astro.unam.mx, magda@astro.unam.mx, wlee@astro.unam.mx

Received 2012 March 7; accepted 2012 June 13; published 2012 August 2

ABSTRACT

Synchrotron self-Compton (SSC) emission from a reverse shock has been suggested as the origin for the high-energy component lasting 2 s in the prompt phase of GRB98080923. The model describes spectral indices, fluxes, and the duration of the high-energy component as well as a long keV tail present in the prompt phase of GRB980923. Here, we present an extension of this model to describe the high-energy emission of GRB090926A. We argue that the emission consists of two components, one with a duration less than 1 s during the prompt phase, and a second, longer-lasting GeV phase lasting hundred of seconds after the prompt phase. The short high-energy phase can be described as SSC emission from a reverse shock similar to that observed in GRB980923, while the longer component arises from the forward shock. The main assumption is that the jet is magnetized and evolves in the thick-shell case, and the calculated fluxes and break energies are all consistent with the observed values. A comparison between the resulting parameters obtained for GRB980923 and GRB090926A suggests differences in burst tails that could be attributable to the circumburst medium, and this could account for previous analyses reported in the literature for other bursts. We find that the density of the surrounding medium inferred from the observed values associated with GRB090926A.

Key words: acceleration of particles – astroparticle physics – gamma-ray burst: general – gamma-ray burst: individual (GRB090926A) – radiation mechanisms: non-thermal

1. INTRODUCTION

High-energy gamma-ray emission from inverse Compton (IC) and synchrotron self-Compton (SSC) processes in different locations of a relativistic jet have been widely explored as a source for the observed high-energy emission in gamma-ray bursts (GRBs). Considering electrons accelerated in external (as the jet interacts with the circumburst medium) and internal (within the jet as the Lorentz factor of the flow varies) shocks and different photon populations, IC emission has been discussed in detail in GRB internal shocks (Papathanassiou & Meszaros 1996; Pilla & Loeb 1998; Panaitescu & Meszaros 2000), forward shocks (Sari et al. 1996; Totani 1998; Waxman 1997; Panaitescu & Meszaros 1998; Wei & Lu 1998; Chiang & Dermer 1999; Dermer et al. 2000a, 2000b; Panaitescu & Kumar 2000), and reverse shocks (Wang et al. 2001a, 2001b; Pe'er & Wijers 2006). On the other hand, SSC processes from forward (Sari et al. 2001; Wang et al. 2001a) and reverse shocks (Granot & Guetta 2003; Wang et al. 2001a, 2001b) have been investigated separately to explain some atypical high-energy components. Also, the highenergy gamma-ray emission has been described using afterglow synchrotron radiation with a sufficiently low interstellar medium (ISM) density (Liu & Wang 2011; He et al. 2011).

Recently, Fraija et al. (2012) proposed that the smooth tail and the high-energy component present in GRB980923 can be explained in a unified manner with an SSC reverse and forward shock model. While the smooth tail comes from forward shock synchrotron emission, the high-energy component arises from SSC from the reverse shock. In order to unify both processes, Fraija et al. (2012) considered different equipartition parameters for the reverse and forward shocks($\epsilon_{B,r} \neq \epsilon_{B,f}$ and $\epsilon_{e,r} \neq \epsilon_{e,f}$), thus leading to the requirement that the ejecta has to be highly magnetized. This assumption has been considered before, as in the work by Kumar & Panaitescu (2003) for GRB021211. We note that in previous work, Kumar & Barniol-Duran (2009, 2010) and Ghisellini et al. (2010) have explored how synchrotron radiation from a forward shock could account for longlasting high-energy emission, finding good evidence in support of this model for a number of GRBs detected by the *Fermi* high-energy detector (Large Area Telescope (LAT)). More recently, Veres & Meszaros (2012) investigated possible scenarios to obtain more than one observable component detected in the LAT energy range. They explored SSC processes from forward and reverse shocks as possible mechanisms to produce the high-energy emission, and concluded that depending on the equipartition parameters ($\epsilon_{B,r} = \epsilon_{B,f}$ and $\epsilon_{e,r} = \epsilon_{e,f}$), one or the other could develop to explain the energy component detected by LAT, besides requiring a population of photons from the prompt emission.

Here we extend the model used for GRB980923, showing that only the assumption of a magnetized jet is required to explain the complete high-energy emission with an SSC reverse and forward shock model. We also discuss the implications of the results with respect to the circumburst medium.

2. GRB090926A

GRB090926A was reported as a bright and long GRB, observed by *Fermi* LAT/GBM (Ackermann et al. 2011) at 04:20:26.99 (UT) on 2009 September 26. The GBM triggered on and localized it at R.A. = 354°5 and decl. = -64°.2in J2000 coordinates. GRB090926A was localized at $\approx 52°$ with respect to the pointing/axis direction and well within the field of view of *Fermi*. It was independently detected by *INTEGRAL* SPI-ACS (Bisaldi 2009), *Suzaku*/WAM (Noda et al. 2009), CORONAS-PHOTON (Chakrabarti et al. 2009), and the Konus-*Wind* experiment (Golenetskii et al. 2009). The light curve observed by Konus-*Wind* shows a prompt phase of 16 s followed by a weak tail up to $\sim T_0 + 50$ s, and *Suzaku* WAM and

Table 1	
Observed Parameters for GRB980923 and	GRB090926A

Parameter	GRB980923	GRB090926A	
<u></u>	32 s	20 s	
Duration of the high-energy component	<2 s	<1 s	
Spectral index of the tail (keV)	2.4		
Spectral index of the short high component	-1.44 ± 0.07 González et al. (2012)	$-1.71_{-0.05}^{+0.02}$	
Isotropic energy (erg)		2.2×10^{54}	
Redshift		2.1096	
Energy range of the tail	$\sim 100 \text{ keV}$	\sim 50 keV (Golenetskii et al. 2009)	
Range of the short high-energy component	>200 MeV	>400 MeV	
Range of the long high-energy component		$\sim 10 \text{ GeV}$	

CORONAS-PHOTON report a tail of similar energy range and duration.

Based upon the GCN report of the LAT detection, an observation by the *Swift* X-Ray Telescope and UVOT was performed and an afterglow was detected at T_0+47 ks. Skynet/PROMPT also detected an optical afterglow emission 20 hr post burst (Noda et al. 2009). Very Large Telescope observations using the X-shooter spectrograph determined a redshift of z = 2.1062 (Malesani et al. 2009) and concluded that the host galaxy associated with this burst was a dwarf irregular galaxy with one of the lowest metallicities observed for a GRB host galaxy (D'Elia et al. 2010), $[X/H] = 3.2 \times 10^{-3} - 1.2 \times 10^{-2}$ with respect to solar.

Joint LAT and GBM data analysis concluded that GRB090926A presents a distinct high-energy power-law component separated from the known Band function (Ackermann et al. 2011). The burst is fit by a Band+CUTPL function with a high-energy spectral break at $E_f = -1.41^{+0.22}_{-0.42}$ GeV and with a power-law index of $-1.72\pm^{+0.10}_{-0.02}$. The fit was made for several time episodes noting that the extra power-law component is very significant in one short episode lasting 0.15 s and in the subsequent episodes. The short episode is in coincidence with a sharp spike apparent in the light curve above 100 MeV at $\sim t_0 + 10$ s. Ackermann et al. (2011) described this short peak through a power law with a cutoff energy and obtained a value for the cutoff energy of $E_f = 0.40^{0.13}_{-0.06}$ stat. ± 0.05 syst. GeV. The flux between 10 keV and 10 GeV for this short episode is $22.29 \pm 1.60 \times 10^{-6}$ erg cm⁻² s⁻¹ and the power-law in-dex is $\lambda = -1.71^{+0.02}_{-0.05}$. After the short spike the burst is better described by a Band+PL function with a power-law index of $\lambda = -1.79 \pm 0.03$ and a flux of $5.83 \pm 0.30 \times 10^{-6}$ erg. Using the results of the Band+CUTPL model, Ackermann et al. (2011) inferred an isotropic energy for this burst of $E_{iso} =$ $2.24 \pm 0.04 \times 10^{54}$ erg in agreement with the value reported by Golenetskii et al. (2009).

Given the similarities and relevant differences between the two bursts cited, we summarize in Table 1 the relevant observational parameters for both GRB090926A and GRB980923. The presence of a short peak with high-energy emission within the prompt phase in both events is remarkable. We thus investigate the possibility of explaining the long-duration emission at the highest energies with an extension of the model previously used for GRB980923 (Fraija et al. 2012).

3. DYNAMICS OF THE EXTERNAL SHOCKS

3.1. Long GeV Component from Forward Shock

For the forward shock, we assume that electrons are accelerated in the shock to a power-law distribution of Lorentz factors γ_e , with a minimum Lorentz factor γ_m : $N(\gamma_e)d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p}d\gamma_e$, where $\gamma_e \ge \gamma_m$ and $\epsilon_{e,f}$ and $\epsilon_{B,f}$ are the constant fractions of the shock energy that is transferred into the electrons and the magnetic field, respectively. Then

$$\gamma_{m,f} = \epsilon_{e,f} \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} \gamma_f$$

= 524.6 \epsilon_{e,f} \epsilon_f, (1)

where we assume a typical value of p for a synchrotron forward emission of p = 2.4, as observed in GRB980923 by Giblin et al. (1999) and generally assumed in Veres & Meszaros (2012). Adopting the notation of Sari et al. (1998), we compute the typical and cooling frequencies of the forward shock synchrotron emission (Sari et al. 1998) which are given by

$$E_{m,f} \sim 10.13 \left(\frac{1+z}{3}\right)^{-1} \epsilon_{e,f,-1}^{2} \epsilon_{B,f,-4,3}^{1/2} n_{f,1}^{1/2} \gamma_{f,600}^{4} \text{ keV}$$

$$E_{c,f} \sim 141.7 \left(\frac{1+z}{3}\right)^{-1} \left(\frac{1+x_{f}}{11}\right)^{-2} \times \epsilon_{B,f,-4,3}^{-3/2} n_{f,1}^{-5/6} E_{54}^{-2/3} \gamma_{f,600}^{4/3} \text{ eV}$$

$$F_{\max,f} \sim 3.8 \times 10^{-2} \left(\frac{1+z}{3}\right) \epsilon_{B,f,-4,3}^{1/2} n_{f,1}^{1/2} D_{28,3}^{-2} E_{54} \text{ Jy}$$

$$t_{\text{tr},f} \sim 467.5 \left(\frac{1+z}{3}\right) \left(\frac{1+x_{f}}{11}\right)^{2} \epsilon_{e,f,-1}^{2} \epsilon_{B,f,-4,3}^{2} n_{f,1} E_{54} \text{ s},$$
(2)

where the convention $Q_x = Q/10^x$ has been adopted in cgs units throughout this paper unless otherwise is specified. $t_{tr,f}$ is the transition time when the spectrum changes from fast cooling to slow cooling, *D* is the luminosity distance, n_f is the ISM density, *E* is the energy, the term $(1 + x_f)$ was introduced because a once-scattered synchrotron photon generally has energy larger than the electron mass in the rest frame of the second-scattering electrons. Multiple scattering of synchrotron photons can be ignored. x_f is given by Sari et al. (2001) as

$$x_{f} = \begin{cases} \frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}}, & \text{if } \frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}} \ll 1, \\ \left(\frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}}\right)^{1/2}, & \text{if } \frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}} \gg 1. \end{cases}$$
(3)

where $\eta = (\gamma_{c,f}/\gamma_{m,f})^{2-p}$ for slow cooling and $\eta = 1$ for fast cooling.

From Equation (2), we directly observe that $v_{m,f} \gg v_{c,f}$, the break energy $E_{m,f} \sim 10.13$ keV, and $t_{tr,f} \sim 467.5$ s implying that the synchrotron emission could be observed in the fast cooling regime within a hundred of seconds from the burst.

Thus, if $E_{\text{peak}}(t) = E_0(t - t_0)^{-\delta}$, then $\delta \sim 1.5$ (Zhang et al. 2007),

$$\begin{split} E_{m,f}^{(\rm IC)} &\sim 9.15 \left(\frac{1+z}{3}\right)^{5/4} \epsilon_{e,r,-1}^{4} \epsilon_{B,f,-4.3}^{1/2} \gamma_{f,600}^{4} n_{f,1}^{-1/4} \\ &\times E_{54}^{3/4} t_{f,2}^{-9/4} \text{ GeV} \\ E_{c,f}^{(\rm IC)} &\sim 18.4 \left(\frac{1+z}{3}\right)^{-3/4} \left(\frac{1+x_f}{11}\right)^{-4} \epsilon_{B,f,-4.3}^{-7/2} n_{f,1}^{-9/4} \\ &\times E_{54}^{-5/4} t_{f,2}^{-1/4} \text{ eV} \\ F_{\max,f}^{(\rm IC)} &\sim 1.59 \times 10^{-4} \left(\frac{1+z}{3}\right)^{3/4} \epsilon_{B,f,-4.3}^{1/2} n_{f,1}^{1/4} \\ &\times D_{28.3}^{-2} E_{54}^{5/4} t_{f,2}^{1/4} \text{ Jy.} \end{split}$$
(4)

From Equation (4) we observe that the break energies and $(\nu F)_{\text{max}} = 10.9 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^2 \text{ s}^{-1}$ are consistent with the values given by Ackermann et al. (2011).

3.2. Hard Component from Thick-shell Reverse Shock

Following the formalism of Fraija et al. (2012) with the appropriated values for GRB090926A, we obtain for the synchrotron contribution,

$$\begin{split} E_{m,r} &\sim 165.04 \left(\frac{1+z}{3}\right)^{-1} \left(\frac{\epsilon_{e,r}}{0.65}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_{B,r}}{0.125}\right)^{1/2} \gamma_{r,3}^2 n_{r,1}^{1/2} \text{ eV} \\ E_{c,r} &\sim 1.1 \times 10^{-3} \left(\frac{1+z}{3}\right)^{3/2} \left(\frac{1+x+x^2}{6}\right)^{-2} \left(\frac{\epsilon_{B,r}}{0.125}\right)^{-7/2} \\ &\times n_{r,1}^{-3} E_{54}^{-1/2} \gamma_{r,3}^{-6} \left(\frac{T_{90}}{20 \text{ s}}\right)^{5/2} \text{ eV} \\ F_{\max,r} &\sim 3.4 \times 10^2 \left(\frac{1+z}{3}\right)^{7/4} \left(\frac{\epsilon_{B,r}}{0.125}\right)^{1/2} n_{r,1}^{1/4} D_{28.3}^{-2} \\ &\times E_{54}^{5/4} \gamma_{r,3}^{-1} \left(\frac{T_{90}}{20 \text{ s}}\right)^{-3/4} \text{ Jy}, \end{split}$$
(5)

and for the SSC contribution,

$$\begin{split} E_{m,r}^{(\mathrm{IC})} &\sim 414.3 \left(\frac{1+z}{3}\right)^{-7/4} \left(\frac{\epsilon_{e,r}}{0.65}\right)^4 \left(\frac{\epsilon_{B,r}}{0.125}\right)^{1/2} \gamma_{r,3}^4 n_{r,1}^{3/4} \\ &\times E_{54}^{-1/4} \left(\frac{T_{90}}{20\,\mathrm{s}}\right)^{3/4} \,\mathrm{MeV} \\ E_{c,r}^{(\mathrm{IC})} &\sim 0.7 \times 10^{-5} \left(\frac{1+z}{3}\right)^{3/2} \left(\frac{1+x+x^2}{6}\right)^{-4} \left(\frac{\epsilon_{B,r}}{0.125}\right)^{-7/2} \\ &\times n_{r,1}^{-3} E_{54}^{-1/2} \gamma_{r,3}^{-6} \left(\frac{T_{90}}{20\,\mathrm{s}}\right)^{-5/2} \,\mathrm{eV} \\ F_{\mathrm{max},r}^{(\mathrm{IC})} &\sim 2.6 \times 10^{-1} \left(\frac{1+z}{3}\right)^{9/4} \left(\frac{\epsilon_{B,r}}{0.125}\right)^{1/2} n_{r,1}^{3/4} \\ &\times D_{28.3}^{-2} E_{54}^{7/4} \gamma_{r,3}^{-2} \left(\frac{T_{90}}{20\,\mathrm{s}}\right)^{-5/4} \,\mathrm{Jy.} \end{split}$$
(6)

From Equation (6), we observe that the break energies and $(\nu F)_{\text{max}} = 8.2 \times 10^{-6}$ erg cm⁻² s⁻¹ are again consistent with the values given by Ackermann et al. (2011) and quoted above in Section 3.1. They are also similar to the ones obtained for GRB980923 as well as the values of $\epsilon_{f,e,B}$ and densities n_f . In fact, the ability to describe the short high-energy emission from the reverse shocks depends mainly on the value of the equipartition parameters. We can interpret this as a requirement of a highly magnetized jet, and deal with the density in what follows.

SACAHUI ET AL.

4. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

We have presented a model that describes both the short and long high-energy components of GRB090926A. The parameters used to describe the short high-energy component are similar to the ones found for GRB980923, as expected because of the similarities in the emission parameters (mainly duration, light curve, and spectral index) for both bursts. For this component, our model is very dependent on the values of $\epsilon_{B,r} = 0.125$ and $\epsilon_{e,r} = 0.65$, and implies the presence of a highly magnetized jet. We note that numerical particle-in-cell simulations carried out by Sironi & Spitkovsky (2011) appear to limit the magnetization parameter to $\sigma \simeq \epsilon_B/10 \leqslant 10^{-3}$. However, these simulations have not been run for a long enough time to rule out if electrons can be accelerated for high magnetization shocks. Moreover, studies of other GRB events (Mészáros & Rees 2011; Barniol-Duran & Kumar 2011; Ghisellini et al. 2010) with external shocks have found similar values to those reported here to be consistent with observations.

The tail of the prompt emission of GRB980923 is described in our model as synchrotron radiation from the forward shock at energies of hundreds of keVs. This means that if an SSC component is present, it would appear at energies greater than tens of TeVs, which would not explain the long high-energy component observed in GRB090926A. However, it was found that SSC emission can account for the long high-energy component of GRB090926A with similar values for the equipartition parameters as in GRB980923, but with a higher circumburst density.

To complement the information intrinsic to the prompt highenergy emission, we have roughly estimated the ambient density within the host using typical parameters for a dwarf galaxy ($L \sim 300$ pc) and the column densities reported by D'Elia et al. (2010) and Rau et al. (1996), obtaining n = 8.85 and 11.93 cm⁻³, respectively. These values are consistent with the value required by our model.

The duration of the long high-energy component is estimated as the time for which $E_{f,m}^{IC}$ decreases below 2 GeV, obtaining a value of ≈ 100 s, in agreement with *Fermi* observations. Moreover, the keV tail observed by Golenetskii et al. (2009) can be related to the expected long (hundred of seconds) keV component resulting from the forward synchrotron emission. One more difference in the tails of GRB090926A and GRB980923 besides the energy range is their cooling regime, fast or slow, respectively. Thus, if these two bursts are representatives of different surrounding media, as the value of n indicates, there should be bursts with long tails in fast cooling regime at energies of a few keV and with long tails in slow cooling regime at energies of hundreds of keV. Coincidentally, Zhang et al. (2007) and Connaughton (2002) have studied tails of bursts observed by Swift and BATSE, respectively. Zhang et al. (2007) found single-peaked tails with cutoff energy evolving in time as $E = E_0(t - t_0/t_0)^{-\alpha}$, where $\alpha = 1.2$ –1.4, while Connaughton (2002) describes the temporal decay of the averaged tail of 400 bursts as a power law with an index of $\alpha = 0.6$. Both studies are in agreement with our result. Also, the afterglow reported 22 hr after the burst (D'Elia et al. 2010) can be explained as the evolution in time of the synchrotron contribution.

The solution for the forward shock case given in this work is not unique. There are two more cases (Veres & Meszaros 2012; Liu & Wang 2011; He et al. 2011) with similar equipartition parameters but different density values. When n = 1 cm⁻³, the long high-energy component is described by forward SSC, but the duration of the keV tail has to be longer than the transition

time, which in this case is of the order of a day, much longer than that observed by Golenetskii et al. (2009). The second case is when $n = 10^{-4}$ cm⁻³, then the long high-energy component is described by forward synchrotron, thus no tail at keV is expected. We note that bursts with a short-duration high-energy emission as observed in GRB980923 and GRB090926A are candidates to present optical flashes (Sari & Piran 1999a, 1999b) as well as being detected by very high gamma-ray observatories with wide field of view as HAWC (Abeysekara et al. 2012).

In summary, we have presented an SSC emission and forward shock model to explain the high-energy emission observed in GRB090926A. The presence of tails in the keV regime, their duration, and time evolution are consistent with the reported observations. According to our model, both the short and hard high-energy emission within the prompt phase can be interpreted as a signature of the magnetization of the jet, while the energy regime of a long-lasting (hundred of seconds) highenergy emission would provide an indication of the circumburst medium through the density, with a possible correlation with the host galaxy type.

This work is partially supported by DGAPA-UNAM grant IN105211 and CONACyT grants 105033 and 103520.

REFERENCES

Abeysekara, A. U., Aguilar, J. A., Aguilar, S., et al. 2012, Astropart. Phys., 35, 641

Ackermann, M., et al. 2011, ApJ, 729, 114

Barniol-Duran, R., & Kumar, P. 2011, MNRAS, 417, 1584 Bisaldi, E. 2009, GCN, 9933, 1

Chakrabarti, S. K., Mondal, S. K., Sasmal, S., & Bhowmick, D. 2009, GCN, 10009.1

Chiang, J., & Dermer, C. D. 1999, ApJ, 512, 699

SACAHUI ET AL.

- Connaughton, V. 2002, ApJ, 567, 1028
- D'Elia, V., Fynbo, J. P. U., Covino, S., et al. 2010, A&A, 523, A36
- Dermer, C. D., Bottcher, M., & Chiang, 2000a, ApJ, 537, 255
- Dermer, C. D., Chiang, J., & Mitman, K. E. 2000b, ApJ, 537, 785
- Fraija, N., Gonzalez, M. M., & Lee, W. H. 2012, ApJ, 751, 33
- Ghisellini, G., Ghirlanda, G., Nava, L., & Celotti, A. 2010, MNRAS, 403, 926 Giblin, T. W., van Paradijs, J., Kouveliotou, C., et al. 1999, ApJ, 524, L47
- Golenetskii, S., Aptekar, R., Mazets, E., et al. 2009, GCN, 9959, 1
- González, M. M., Sacahui, J. R., Ramirez, J. L., Patricelli, B., & Kaneko, Y. 2012, ApJ, in press (arXiv:1205.4073)
- Granot, J., & Guetta, D. 2003, ApJ, 598, L11
- He, H., Wu, X.-F., Toma, K., Wang, X.-Y., & Meszaros, P. 2011, ApJ, 733, 22
- Kumar, P., & Barniol-Duran, R. 2009, MNRAS, 400, L75
- Kumar, P., & Barniol-Duran, R. 2010, MNRAS, 409, 226
- Kumar, P., & Panaitescu, A. 2003, MNRAS, 346, 905
- Liu, R., & Wang, X. 2011, ApJ, 730, 1
- Malesani, D., Goldoni, P., Fynbo, J. P. U., D'Elia, V., et al. 2009, GCN, 9942, 1
- Mészáros, P., & Rees, M. 2011, ApJ, 733, L40 Noda, K., et al. 2009, GCN, 9942, 1
- Panaitescu, A., & Kumar, P. 2000, ApJ, 543, L66
- Panaitescu, A., & Meszaros, P. 1998, ApJ, 501, 772
- Panaitescu, A., & Meszaros, P. 2000, ApJ, 544, L17
- Papathanassiou, H., & Meszaros, P. 1996, ApJ, 471, L91
- Pe'er, A., & Wijers, R. 2006, ApJ, 643, 1036 Pilla, R., & Loeb, A. 1998, ApJ, 494, L167
- Rau, A., Savaglio, S., Krhler, T., et al. 2010, ApJ, 720, 862
- Sari, R., & Esin, A. A. 2001, ApJ, 548, 787
- Sari, R., Narayan, R., & Piran, T. 1996, ApJ, 473, 204
- Sari, R., & Piran, T. 1999a, A&AS, 138, 537
- Sari, R., & Piran, T. 1999b, ApJ, 520, 641
- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, ApJ, 497, L17
- Sironi, L., & Spitkovsky, A. 2011, ApJ, 726, 75
- Totani, T. 1998, ApJ, 502, L13
- Veres, P., & Meszaros, P. 2012, ApJ, in press (arXiv:1202.2821)
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001a, ApJ, 546, L33
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001b, ApJ, 556, 1010
- Waxman, E. 1997, ApJ, 489, L33
- Wei, D. M., & Lu, T. 1998, ApJ, 505, 252
- Zhang, B. B., Liangand, E. W., & Zhang, B. 2007, ApJ, 666, 1002

Nueva interpretación de la componente en Altas Energías observada en algunos GRBs

En el capítulo anterior se presentó un modelo que describe de manera adecuada las componentes en AE del GRB 090926A. Existen otros 3 destellos (GRB 941017, GRB 090510 y GRB 090902B) que requieren de una componente LP.

El GRB 941017 fue el primer destello con una componente LP adicional reportado (González et al. 2003). Es un destello brillante detectado por BATSE y fue clasificado como largo con un $T_{90} = 77$ s. El índice de la componente es -1 y tiene una duración prolongada (mayor a T_{90}). El primer destello reportado por Fermi con una componente LP adicional fue el GRB 090510. Este es un destello brillante clasificado como corto, con $T_{90} = 0.5-2.1$ (dependiendo del detector). Es el primer destello corto con una componente LP adicional, dicha componente es de mayor duración que T_{90} y tiene un índice espectral de -1.62 (Ackermann et al. 2010). El otro destello que presenta una componente LP es el GRB 090902B. Es otro destello brillante observado por Fermi, clasificado como largo, con un $T_{90} = 21.9$, y tiene un índice espectral para la LP de -2.1. La duración de la componente de AE es ~ 1000 s (Abdo et al. 2009).

En este capítulo se aplica el modelo de choques externos magnetizados a los destellos mencionados. Este modelo ha sido exitoso explicando las componentes AE de los destellos GRB 980923 y GRB 090926A. Consideramos tanto el caso no relativista como el relativista para el frente de choque en reversa, encontrando que únicamente el caso relativista

puede ajustar las observaciones. Utilizando parámetros similares a los del GRB 980923 y GRB 090926A se encontraron soluciones que ajustan con las observaciones. Otras soluciones fueron encontradas también pero con valores de densidad muy pequeños ~ $10^{-4}cm^{-3}$. Como caso particular se encuentra el GRB 941017, cuyo índice espectral de la función LP (-1) está muy por debajo de lo esperado para una emisión SSC (-1.5). En función de esto se realizó un nuevo análisis de los datos forzando el índice a -1.5 y dejando libres los factores de normalización. Se encontró un buen ajuste con unos valores de normalización menores a lo reportado. Coincidentemente al observar el comportamiento de la respuesta del detector en función del ángulo azimutal (Kaneko et al. 2008) se esperan valores menores a lo utilizado por (González et al. 2003) en su análisis. Así el modelo de choques externos magnetizados es generalizable a los otros destellos con una componente LP adicional. Estos resultados están en preparación para ser publicados.

NEW INTERPRETATION OF THE HIGH ENERGY COMPONENTS OBSERVED IN SOME GRBs

N. Fraija¹, M. M. González¹, R. Sacahui¹, J. L. Ramirez² and W. H. Lee¹

Instituto de Astronomía, UNAM, México, 04510

Received _____; accepted _____

^{1,2}Universidad Nacional Autónoma de México, Circuito Exterior, C.U., A. Postal 70-264,
04510 Mexico D.F., Mexico

ABSTRACT

We present a leptonic model of the external shocks to describe the MeV-short and Multi-GeV long emission of the high-energy components presented in some GRBs. We investigate possible scenarios for these two spectral components in the context of magnetically dominated, and reverse and forward shocks. Furthermore, we show that depending on the values of the density, magnetic and electron equipartition parameters, we could have different contributions of the reverse and forward shocks into MeV-GeV range by Self Synchrotron Compton. This model has been tested in five GRBs detected by HEGRA, CGRO and Fermi satellite and, the observed and computed values for fluxes, break energies, times and spectral indices are in agreement. Thus, we provide compelling evidence to argue that high-energy components come from Self Synchrotron Compton emissions.

Subject headings: gamma ray: burst — radiation mechanism: nonthermal

1. Introduction

Many scenarios and general hadronic and leptonic interpretations of GRB have been widely discussed to explain photons with energies \geq 100-MeV. On hadronic models, γ -ray radiation components have been explained by photo-hadronic interactions between the high-energy hadrons accelerated in the jet and the internal synchrotron radiation (Asano et al. 2009; Dermer & Razzaque 2010), inelastic proton-neutron collision in jet where the bulk Lorentz factor is transversely inhomogeneous (Mészáros & Rees 2000) and between the ultra-high energy neutrons and photons out of the jet (Dermer & Atoyan 2004; Alvarez et al. 2004). On leptonic models, high-energy gamma-ray components have been explored from IC, SSC and synchrotron processes in different places of the jet. Using electrons accelerated in external and internal shocks with different photon populations, IC emissions has been discussed in detail from GRB internal shocks (Papathanassiou & Meszaros 1996; Pilla & Loeb 1998; Panaitescu & Meszaros 2000), forward shocks (Sari et al. 1996; Totani 1998; Waxman 1997; Panaitescu et al. 1998; Wei & Lu 1998; Chiang & Dermer 1999; Dermer et al. 2000a,b; Panaitescu & Kumar 2000) and reverse shocks (Wang et al. 2001a,b; Pe'er & Wijers 2006). SSC processes from forward shock (Sari et al. 2001; Wang et al. 2001a) and reverse shock (Granot & Guetta 2003; Wang et al. 2001a,b) have been investigated separately and only in few cases by diminishing sufficiently the density of ISM, afterglow synchrotron radiation has been examined to explain the atypical high energy components (Liu & Wang 2011; He et al. 2011; Piran & Nakar 2010). Also a specific leptonic-hadronic model for GRB090510 is give by Razzaque (2010)

Recently, Fraija et al. (2012) and Sacahui et al. (2012) explained that the MeV-short and Multi-GeV long high-energy components presented in GRB980923 and GRB090926A respectively, came from SSC emission external shocks. Furthermore, Fraija et al. (2012); Sacahui et al. (2012) explored synchrotron emissions in a unified way to explain observed tail a lower energies. In both GRBs were considered different equipartition parameters for the reverse and SSC emission forward shocks ($\epsilon_{B,r} \neq \epsilon_{B,f}$ and $\epsilon_{e,r} \neq \epsilon_{e,f}$), thus leading to have a highly magnetized ejecta.

In this work we analyze the MeV-short and Multi-TeV long emission of the high energy components for some GRBs detected by HEGRA (940217), CGRO (941017, 970417) and Fermi satellite (090902B, 090510) showing that in some cases more than one solution we could obtain taking into account the thick and thin shell for the reverse shock. We also discuss the implications of the results in the GRB physics.

2. Some GRBs

2.1. GRB941017

GRB941017 was a bright long gamma ray burst observed at 10:19:33.938 UT on 17 October 1994 by BATSE and EGRET on board of the Compton observatory (González et al. 2003). It was the eleventh burst with the highest fluence and was localized in the galactic coordinate direction $l=50.5^{\circ}$ and $b=-11.7^{\circ}$. The burst direction was 66° with respect to the pointing axis of the spaceship. This was the first burst with clearly evidence of a high energy component different to the usual band function (González et al. 2003). Analysis of combined data from two detectors of the Compton observatory, BATSE's LAD and EGRET-TASC, was made to obtain the prompt spectra in an energy range between 30 keV to 200 MeV. The prompt emission required and additional power law function to fit the higher energy gamma rays. This high energy component lasted longer than the burst $T_{90} = 77s$ and is described with an index of ~ -1 and extend up to 200 MeV. The spectral fitting was made to several time episodes with duration of 32.768 s and the PL component seems to start after the prompt emission beginning. The additional high-energy component has a fluence above 30 keV of 6.5×10^{-4} erg cm⁻², which is more than three times that estimated from the BATSE energy range alone. This PL component does not exhibit a cut-off, suggesting that even more energy is emitted above 200 MeV. Also observations of Milagrito from this burst hinted a distinct high energy component but because of the lack of energy resolution no spectrum could be provided.

2.2. GRB090510

GRB090510 was a short and bright burst observed on 2009 May 10 at 00:22:59.97 (UT) by both GBM and LAT instruments on board of the FERMI mission (Ackermann, et al. 2010). This burst was also independently detected by Swift (Hoversten et al. 2009), AGILE (Longo et al. 2009), Konus-Wind (Golenetskii et al. 2009), Suzaku WAM (Ohmori et al. 2009), and INTEGRAL-ACS. During the first second after the trigger, the LAT detected 62 transient class events with energies > 100 MeV and within 10° of the Swift UVOT position and 12 events above 1 GeV. In the first minute post-trigger 191 events above 100 MeV and 30 above 1 GeV were detected by LAT. A photon with energy $30.5^{+5.8}_{-2.6}$ GeV was detected by LAT 0.829 s after the GBM trigger.

The spectral analysis was made including data from the most brightly illuminated GBM/NaI detectors covering an energy range 8 keV-1 MeV, and from both GBM/BGO detectors that covers 200 keV-40 MeV. Joint spectral fits of the GBM data and LAT was better fitted with the sum of an additional power law component to the classic band function. This extra power law component was described with a photon index of -1.62 ± 0.03 . This is the first short burst for which a hard power law component can be measured. The onset of the high energy spectral component with respect to the beginning of the prompt emission is ~ 0.1 s.

From observations of the afterglow it seems that two could be a possible host galaxy of GRB 090510. It could be a late-type elliptical or early-type spiral galaxy (Rau et al. 2009), in contrast to the dwarf irregular, star forming galaxies that have been observed to harbor long duration GRBs. This is consistent with the diverse types of hosts identified with short GRBs (Nakar, E. 2007; Berger, E. 2009). From observations of the VLT for the afterglow the redshift $z= 0.903 \pm 0.001$ was obtained and an $E_{iso} = (1.08 \pm 0.06) \times 10^{53}$ erg (10 keV-30 GeV) was inferred.

2.3. GRB090902B

GRB090902B was a bright and long gamma-ray burst, observed at 11:05:08.31 on 09 September 2009 (UT) by both GBM and LAT instruments on board of the FERMI mission (Abdo et al. 2010). From LAT data the burst was localized at RA=265 ° and Dec=27.33° in J2000 coordinates. This burst was within the LAT field of view initially at an angle of 51°. This burst was detected up to ~ 5 MeV by GBM and also significantly by LAT with 39 photons above 1 GeV. The highest energy photon had $E = 33.4^{+2.7}_{-3.5}$ GeV and arrived 82 s after the GBM trigger and the initial analyses detected photons as late as 300 s after the trigger (de Palma et al. 2009).

After the LAT detection an Target of Opportunity was enabled, and observations began ~ 12.5 hr after the trigger with the narrow field instruments on Swift. The X-Ray Telescope detected a candidate for an X-Ray afterglow within the LAT error circle (Kennea & Stratta 2009). This source was confirmed with UVOT observations (Swenson & Stratta 2009). The afterglow was also detected in optical, infrared and radio. From observations made with the spectrograph GMOS of theGemini-North telescope the afterglow redshift z=1.822 was determined (Cucchiara et al. 2009). Spectral analysis was made using data from both GBM and LAT. The time-integrated spectrum of GRB090902B is best modeled by a Band function and a power law component with an index of -2.1 ± 0.1 and its flux declines as $t^{-1.5\pm0.1}$ over an interval ($T_0 + 25$, T_0+1000 s). The PL component improves the fit between 8 keV and 200 GeV and it is also required when considering only GBM data (8 keV-40 MeV). When data below ~50 keV are excluded the PL component can be neglected in the GBM-only fits, so Abdo et al. (2010) concludes that the PL component contribute significantly at both low(<50 keV) and high(<100 MeV) energies. Abdo et al. (2010) inferred an isotropic energy for this burst of $E_{iso} = 3.63 \pm 0.05 \times 10^{54}$ erg for this burst.

2.4. GRB940217

GRB940217 is one of the longest and also the most energetic one. This event occurred at 82,962 s UT and was localized at R.A. = 328.7° and decl. = 51.9°, with radius = 69.3 °Integrating the spectrum. It was detected by the Compton Telescope (COMPTEL), the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) and Interplanetary Network (Ulysses/Burst and Transient Source Experiment, BATSE). The EGRET spark-chamber recorded 10 photons while the low-energy burst was in progress. Following this, an additional 18 photons were recorded for ~ 5400 s, including an 18-GeV photon ~ 4500 s after the low-energy emission had ended. The total fluence above 20 keV is $(6.6\pm 2.7)\times 10^{-4}$ erg cm⁻², obtained by fitting the spectrum observed by BATSE large area detectorsHurley et al. (1994). This was the third-largest fluence of ~ 800 BATSE burst to date. The spectrum in the energy range 1 MeV to 18 GeV, cannot be fitted with a simple power law. A new component in the energy range larger than several tens MeV is needed.

2.5. GRB970417A

The gamma-ray burst GRB970417a was the one burst (of 54 in the field of view) for which the Milagrito collaboration reported evidence of TeV emission during the duration of this burst. This event occurred 82 minutes after the sunrise at the Milagro site, and shows a large excess above background in the Milagro data, which has a chance probability of 2.8×10^{-5} of being a fluctuation of the background. The BATSE trigger time for GRB970417a was 50016.71 s on MJD 50555, also, BATSE determined the burst position to be R.A. = 295.7°, decl. = 55.8° and the detection of this burst shows it to be a relatively weak burst with a fluence in the 50 - 300 keV energy range of $1.5 \times 10^{-7} ergs/cm^2$ and ninety per cent of the flux observed with BATSE occurred in a time interval of 7.9 s. The low BATSE fluence resulted in a large positional uncertainty of $6.2^{\circ}(1\sigma)$. The 1.6

°radius bin with the largest excess in the Milagrito data is centered at R.A. = 289.9° and decl. = 54.0°, corresponding to a Milagrito zenith angle of 21°., location consistent with the position determined by BATSE. The observed excess of events in Milagrito which is asociated with GRB970417a represents the highest energy photons yet detected from a GRB. For this GRB, we adopt z = 0.7 based upon the analysis of the sub-MeV luminosity function performed by Totani, and consider an isotropic energy emission of $\gtrsim 10^{54} \, ergs$ in the range of TeV and of $\lesssim 10^{51} \, ergs$ for the sub-MeV range.

2.6. Summary of the Observable Quantities

GRBs	941017	090510	090902B	940217	970217
Isotropic Energy (erg)	1.0×10^{54}	$(1.08\pm 0.06)\times 10^{53}$	$3.63 \pm 0.05 \times 10^{54}$	10^{54}	10^{54}
$T_{90}(s)$	$77 \mathrm{s}$	$\sim 1 \ {\rm s}$	$\sim 21.9~{\rm s}$	$\sim 180~{\rm s}$	$\sim 7.9~{\rm s}$
Redshift	2.0	0.903 ± 0.001	1.822	-	-
Duration of the high energy component (s)	$\sim 100~{\rm s}$	$\sim 100~{\rm s}$	$\sim 82~{\rm s}$	$\sim 5400~{\rm s}$	-
Duration of the hard-short energy component (s)	-				
Range of the long high energy component (GeV) $$	≥ 0.2	$\sim 30.5^{+5.8}_{-2.6}$	$\sim 33.4^{+2.7}_{-3.5}$	~ 18	$\sim 10^3$
Range of the hard-short high energy component	-				

Table 1. Observables.

3. Dynamics of the forward and reverse shock

In the external shock model, GRBs emission are produced when the expanding relativistic shell interacts with the circumburst medium. The kinetic energy of the shell is converted into nonthermal particle energy by sweeping up material from de circumburst medium, the emitted radiation depends on the observable quantities of the GRB as well as density of the circumburst medium, and equipartition magnetic and electron parameters. In addition to the dynamical of the forward shock, a reverse shock propagating back into the shell is expected, which would decelerate or not the shell depending on the evolution of the reverse shock: thick or thin shell.

3.1. Forward Shock

In the external shocks, electrons are accelerated to a power law distribution by the first Fermi mechanism, $N(\gamma_e) d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p} d\gamma_e$, with $\gamma_e \ge \gamma_m$ and γ_m given by,

$$\gamma_{m,f} = \epsilon_{e,f} \left(\frac{p-2}{p-1}\right) \frac{m_p}{m_e} \Gamma_f \tag{1}$$

where $\epsilon_{B,f} = B_f^2/(32\pi \Gamma_f^2 \eta_f m_p)$ and $\epsilon_{e,f} = U_e/(4\Gamma_f^2 \eta_f m_p)$ are the magnetic and electron equipartition parameters which are defined as fractions of the total energy that go into amplifying the magnetic field and accelerating electrons, respectively, Γ_f is the Lorentz factor of the bulk, η_f is the ISM density and the convention c = 1 and $\hbar = 1$ has been adopted in natural units throughout this document. As shown, the magnetic field B_f and the electron energy density U_e come from an equipartition law. In the observer frame, the frequency of photons radiated by electrons with energy $\propto \gamma_{e,i}$ is

$$\nu(\gamma_{e,i}) = \frac{\Gamma_f}{(1+z)} \frac{q_e B_f}{2\pi m_e} \gamma_{e,i}^2 \tag{2}$$

where the index i is m or c for minimum an cooling electron Lorentz factor, respectively . The minimum Lorentz factor is given in Eq. (1) and the cooling Lorentz factor is

$$\gamma_{e,c} = \frac{3 m_e}{16 \epsilon_{B,f} \sigma_T m_p} \frac{(1+z)}{t_{d,f} \Gamma_f^3 \eta_f}$$
(3)

where $t_{d,f} = \left(\frac{3E(1+z)^3}{32\pi m_p \eta_f \Gamma_f^8}\right)^{1/3}$ is the deceleration time in the observer frame and E is the the energy. Combining Eqs. (1), (2) and (3) and talking into account that the peak spectral power $(P_{\nu,max})$ occurs at $\nu(\gamma_e)$ so we calculate the break energies and the observed peak flux at a distance D from the source as,

$$E_{\rm m,f} \sim \frac{2^{5/2} \pi^{1/2} q_e m_p^{5/2} (p-2)^2}{m_e^3 (p-1)^2} (1+z)^{-1} \epsilon_{e,f}^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n_f^{1/2} \gamma_f^4}$$

$$E_{\rm c,f} \sim \frac{\pi^{7/6} 3^{4/3} m_e q_e}{2^{13/6} m_p^{5/6} \sigma_T^2} (1+z)^{-1} (1+x_f)^{-2} \epsilon_{B,f}^{-3/2} n_f^{-5/6} E^{-2/3} \gamma_f^{4/3}$$

$$\begin{array}{rcl} F_{\rm max,f} & \sim & \frac{m_e \, \sigma_T}{36 \, \pi \, m_p^{1/2} \, q_e} \, (1+z) \, \epsilon_{B,f}^{1/2} \, n_f^{1/2} \, D^{-2} \, E \\ & (4) \end{array}$$

 x_f is the ratio of luminosities, in the limit of single scattering Sari et al. (2001),

$$x_f \equiv \frac{L_{IC}}{L_{syn}} = \frac{U_{rad}}{U_B} = \frac{U_{syn}}{U_B} = \eta \frac{U_e/(1+x)}{U_B} = \frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}(1+x_f)}$$
(5)

and U_{syn} is the energy density of synchrotron radiation. Solving eq. (5) for x we obtain

$$x_f = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\eta\epsilon_{e,f}/\epsilon_{B,f}}}{2} \tag{6}$$

this solution has two interesting limits:

$$x_f = \begin{cases} \frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}}, & \text{if } \frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}} \ll 1, \\ \left(\frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}}\right)^{1/2}, & \text{if } \frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}} \gg 1. \end{cases}$$
(7)

where $\eta = (\gamma_{\rm c,f}/\gamma_{\rm m,f})^{2-p}$ for slow cooling and $\eta = 1$ for fast cooling.

Now, electrons in the forward shock region can upscatter the synchrotron photons in accordance to the following equations ,

$$E_m^{(\mathrm{IC})} \sim \gamma_m^2 E_{m,f}; \qquad \qquad E_c^{(IC)} \sim \gamma_c^2 E_{c,f}; \qquad \qquad F_{max}^{(IC)} \sim \sigma_T R \eta_f F_{\mathrm{max},f}; \qquad (8)$$

 $R = (3E t_{d,f}/(2\pi(1+z) \eta_f m_p))^4$ is the radius of the spherical shock propagating into a constant surrounding density η_f . Combining Eqs. (13), (4), (3) and (1) we have the SSC energies and the observed peak flux,

$$E_{m,f}^{(IC)} \sim \frac{6 q_e m_p^{15/4}}{2^{5/4} (3 \pi)^{1/4} m_e^5} (1+z)^{5/4} \epsilon_{e,f}^4 \epsilon_{B,f}^{1/2} \gamma_f^4 n_f^{-1/4} E^{3/4} t_f^{-9/4} E_{c,f}^{(IC)} \sim \frac{2^{3/4} 27 \pi^{7/4} q_e m_e^3}{128 \, 3^{1/4} m_p^{9/4} \sigma_T^4} (1+z)^{-3/4} (1+x_f)^{-4} \epsilon_{B,f}^{-7/2} n_f^{-9/4} E^{-5/4} t_f^{-1/4} F_{max,f}^{(IC)} \sim \frac{3^{1/4} m_e \sigma_T^2}{2^{3/4} 6 \pi^{3/4} m_p^{3/4} q_e} (1+z)^{3/4} \epsilon_{B,f}^{1/2} n_f^{1/4} D^{-2} E^{5/4} t_f^{1/4}$$
(9)

Klein-Nishina (KN) correction to the spectrum is important in the high-energy part of the spectrum. In the KN regime the emissivity of IC radiation per electron is independent of the electron energy and the cooling time becomes proportional to the electron energy. The emissivity is reduced compared with the classical IC regimen and the observed KN break energy is,

$$E_{c,f}^{KN} \sim \frac{\Gamma_f}{1+z} \gamma_{e,c} m_e^2 \\ \sim \frac{(9\pi)^{1/3} m_e^2}{2^{7/3} m_p^{2/3} \sigma_T} (1+z)^{-1} (1+x_f)^{-1} \epsilon_{B,f}^{-1} \eta_f^{-2/3} E^{-1/3} \Gamma_f^{2/3}$$
(10)

3.2. Reverse Shock

The evolution of reverse shocks is classified into cases by using a critical Lorentz factor,

$$\Gamma_c = \left(\frac{3\,(1+z)^3\,E}{32\pi\,m_p\eta_r\,T_{90}^3}\right)^{1/8}\tag{11}$$

If $\Gamma_r > \Gamma_c$ (thick shell) the shell is significantly decelerated by a reverse shock, otherwise, $\Gamma_r < \Gamma_c$ (thin shell), the reverse shock cannot decelerate the shell effectively.

Irrespective of the evolution of reverse shock, the spectral characteristics of the forward and reverse shock synchrotron emission are related (Zhang et al. 2003; Kobayashi et al. 2007a; Fan & Wei 2005; Fan et al. 2004; Jin & Fan 2007; Shao & Dai et al. 2005) by,

$$\nu_{m,r} \sim \mathcal{R}_e^2 \mathcal{R}_B^{-1/2} \mathcal{R}_M^{-2} \nu_{m,f}
\nu_{c,r} \sim \mathcal{R}_B^{3/2} \mathcal{R}_x^{-2} \nu_{c,f}
F_{max,r} \sim \mathcal{R}_B^{-1/2} \mathcal{R}_M F_{max,f}$$
(12)

where $\mathcal{R}_B = \epsilon_{B,f}/\epsilon_{B,r}$, $\mathcal{R}_e = \epsilon_{e,r}/\epsilon_{e,f}$, $\mathcal{R}_x = (1+x_f)/(1+x_r+x_r^2)$, $\mathcal{R}_M = \Gamma_c^2/\Gamma_r$ and x_f is given by eq. (5) changing f \rightarrow r.

Now, electrons in the forward shock region can upscatter the synchrotron photons in accordance to the following equations ,

$$\nu_m^{(\mathrm{IC})} \sim \gamma_m^2, \nu_{m,r}; \qquad \nu_c^{(IC)} \sim \gamma_c^2 \nu_{c,r}; \qquad F_{max}^{(IC)} \sim k\tau F_{\mathrm{max,r}}; \qquad (13)$$

where k = 4(p-1)/(p-2) and $\tau = \frac{\sigma_T N_e}{4\pi R_d} = \frac{1}{3} \left(\frac{1+z}{2}\right)^{-1} \sigma_T n \Gamma_c^4 \gamma^{-1}$ is the optical depth of the shell,

As well as forward shock we have to make corrections in the KN regimen,

$$E_{c,f}^{KN} \sim \frac{\Gamma_f}{1+z} \gamma_{e,c} m_e^2 \\ \sim \frac{(9\pi)^{1/3} m_e^2}{2^{7/3} m_p^{2/3} \sigma_T} (1+z)^{-1} (1+x_r)^{-1} \epsilon_{B,r}^{-1} \eta_r^{-2/3} E^{-1/3} \Gamma_r^{2/3}$$
(14)

3.2.1. Thick Shell

In this case, this the reverse shock becomes relativistic during the propagation and the shell is significantly decelerated. The Lorentz factor at the shock crossing time $t_d \sim T_{90}$ is given by $\Gamma_{r,d} \sim \gamma_c$, However, this crossing time might be much smaller as long as the

magnetization parameter, defined as the ratio of Poynting flux to matter energy flux $\sigma = L_{pf}/L_{kn} = B_r^2/4\pi n_r m_p c^2 \Gamma_r^2$, is equal to one. The synchrotron component emission is,

$$E_{\rm m,r} \sim \frac{4\pi^{1/2} q_e m_p^{5/2} (p-2)^2}{m_e^3 (p-1)^2} (1+z)^{-1} \epsilon_{e,r}^2 \epsilon_{B,r}^{1/2} \Gamma_r^2 n_r^{1/2} E_{\rm c,r} \sim \frac{9\pi m_e q_e}{8 \, 3^{1/2} m_p \sigma_T^2} (1+z)^{-1/2} (1+x_r+x_r^2)^{-2} \epsilon_{B,r}^{-3/2} n_r^{-1} E^{-1/2} T_{90}^{-1/2} F_{\rm max,r} \sim \frac{m_e \sigma_T}{2^{3/4} \, 36 \, \pi \, m_p^{1/2} q_e} (1+z)^{7/4} \epsilon_{B,r}^{1/2} n_r^{1/4} D^{-2} E^{5/4} \Gamma_r^{-1} T_{90}^{-3/4}$$
(15)

and SSC components are describes,

$$E_{\rm m}^{(IC)} \sim \frac{2^{21/4} \pi^{3/4} m_p^{13/4} (p-2)^4}{3^{1/4} m_e^5 (p-1)^4} (1+z)^{-7/4} \epsilon_{e,r}^4 \epsilon_{B,r}^{1/2} \Gamma_r^4 n_r^{3/4} E^{-1/4} T_{90}^{3/4},$$

$$E_{\rm c}^{(IC)} \sim \frac{3^{7/2} \pi m_e^3 q_e}{2^{11} m_p^3 \sigma_T^4} (1+z)^{3/2} (1+x+x^2)^{-4} \epsilon_{B,r}^{-7/2} n_r^{-3} E^{-1/2} \Gamma_r^{-6} T_{90}^{-5/2},$$

$$F_{\rm max}^{(IC)} \sim \frac{m_e \sigma_T^2}{3^{5/3} \pi^{5/6} 2^{1/6} m_p^{5/6} q_e} (1+z)^{9/4} \epsilon_{B,r}^{1/2} n_r^{3/4} D^{-2} E^{7/4} \gamma_r^{-2} T_{90}^{-5/4}.$$
(16)

3.2.2. Thin Shell

In the thin shell case, the reverse shock cannot decelerate the shell effectively, and the deceleration time $t_d = [3 E (1 + z)/(32 \pi n_r m_p, \Gamma_r^8)]^{1/3} > T_{90}$ is given by $\gamma_d \leq \Gamma_c$, so the synchrotron break energies are give by,

$$E_{m,r} \sim \frac{4(2\pi)^{1/2} q_e m_p^{5/2} (p-2)^2}{m_e^3 (p-1)^2} (1+z)^{-1} \epsilon_{e,r}^2 \epsilon_{B,r}^{1/2} n_r^{1/2} \gamma_r^2$$

$$E_{c,r} \sim \frac{3^{4/3} \pi^{7/6} m_e q_e}{2^{13/6} m_p^{5/6} \sigma_T^2} (1+z)^{-1} (1+x_r+x_r^2)^{-2} \epsilon_{B,r}^{-3/2} n_r^{-5/6} \gamma_r^{4/3} E^{-2/3}$$

$$F_{max,r} \sim \frac{2(2\pi)^{1/2} m_e \sigma_T}{q_e m_p^{1/2}} (1+z) \epsilon_{B,r}^{1/2} n_r^{1/2} D^{-2} \gamma_r E \qquad (17)$$

and the SSC energies and the observed peak flux,

$$E_m^{IC} \sim \frac{2^{7/2} \pi^{1/2} q_e \, m_p^{9/2} \, (p_r - 2)^4}{m_e^5 \, (p_r - 1)^4} \, (1 + z)^{-1} \, \epsilon_{e,r}^4 \, \epsilon_{B,r}^{1/2} \, n_r^{1/2} \, \gamma_r^2 E_c^{IC} \sim \frac{9^{4/3} \pi^{11/6} \, m_e^3 q_e}{2^{1/2} \, 16^{4/3} \, \sigma_T^4 m_p^{13/6}} \, (1 + z)^{-1} \, (1 + x_r + x_r^2)^{-4} \, \epsilon_{B,r}^{-7/2} \, n_r^{-13/6} \, \gamma_r^{2/3} \, E^{-4/3} F_{max}^{IC} \sim \frac{6^{1/3} \, m_e \, \sigma_T^2}{2^{1/2} \, 9 \pi^{5/6} \, q_e \, m_p^{5/6}} \, (1 + z) \, \epsilon_{B,r}^{1/2} \, n_r^{7/6} \, \gamma_r^{4/3} \, D^{-2} \, E^{4/3}$$
(18)

GRBs	941017	090510	090902B	940217	970217
FORWARD SHOCK					
Input parameters					
$\epsilon_{B,f}$	10^{-3}	10^{-4}	$10^{-4.3}$	10^{-3}	10^{-4}
$\epsilon_{e,f}$	10^{-1}	0.17	10^{-1}	0.3	0.5
$n_f \ (cm^{-3})$	20	10	1	1	1
γ_f	600	900	600	600	600
Observable Values					
$E_{\rm m,f}~({\rm keV})$	64.1	330	3.2	128.9	169.8.9
$E_{\rm c,f}({ m eV})$	0.88	591	962.5	0.12	512.2
$(\nu F_{\nu \max})^{syn} (erg cm^{-2} s^{-1})$	1.41×10^{-7}	8.14×10^{-7}	5.21×10^{-8}	1.7×10^{-8}	2.6×10^{-7}
$E_{\rm m,f}^{(IC)}({ m GeV})$	13.8	2.46	16.3	33.13	8.6×10^3
$E_{\rm c,f}^{(IC)}(eV)$	2.3×10^{-5}	3.8×10^{-2}	18.25×10^3	2.37×10^{-11}	885.2
$(\nu F_{\nu \max})^{SSC} (erg cm^{-2} s^{-1})$	1.41×10^{-6}	3.35×10^{-5}	2.33×10^{-6}	2.95×10^{-7}	1.8×10^{-5}
REVERSE SHOCK					
Input parameters					
$\epsilon_{B,r}$	_	0.125	0.125	-	-
$\epsilon_{e,r}$	-	0.87	0.65	-	-
$n_r \ (cm^{-3})$	-	100	10	-	-
γ_r	-	1800	1000	-	-
Observable Values					
$E_{\rm m,f}~({\rm keV})$	-	3.03	165.1	-	-
$E_{\rm c,f}(eV)$	-	1.8×10^{-3}	$1.1 imes 10^{-3}$	-	-
$(\nu F_{\nu \max})^{syn} (erg cm^{-2} s^{-1})$	-	$5.4 imes10^{-7}$	$3.7 imes 10^{-7}$	-	-
$E_{\rm m,f}^{(IC)}({ m MeV})$	-	30.0×10^3	414.3	-	-
$E_{\rm c,f}^{(IC)}(eV)$	_	6.34×10^{-7}	0.7×10^{-5}	-	-
$(\nu F_{\nu \max})^{SSC} (erg cm^{-2} s^{-1})$	-	1.4×10^{-6}	8.47×10^{-7}	-	-

4. Calculation of the Observables

Table 1. Parameters used and obtained.

5. Discussion and Conclusions

We have introduced an external shock leptonic model for MeV-GeV range emission presented in some GRBs, although extended up to TeV range as GRB970417A. The most appropriate parameters which describe completely each GRB are showed in table 2, however different scenarios have been proposed by diminishing sufficiently the density of ISM for the thin shell case or the magnetic equipartition parameters. In the context of magnetically dominated, only GRBs 090510 and 090902B had contributions from thick shell of the reverse shock leading as a requirement that the ejecta be highly magnetized.

For the GRB 941017, we have used SSC from forward shock to describe the high-long component ≥ 200 MeV. As the spectrum is not dependent on the scenario, the spectral slope in this picture is the same given by Granot & Guetta (2003). Furthermore, as there were not more observations, we can not conclude about the magnetization of the jet.

For the GRB 090510, the duration of the GeV-long component is estimated as the time for which $E_{\rm m,f}^{IC}$ decreases below 2.46 GeV, obtaining a value of ≈ 200 s and the short high- component is estimated $E_{\rm m,r}^{IC} = 30$ GeV for $\sim T_{90}/\sigma = 0.17$ s. Moreover, the keV-tail observed by XXX can be related to the expected long keV-component resulting from the forward synchrotron emission.

For the GRB 090902B, the duration of the GeV-long component is estimated as the time for which $E_{\rm m,f}^{IC}$ decreases below 16.3 GeV, obtaining a value of ≈ 100 s and the short high- component is estimated $E_{\rm m,r}^{IC} = 414.3$ MeV for $\sim T_{90}/\sigma$ s. Moreover, the keV-tail observed by XXX can be related to the expected long keV-component resulting from the forward synchrotron emission.

For the GRB 940217, we have used SSC from forward shock to describe the high-energy component with a duration of 5000 s.

For the GRB 970417A, we have spread the range energy up to TeV to describe it. Also, the break energy reported by Precees et al. ~ 225 keV can be related to the long keV-component resulting from the forward synchrotron emission.

In summary, we have presented a leptonic model based on external shocks to describe five GRBs in the MeV-GeV range and with Lorentz factors between 600 - 900. The current model accounts for many characteristics of the bursts: energies, spectral indices, fluxes, durations of the components in a unified manner. In particular, considering a jet with high magnetization, the MeV-short and Multi-GeV long components presented in GRB090510 and GRB090902B have been described as SSC emissions from reverse and forward shocks, respectively, however for GRBs 941017, 940217 and 970417A are not possible to conclude in this context.

We note that could have some bursts with range energies extended up to a few TeV, which would be candidates to be detected by very-ray observatories with wide-field of view as HAWC (Abeysekara et al. 2012)

This work is partially supported by DGAPA-UNAM (Mexico) Project No. IN101409 (MG) and Conacyt Project No. 105033 (NF).

REFERENCES

- Abeysekara A. U. et al., 2012, Astrop. Phys. 35, 10
- Hoversen, E. A., et al. 2009 GRB Coordinates Network, 9331, 1
- Longo, F., et al. 2009 GRB Coordinates Network, 9343, 1
- Golenetskii, S. et al. 2009, GRB Coordinates Network, 9344, 1
- Ohmori, N., et al. 2009, GRB Coordinates Network, 9355, 1
- Rau, A., et al. 2009, GRB Coordinates Network, 9353, 1
- Nakar, E. 2009, Phys. Rep., 442, 166
- Berger, E. 2009, ApJ, 690, 231
- Abdo, et al. 2009, ApJ, 706, L138
- Cucchiara, A., et al. 2009, GRB Coordinates Network, 9873, 1
- de Palma, F., et al. 2009, GRB Coordinates Network, 9867, 1
- Kennea, J., & Stratta, G. 2009, GRB Coordinates Network, 9868
- Swenson, C. A., & Stratta, G. 2009, GRB Coordinates Network, 9877, 1
- Zhang B.B., Liangand E. W. & Zhang B., 2007, ApJ, 666, 1002.
- Connaughton V., 2002, ApJ, 567, 1028.
- Dermer C. D. & Atoyan A., 2004, A&A, 418, L5
- Dermer C. D. & Razzaque S., 2010, arXiv:1004.4249
- Alvarez-Muniz J., Halzen F. & Hooper D., 2004, ApJ, 604, L85

- Razzaque S., 2010, ApJ, 724, L109
- Asano K., Guiriec S. and Meszaros P., 2009, arXiv:0909.0306
- Papathanassiou H., & Meszaros P. (1996) ApJ, 471, L91.
- Pilla R. & Loeb A., (1998) ApJ, 494, L167.
- Panaitescu A., & Meszaros P. (2000) ApJ, 544, L17.
- Sari, R., Narayan & R. Piran, T. 1996, ApJ, 473, 204.
- Piran, T. & Nakar E. 2010, arXiv:1003.5919
- Totani, T. 1998, ApJ, 502, L13.
- Waxman E., 1997, ApJ, 489, L33.
- Panaitescu A., & Meszaros P. (1998) ApJ, 501, 772.
- Liu R. & Wang X. (1998) ApJ, 730, 1.
- He H., et al., 2011, ArXiv e-prints, 1009.1432.
- Wei D. M. & Lu T. (1998) ApJ, 505, 252.
- Wei D. M. & Lu T. (2000) A&A, 360, L13.
- Wei D. M. & Lu T. (1998) ApJ, 505, 252.
- Chiang J. & Dermer C. D. (1999) ApJ, 512, 699.
- Dermer C. D., Bottcher M. & Chiang (2000a) ApJ, 537, 255.
- Dermer C. D., Chiang J. & Mitman K.E. (2000b) ApJ, 537, 785.
- Panaitescu A., & Kumar P. (2000) ApJ, 543, L66.

- Pe'er A. & Wijers R. (2006) ApJ, 643, 1036.
- Ackermann, et al. 2010, ApJ, 1178, 716
- Malesani, D., et al. 2009, GRB Coordinates Network, 9942, 1
- Golenetskii, S. et al. 2009, GRB Coordinates Network, 9959, 1
- Noda, K., et al. 2009, GRB Coordinates Network, 9942, 1
- Atwood, et al, 2009, ApJ, 697, 1071
- Meegan, et al, 2009, ApJ, 702, 791
- Veres P. & Meszaros P., 2012, ArXiv e-prints, 1202.2821
- D'Elia, et al., 2010, ArXiv e-prints, 1007.5337
- fraija N., Gonzalez M. M., Lee W. H. 2012, ArXiv e-prints, 1201.3689. Accepted ApJ.
- Sacahui R., Fraija N., Gonzalez M. M. and Lee W. H. 2012, ArXiv e-prints, 1203.1577
- Björnsson, C.-I. 2001, ApJ, 554, 593
- Drenkhahn G., 2002, A&A, 387, 714
- Fan Y. Z., Wei, D.M. & Wang C.F., 2004, MNRAS, 351, L78
- Fan Y. Z. & Wei D.M., 2005, MNRAS, 364, L42
- Fan Y. Z., Wei D. M. & Wang C.F. , 2004, A&A, 424, 477
- Fan Y. Z. 2008, AIP conference Proceedings 1065, 159
- Genet, F., Daigne, F.& Leonard, P.J.T., 2007, MNRAS, 381, 372
- Giblin, T. W., et al. 1999, ApJ, 524, L47
- González M.M. et al. 2003, Nature, 424, 749.
- Hurley K. et al., 1994, Nature, 372, 652.
- González et al. 2011, ApJ, submitted
- Granot, J. & Guetta, D. 2003, ApJ, 598, L11
- Jin, Z. P. & Fan Y.Z., 2007, MNRAS., 378, 1043
- Kobayashi, S., Zhang, B., Mészáros, P. & Burrows, D. 2007, ApJ, 655, 391
- Kobayashi, S. & Zhang, B. 2007, ApJ, 655, 973
- Medvedev M. & Loeb A., 1999, ApJ, 526, 697
- Mészáros, P. & Rees, M. J., 1993, ApJ, 418, L59
- Mészáros, P. & Rees, M. J., 1994, MNRAS, 269, L41
- Mészáros, P. & Rees, M. J., 1997a, ApJ, 476, 232
- Mészáros, P. & Rees, M. J., 1997b, ApJ, 482, L29
- Mészáros, P. & Rees, M. J., 1997b, ApJ, 541, L5
- Mészáros, P. 2006, Report of Progress in Physics, 69, 2259
- Paczyński B. & Rhoads J., 1993, ApJ, 418, L5
- Panaitescu A., Mészáros, P. & Rees, M. J., 1998, ApJ, 503, 314
- Panaitescu A. 2007, MNRAS, 379, 331
- Rees, M. J. & Mészáros, P., 1994, ApJ, 430, L93
- Sari, R., & Piran, T. 1995, ApJ, 455, L143

- Sari, R., Piran, T. & Narayan R. 1998, ApJ, 497, L17
- Sari, R., & Piran, T. 1999a, A&AS, 138, 537
- Sari, R., & Piran, T. 1999b, ApJ, 520, 641
- Sari R. & Esin A. A. 2001 ApJ, 548, 787
- Shao, L. & Dai, Z. G., 2005, ApJ, 633, 1027
- Uhm, Z. L., & Beloborodov A. M., 2007, ApJ, 665, L93
- Usov, V. V., 1992, Nature, 357, 472
- Vendrenne, G. & Attenia J., 2009, Gamma-Ray Burst: The brightest Explosions in the Universe, Springer, 276
- Wang, X. Y., Dai, Z. G. & Lu, T. 2001a, ApJ, 546, L33
- Wang, X. Y., Dai, Z. G. & Lu, T. 2001b, ApJ, 556, 1010
- Wang, X. Y., Cheng, K.S., Dai, Z. G. & Lu, T. 2005, A&A, 439, 957
- Wheeler, J. C., Yi. I., Höflich, P. & Wang, L.2000, ApJ, 537, 810
- Zeh, A., Klose S. & Kann D. 2006 ApJ, 637, 889
- Zhang, B., Kobayashi, S. & Mészáros, P. 2003 ApJ, 595, 950
- Zhang, B. & Mészáros, P. 2004, Int. J. Mod. Phys., A19, 2385
- Zhang, B. et al. 2006 ApJ, 642, 354
- Zhang, B.& Kobayashi, S. 2005 ApJ, 628, 315

This manuscript was prepared with the AAS ${\tt LATEX}$ macros v5.2.

Conclusiones generales y trabajo a futuro

6.0.5. Conclusiones

El comportamiento a energías > 1 MeV en los destellos no es siempre una continuación de el de energías en keV. Algunos destellos requieren de una componente espectral adicional que domina a estas altas energías. Estos destellos con la componente espectral adicional son de los más brillantes y la componente de altas energías (AE) está descrita por una función de Ley de Potencias (LP). Previo a este trabajo de tesis, las componentes de AE reportadas eran de duración prolongada, es decir, con una duración mayor a la del destello mismo.

El estudio detallado del GRB 980923, en particular el ajuste espectral en distintos episodios del destello, permitió la identificación y caracterización de la componente de AE presente en el destello. Al realizar el ajuste espectral en episodios de dos segundos se encontró que únicamente el intervalo de tiempo entre 19.5 a 21.5 s requiere de una componente LP adicional a la función de Band para el ajuste de las observaciones. Por ende la componente de AE del GRB 980923, que se extiende desde algunos keV hasta cientos de MeV, y que tiene una duración de ~ 2 s, es el primer caso reportado e identificado de una componente de AE de corta duración, menor a la del destello mismo ~ $T_{90}/10$, lo cual impone restricciones y retos a los modelos teóricos desarrollados para la descripción de componentes de AE.

El ajuste espectral en episodios de 2 s además hizo notorio que el índice espectral

de bajas energías en el episodio ~ 14 s es consistente con los valores reportados para la cola del destello. Esto constituye una posible evidencia de que la cola ya está presente durante la fase principal del destello y antes de la componente de AE. Resulta interesante que en los otros destellos que presentan una componente de AE esté presente una cola en la emisión principal. Fraija et al. (2012) en base a las observaciones del GRB 980923 propuso un modelo que de manera unificada logra explicar la componente en AE y la cola como consecuencia de emisiones en los choques externos del destello.

Un destello que comparte características observacionales con el GRB 980923 es el GRB 090926A. Sus propiedades observacionales sugieren la presencia de dos componentes de AE distintas en el GRB 090926A, una de corta a la que se le observa un corte en energía y otra de larga duración. En base a las similitudes con el GRB 980923 se utilizó al GRB 090926A para validar y extender el modelo de choques externos propuesto por Fraija et al. (2012). Mediante la emisión de los frentes de choque externos generados (hacia adelante y en reversa) se pudo explicar emisiones presentes en el destello: las dos de altas energías (de corta y larga duración) y la cola del destello.

La solución de emisión por choques externos obtenida con este modelo no es única. Existen otros trabajos con valores similares de equipartición de energías pero con densidades del medio circundante distintas ($n \sim 1 - 10^{-4} cm^{-3}$). Observaciones de la emisión tardía del destello permitieron obtener un estimado del valor de la densidad del MI, el cual fue de $\sim 10 cm^{-3}$, valor requerido por el modelo presentado en esta tesis. El modelo propuesto ajusta los observables del destello y predice la presencia de flashes ópticos. Bajo el modelo desarrollado la presencia de la componente en AE de corta duración es un indicativo de la magnetización del chorro y el régimen en energía de la cola del destello es un indicativo del medio que rodea al destello.

Las similitudes observacionales en los destellos que presentan una componente distinta de AE sugieren que tengan un origen común, es decir, que se requieren parmetros físicos similares para su descripción. El modelo de choques externos en el chorro magnetizado logra explicar las emisiones utilizando paramétros comunes para estos destellos, lo cual sugiere la idea de que constituyen un mismo tipo de destellos.

6.0.6. Trabajo a futuro

La no homogeneidad en las observaciones a energías > 1 MeV en los destellos hace necesario que se realicen mayores estudios. En un principio componentes de altas energías distintas no fueron detectadas o adecuadamente caracterizadas hasta realizar estudios más refinados de los datos. Se planea realizar un estudio profundo principalmente en altas energías de los datos de los destellos con una componente distinta. Se buscará caracterizar mejor las componentes LP presentes en los destellos, así como buscar similitudes observacionales. Para esto se buscaran emisiones detectadas por otras misiones y en otras longitudes de onda, en función de encontrar similitudes observacionales, como las que existen entre el GRB 980923 y el GRB 090926A, para todos los destellos.

Con estos datos se buscará validar el modelo propuesto de choques externos en un chorro magnetizado, buscando explicar los observables utilizando paramétros físicos similares. Se espera con estos resultados caracterizar este grupo de destellos y poder predecir emisiones a mayores energías detectables por experimentos futuros.

Bibliografía

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, ApJ, 706, L138
- Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2011, ApJ, 729, 114
- Ackermann, M., Asano, K., Atwood, W. B., et al. 2010, ApJ, 716, 1178
- Akerlof, C., Balsano, R., Barthelmy, S., et al. 1999, Nature, 398, 400
- Asano, K., Guiriec, S., & Mészáros, P. 2009a, ApJ, 705, L191
- Asano, K., Inoue, S., & Mészáros, P. 2009b, ApJ, 699, 953
- Balastegui, A., Ruiz-Lapuente, P., & Canal, R. 2001, MNRAS, 328, 283
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, ApJ, 413, 281
- Belczynski, K., Perna, R., Bulik, T., et al. 2006, ApJ, 648, 1110
- Beloborodov, A. M. 2010, MNRAS, 407, 1033
- Bloom, J. S., Frail, D. A., & Kulkarni, S. R. 2003, ApJ, 594, 674
- Cavallo, G. & Rees, M. J. 1978, mnras, 183, 359
- Christensen, L., Hjorth, J., & Gorosabel, J. 2004, A&A, 425, 913
- Connaughton, V. 2002, ApJ, 567, 1028

- Corsi, A., Guetta, D., & Piro, L. 2010, ApJ, 720, 1008
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, Nature, 387, 783
- Covino, S., Guidorzi, C., Margutti, R., et al. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1059, American Institute of Physics Conference Series, ed. D.-S. Lee & W. Lee, 59–62
- de Ugarte Postigo, A., Horváth, I., Veres, P., et al. 2011, A&A, 525, A109
- DÉlia, V., Fynbo, J. P. U., Covino, S., et al. 2010, A&A, 523, A36
- Dezalay, J.-P., Barat, C., Talon, R., et al. 1992, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 265, American Institute of Physics Conference Series, ed. W. S. Paciesas & G. J. Fishman, 304–309
- Fermi, E. 1949, Physical Review, 75, 1169
- Fraija, N., González, M. M., & Lee, W. H. 2012, apj, 751, 33
- Frail, D. A., Waxman, E., & Kulkarni, S. R. 2000, ApJ, 537, 191
- Funda Bostanci, Z., Kaneko, Y., & Gogus, E. 2012, ArXiv e-prints
- Ghirlanda, G., Celotti, A., & Ghisellini, G. 2003, A&A, 406, 879
- Giblin, T. W., van Paradijs, J., Kouveliotou, C., et al. 1999, ApJ, 524, L47
- Goldstein, A., Burgess, J. M., Preece, R. D., et al. 2012, Astrophys. J. Supp. Series, 199, 19
- Golenetskii, S., Aptekar, R., Mazets, E., et al. 2009, GRB Coordinates Network, 9959, 1
- González, M. 2005, PhD thesis, University of Wisconsin-Madison
- González, M. M., Dingus, B. L., Kaneko, Y., et al. 2003, Nature, 424, 749
- González, M. M., Sacahui, J. R., Ramirez, J. L., Patricelli, B., & Kaneko, Y. 2012, ApJ, 755, 140

- Gorosabel, J., Pérez-Ramírez, D., Sollerman, J., et al. 2005, A&A, 444, 711
- Granot, J., for the Fermi LAT Collaboration, & the GBM Collaboration. 2010, ArXiv eprints
- Granot, J. & Guetta, D. 2003, ApJ, 598, L11
- Guiriec, S., Briggs, M. S., Connaugthon, V., et al. 2010, ApJ, 725, 225
- Guiriec, S., Connaughton, V., Briggs, M. S., et al. 2011, ApJ, 727, L33
- Kaneko, Y., González, M. M., Preece, R. D., Dingus, B. L., & Briggs, M. S. 2008, apj, 677, 1168
- Kewley, L. J., Brown, W. R., Geller, M. J., Kenyon, S. J., & Kurtz, M. J. 2007, AJ, 133, 882
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, ApJ, 182, L85
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, ApJ, 413, L101
- Krymskii, G. F. 1977, Akademiia Nauk SSSR Doklady, 234, 1306
- Kumar, P. & Barniol Duran, R. 2009, MNRAS, 400, L75
- Kumar, P. & Panaitescu, A. 2003, MNRAS, 346, 905
- Lazzati, D. & Begelman, M. C. 2010, ApJ, 725, 1137
- Lee, W. H., Ramirez-Ruiz, E., & Page, D. 2005, ApJ, 632, 421
- MacFadyen, A. I. & Woosley, S. E. 1999, ApJ, 524, 262
- Mangano, V. & Sbarufatti, B. 2011, Advances in Space Research, 47, 1367
- Mészáros, P. 2012, ArXiv e-prints
- Mészáros, P., Ramirez-Ruiz, E., Rees, M. J., & Zhang, B. 2002, ApJ, 578, 812

- Meszaros, P. & Rees, M. J. 1997, ApJ, 482, L29
- Mészáros, P. & Rees, M. J. 2000, ApJ, 530, 292
- Mészáros, P. & Rees, M. J. 2011, ApJ, 733, L40
- Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 1999, Astrophys. J. Supp. Series, 122, 465
- Peér, A. 2011, ArXiv e-prints
- PeÉr, A., Zhang, B.-B., Ryde, F., et al. 2012, MNRAS, 420, 468
- Piran, T. 2004, Reviews of Modern Physics, 76, 1143
- Piro, L., Amati, L., Antonelli, L. A., et al. 1998, A&A, 331, L41
- Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 2000, VizieR Online Data Catalog, 212, 60019
- Rau, A., Savaglio, S., Krühler, T., et al. 2010, ApJ, 720, 862
- Rees, M. J. & Meszaros, P. 1994, ApJ, 430, L93
- Rhoads, J. E. 1999, ApJ, 525, 737
- Ryde, F. 2004, ApJ, 614, 827
- Ryde, F., Axelsson, M., Zhang, B. B., et al. 2010, ApJ, 709, L172
- Sacahui, J. R., Fraija, N., González, M. M., & Lee, W. H. 2012, ApJ, 755, 127
- Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., et al. 2011, Astrophys. J. Supp. Series, 195, 2
- Sari, R. & Piran, T. 1999, ApJ, 520, 641
- Sari, R., Piran, T., & Halpern, J. P. 1999, ApJ, 519, L17

- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, ApJ, 497, L17
- Savaglio, S., Glazebrook, K., & Le Borgne, D. 2009, ApJ, 691, 182
- Tavani, M. 1996, Physical Review Letters, 76, 3478
- The Fermi-LAT Collaboration, Fermi-GBM Collaboration, Swift Collaboration, GROND Collaboration, & the MOA Collaboration. 2012, ArXiv e-prints
- Toma, K., Wu, X.-F., & Mészáros, P. 2009, ApJ, 707, 1404
- Totani, T. 2000, ApJ, 536, L23
- Vedrenne, G. & Atteita, J.-L. 2009, Gamma-Ray Bursts (Springer), the grightest explosions in the Universe
- Veres, P. & Mészáros, P. 2012, ArXiv e-prints
- Vreeswijk, P., Tanvir, N., & Galama, T. 2000, The Newsletter of the Isaac Newton Group of Telescopes, 2, 5
- Vurm, I., Beloborodov, A. M., & Poutanen, J. 2011, ApJ, 738, 77
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001a, ApJ, 546, L33
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001b, 556, 1010
- Wiersema, K., Savaglio, S., Vreeswijk, P. M., et al. 2007, A&A, 464, 529
- Wolf, C. & Podsiadlowski, P. 2007, MNRAS, 375, 1049
- Woosley, S. E. 1993, ApJ, 405, 273
- Zhang, B. & Mészáros, P. 2004, International Journal of Modern Physics A, 19, 2385
- Zhang, B.-B., Liang, E.-W., & Zhang, B. 2007, ApJ, 666, 1002
- Zhang, B.-B., Zhang, B., Liang, E.-W., et al. 2011, ApJ, 730, 141

Apéndice: Siglas utilizadas en la tesis

7

AE	Altas Energás
BATSE	Burst and Transiente Source Experiment
BH	Black Hole
CGRO	Compton Gamma-Ray Observatory
EGRET	Energetic Gamma Ray Experiment Telescope
GBM	Gamma Ray Burst Monitor
GCN	Gamma-ray Burst Coordinates Network
GRB	Gamma Ray Burst
HAWC	High Altitude Water Cherenkov
IR	Infrarojo
LAD	Large Area Detector
LAT	Large Area Telescope
LP	Ley de Potencias
MI	Medio Interestelar
NS	Neutron Star
SD	Spectroscopy Detector
SSC	Synchrotron Self-Compton
TASC	Total Absorption Shower Counter