



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**MODELO TEÓRICO DE LA EMISIÓN DE LA
RADIACIÓN TARDÍA EN DESTELLOS DE RAYOS
GAMMA**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

**F Í S I C O
P R E S E N T A:**

FRANCISCO LIZCANO BAZALDÚA

**DIRECTOR DE TESIS:
DR. NISSIM ILLICH FRAIJA CABRERA
CIUDAD DE MÉXICO, 2018**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Hoja de datos del jurado

1. Datos del alumno

Apellido paterno
Apellido materno
Nombre(s)
Teléfono
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Carrera
Número de cuenta

1. Datos del alumno

Lizcano
Bazaldúa
Francisco
4167 8286
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
413081803

2. Datos del tutor

Grado
Nombre(s)
Apellido paterno
Apellido materno

2. Datos del tutor

Dr
Nissim Illich
Frajja
Cabrera

3. Datos del sinodal 1

Grado
Nombre(s)
Apellido paterno
Apellido materno

3. Datos del sinodal 1

Fis
María Luisa
Marquina
Fábrega

4. Datos del sinodal 2

Grado
Nombre(s)
Apellido paterno
Apellido materno

4. Datos del sinodal 2

Dr
Yuri
Bonder
Grimberg

5. Datos del sinodal 3

Grado
Nombre(s)
Apellido paterno
Apellido materno

5. Datos del sinodal 3

Dr
Diego
López Cámara
Ramírez

6. Datos del sinodal 4

Grado
Nombre(s)
Apellido paterno
Apellido materno

6. Datos del sinodal 4

Dr
Fabio
De Colle

7. Datos del trabajo escrito

Título

Número de páginas
Año

7. Datos del trabajo escrito

Modelo teórico de la emisión de la radiación
tardía en destellos de rayos gamma
35 p
2018

Modelo teórico de la emisión de la radiación tardía en destellos de rayos gamma

Francisco Lizcano Bazaldúa

Resumen

Se hace un repaso de las características generales de los GRBs para analizar un evento en particular, el GRB 090902B de tipo largo, y utilizar el modelo de choques externos de la *fireball* relativista entrando en contacto con un medio constante para estudiar la emisión de radiación electromagnética en diferentes rangos energéticos. A través de la variación de parámetros en un programa, se obtiene que el espectro y las curvas de luz se pueden explicar tomando en cuenta la emisión por sincrotrón proveniente del *forward shock* y la emisión por Compton inverso proveniente del *reverse shock*. Además, se predice el flujo de plasma moderadamente magnetizado, apoyando el modelo de los colapsares como posibles progenitores de GRBs largos.

Abstract

We make a review of the most important characteristics of GRBs to study the long GRB 090902B using the relativistic fireball model for external shocks with a constant medium to make a multiwavelength study of the emission of electromagnetic radiation. Through the variation of parameters using a program, we obtain that the spectrum and lightcurves corresponding to this GRB are consistent with the synchrotron emission from the forward shock and inverse Compton from the reverse shock region. Furthermore, we predict a mildly magnetized plasma flux, which supports the collapsar theory as long GRB progenitors.

Índice

1. Introducción	3
1.1. Historia del estudio de los destellos de rayos gamma	3
1.1.1. Primeras detecciones	3
1.1.2. La era del <i>afterglow</i>	5
1.1.3. Observaciones actuales	6
1.2. Características generales de los GRBs	7
1.2.1. Características observacionales	7
1.2.2. Modelo de la <i>fireball</i> relativista	9
1.2.3. Procesos radiativos	12
1.2.4. Clasificación de los GRBs	13
2. Modelo de la <i>fireball</i> relativista interactuando con un medio constante	15
2.1. Descripción del sistema	15
2.2. Contribución del <i>forward shock</i>	16
2.3. Contribución del <i>reverse shock</i>	19
2.4. Espectro de la radiación sincrotrón y Compton inverso	21
3. GRB 090902B	23
3.1. Detección de diferentes observatorios	23
3.2. Descripción de las curvas de luz	25
3.2.1. Emisión por sincrotrón en el <i>forward shock</i>	26
3.2.2. Emisión por Compton inverso en el <i>reverse shock</i>	27
3.2.3. Obtención de valores	29
4. Conclusiones	31

1. Introducción

Los destellos de rayos gamma (GRB, por sus siglas del término en inglés *gamma-ray burst*) son los eventos astronómicos más energéticos que se han observado en radiación electromagnética. Consisten en una emisión inicial de rayos gamma y, posteriormente, un *afterglow* en frecuencias menores debido a la interacción del evento con el medio. Con el paso del tiempo, se han logrado proponer modelos para describir la radiación en las fases temprana y tardía, los eventos que dan lugar a las distintas componentes, los procesos físicos asociados a la emisión de partículas energéticas y la hidrodinámica involucrada en la interacción entre el material eyectado y el medio, entre otras características. A pesar de que la historia de los GRBs comenzó tan recientemente, se cuenta con un gran número de detecciones y se agregan nuevas diariamente, por lo que se ha convertido en un campo muy activo y de gran interés en la astrofísica actual.

En este trabajo se hará un repaso de las características generales de los GRBs para luego analizar un evento en particular, el GRB 090902B de tipo largo, y utilizar el modelo de choques externos de la fireball relativista entrando en contacto con un medio constante para estudiar la emisión de radiación electromagnética en diferentes rangos energéticos y poder sacar conclusiones de la física involucrada en el proceso.

1.1. Historia del estudio de los destellos de rayos gamma

Para entender cómo fueron progresando los modelos y observaciones de los GRBs es necesario señalar los momentos más importantes en la historia de su estudio. Para este fin se utiliza como fuente principal Verdenne & Atteia (2009), excepto donde se aclara lo contrario.

1.1.1. Primeras detecciones

Los GRBs fueron descubiertos en 1967 por los satélites Vela, pertenecientes a Estados Unidos, como resultado de la carrera armamentista que mantenía este país con la Unión Soviética. Cuando estos satélites detectaron una fuente de rayos gamma, se le atribuyó a armas nucleares desarrolladas por los soviéticos, por lo que su descubrimiento no fue revelado de inmediato, sino hasta 1973. Posteriormente se concluyó que estos rayos gamma no podían venir de la Tierra, y los primeros candidatos a producir estos fenómenos fueron las estrellas de neutrones que se encontraran dentro de la Vía Láctea. Con el paso del tiempo, los detectores en los satélites fueron mejorando en dos aspectos principalmente: su capacidad para localizar lo más pronto posible los GRBs y en observar en distintas longitudes de onda. Los estudios por triangulación demostraron que no había una concentración de GRBs en la galaxia, sino que presentaban una distribución isotrópica, conduciendo a la creencia de que venían de vecindades

tan cercanas como el ancho del disco galáctico. Esta teoría no sólo era compatible con las observaciones, sino que admitía fenómenos considerablemente menos energéticos que los que ahora sabemos que dan lugar a los GRBs, por lo que no era necesario caracterizar un progenitor con la potencia suficiente como para explicar las detecciones hechas, con un fenómeno proveniente de distancias extragalácticas. Sin embargo, los estudios en distintas longitudes de onda no fueron concluyentes. Dado que los modelos del momento predecían que las estrellas de neutrones con campos magnéticos muy fuertes que emitían los GRBs debían estar cerca y debían emitirlos con la periodicidad necesaria para que se observaran unas centenas al año, se satisfacían relativamente las observaciones y tuvieron que pasar alrededor de 15 años para que se descartara que las fuentes se encontraran dentro de la Vía Láctea.

El siguiente gran paso llegó en 1991, cuando la National Aeronautics and Space Administration (NASA) lanzó la misión Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO), y más concretamente con la inclusión del detector Burst And Transient Source Experiment (BATSE) a bordo del mismo. Este instrumento se concentraba en fenómenos astrofísicos de altas energías y observó alrededor de 2700 GRBs a lo largo de una década, una cantidad sin precedentes hasta el momento.

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

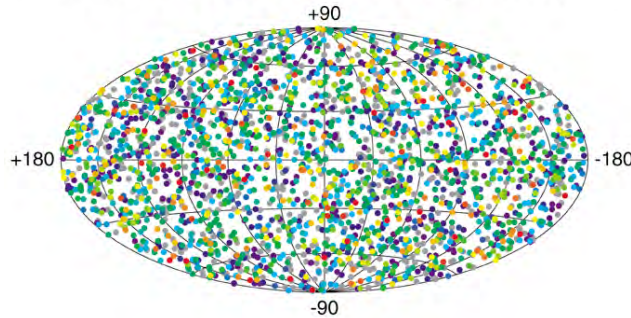


Figura 1: Isotropía en las detecciones de GRBs observada por BATSE (https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/cgro/batse_src.html).

BATSE fue determinante en el estudio de diversas características de los GRBs como duración, que permitió la clasificación en cortos y largos, su variabilidad tan rápida y su falta de periodicidad. Además, su sensibilidad permitió localizar de manera más precisa estos fenómenos, conduciendo a la confirmación de la isotropía observada anteriormente, como se muestra en la figura 1, y también a rechazar la teoría de que los progenitores estuvieran dentro de la Vía Láctea. La distancia mínima calculada como resultado de las observaciones de BATSE era del orden de 100 kilopársecs¹, colocando a los progenitores, cuando menos, en un halo alrededor de la galaxia. Esto tiene implicaciones fuertes sobre

¹El pársec es una unidad de distancia equivalente a 3×10^{16} m, definida a partir de las medidas de estrellas cercanas por paralaje relacionando la distancia D (en pársecs) con el ángulo de separación observado θ (en segundos de arco) como $D = 1/\theta$.

la energía que es liberada por el fenómeno que produce los GRBs, ya que para encontrarse a esta distancia debían emitir $\sim 10^{44}$ ergs, lo cual representaba un aumento de 6 órdenes de magnitud con respecto a los modelos intragalácticos.

1.1.2. La era del *afterglow*

Dado que los modelos del halo galáctico no eran compatibles con el hecho de que los GRBs provinieran de éste, la idea de que los progenitores de los GRBs se encontraran a distancias cosmológicas cobró fuerza. Por ende, estos fenómenos debían liberar al menos $\sim 10^{52}$ ergs, asumiendo que los rayos gamma detectados viajaran unos cuantos gigapársecs antes de llegar a la Tierra. A pesar de que esto explicaba la isotropía de las detecciones, representaba nuevos retos como la distancia real de los GRBs, la energía que emiten y qué fenómeno los produce. Por esto, observarlos en diferentes longitudes de onda sugería ser la mejor herramienta para resolver los problemas recientemente surgidos. En 1996 se lanzó la misión BeppoSAX, nombrada en honor a Giuseppe “Beppo” Occhialini y con las siglas de Satellite per Astronomia a raggi X, que estudió grandes regiones del cielo encontrando fuentes de rayos gamma y X. La gran contribución de BeppoSAX fue su capacidad para localizar los GRBs y estudiar sus contrapartes en rayos X minutos u horas después del flash de gamma. Además, la localización permitió dirigir los telescopios más poderosos en tierra con la precisión necesaria para observar las contrapartes en óptico y radio. Esto puso fin a la búsqueda de los efectos de los GRBs en distintas longitudes de onda, proporcionó las herramientas suficientes para calcular la distancia exacta a los progenitores e inauguró la etapa del estudio del *afterglow* de los GRBs.

El *afterglow* dura desde horas hasta días y semanas, lo cual facilita su estudio en todas las frecuencias, en contraste con los segundos que dura el flash de gamma. Gracias a esto, al año 1997 se le conoce como “el año de los GRB” (“GRB year”), ya que se estudiaron varios GRBs en diversas longitudes de onda, caracterizando su corrimiento al rojo² y ubicándolos en su galaxia anfitriona; el más lejano de ellos fue encontrado a $z = 3.42$. Estas distancias a escala cosmológica repercuten en la energía que debe ser liberada, llegando incluso a energías comparables con la masa en reposo de una estrella de neutrones, por lo que una detección tan lejana introdujo la idea de que las emisiones fueran a través de jets colimados, reduciendo la energía emitida necesaria hasta por tres órdenes de magnitud. Más aún, BeppoSAX esclareció el panorama en cuanto a los progenitores de los GRBs ya que los ubicaba en regiones de formación estelar con ayuda del Hubble Space Telescope. En estas regiones es común encontrar estrellas masivas jóvenes que terminan convirtiéndose en hoyos negros, favoreciendo aún más la idea de emisión de jets relativistas. BeppoSAX tuvo otro momento de protagonismo en 1998 cuando hizo la primera correlación entre un GRB y una supernova (SN); el GRB 980425, de tipo largo, era compatible en ubicación y tiempo con la SN 1998bw.

²El corrimiento al rojo z se puede utilizar como medida de distancia a escalas cosmológicas ya que mide el corrimiento al rojo debido a la expansión del universo.

Las misiones High Energy Transient Explorer (HETE-2) y Swift, lanzadas en los años 2000 y 2004 respectivamente, redujeron el tiempo de localización a unos segundos. En el caso de Swift, que sigue siendo una herramienta vigente, el proceso de localización consiste en la detección y una primera aproximación de ~ 3 arcmin en la ubicación realizadas por el telescopio Burst Alert Telescope (BAT). A continuación, un telescopio de rayos X (*X-ray telescope*, XRT) obtiene el espectro y la curva de luz del *afterglow* temprano y una localización más refinada. Finalmente, el telescopio óptico y UV (Ultraviolet/Optical Telescope, UVOT) toma imágenes para estudiar el espectro del *afterglow* y poder calcular la distancia usando el corrimiento al rojo. Este proceso se ilustra en la figura 2. Es digno de destacar que buena parte del estudio de los GRBs con Swift se hace a bordo del satélite y los resultados se hacen públicos poco tiempo después.

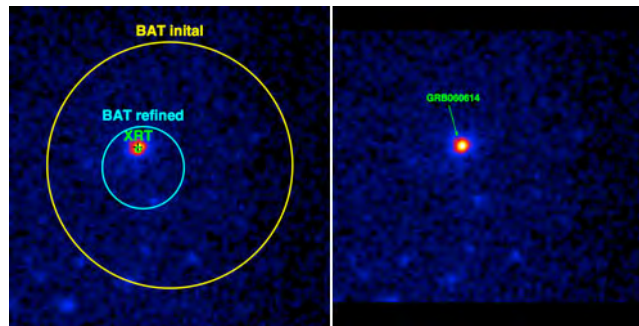


Figura 2: Proceso de acotación de la localización de un GRB con las herramientas a bordo de Swift (https://www.nasa.gov/mission_pages/swift/bursts/hybrid_grb.html).

Esta gran mejora hecha por HETE-2 y Swift permitió la observación rápida de los GRBs en distintas frecuencias, conduciendo a dos nuevos estudios principalmente: la naturaleza temprana de los GRBs largos y el *afterglow* de los GRBs cortos. Sin embargo, destacan otros descubrimientos como la estructura de los *afterglow* en tres componentes: (1) un decaimiento pronunciado, (2) un decaimiento plano, y (3) un decaimiento “normal” (Kobayashi & Zhang 2007). Con estos satélites se confirmó la relación entre GRBs largos y SN gracias a una detección muy brillante a $z = 0.17$, ocurrida en 2003. En 2005 se observó el primer *afterglow* de un GRB corto y a partir de ahí se hicieron observaciones suficientes de este tipo de GRBs como para caracterizar su energía, ubicación y posibles progenitores. A pesar de que las observaciones de Swift siguen siendo vigentes actualmente, ya no es la mejor herramienta para estudiar GRBs.

1.1.3. Observaciones actuales

En 2008, la NASA en conjunto con instituciones de Francia, Alemania, Japón, Italia y Suecia lanzaron la misión Fermi para estudiar GRBs y fenómenos astrofísicos de altas energías en general. Fermi tiene una resolución sin precedentes y

es capaz de observar fenómenos que emitan en el rango de 10 keV a 300 GeV, el más amplio hasta el momento. Uno de sus instrumentos, el Gamma-ray Burst Monitor (GBM), es capaz de observar todo el cielo al mismo tiempo, excepto la parte obstaculizada por la Tierra, y hace una primera ubicación en $15\mu\text{s}$ con precisión inicial de 15° y final de 3° . Para esto, GBM usa detectores de centelleo que cubren la parte menos energética del espectro hasta ~ 30 MeV. Posteriormente, $\sim 100\mu\text{s}$ después, el otro instrumento llamado Large Area Telescope (LAT), ubica los eventos con una precisión de $0.5'$ con detectores en el rango de ~ 20 MeV hasta ~ 300 GeV. Gracias a estas características, Fermi es la mejor herramienta para estudiar GRBs hasta el momento y, en particular, con el que se observó el GRB 090902B, en el cual se concentrará este trabajo.

1.2. Características generales de los GRBs

Ahora es posible hacer una revisión de las características más importantes presentes en el modelo más aceptado actualmente de los GRBs, de acuerdo a la información presentada en la sección anterior. Este repaso se basa primordialmente en Kumar & Zhang (2014) y Piran (1999), salvo donde se aclara algo diferente.

1.2.1. Características observacionales

Los GRBs son pulsos irregulares de radiación gamma con espectro no térmico. Como se vio antes, presentan una distribución angular completamente isotrópica, es decir provienen de todas las direcciones del Universo sin ninguna concentración en alguna región del cielo. Su duración va desde milisegundos hasta varios miles de segundos. Independientemente de su duración, hay características que comparten todos los GRBs. Para medir estas características se mide el flujo F_ν de fotones con los diferentes observatorios e instrumentos capaces de ver en diversos rangos energéticos. Análisis del corrimiento al rojo y flujo indican que estos fenómenos emiten del orden de $10^{47} - 10^{53}$ ergs en total. Esta energía tan alta sugiere que los progenitores emiten en jets relativistas colimados. Además, se tiene prueba observacional de la existencia de los jets ya que en todos los casos ocurre un decaimiento más pronunciado en la curva de luz después de cierto tiempo, al cual ahora se denomina *jet break*. El *jet break* ocurre como producto de la desaceleración de los jets, y sucede desde un par de horas hasta día después del flash de gamma (Sari et al. 1999). Estas observaciones sugieren que los jets tienen una apertura del orden de 2 a 10° .

Todos los GRBs son seguidos por un *afterglow* debido a la interacción del fenómeno con el medio, el cual fue predicho en la década de los 90 con el modelo de la *fireball* relativista. Este modelo contempla que el *afterglow* sea observable en rayos X, en el visible y en radio. A pesar de que no siempre se logra observar todos los GRBs en todas las longitudes de onda por diversos obstáculos, se ha comprobado en gran medida que este modelo funciona para distintos medios; los

detalles matemáticos de esto se verán con detenimiento más adelante. Dado que el *afterglow* es la fase de los GRBs que más se ha podido estudiar, se ha logrado caracterizar, de manera aproximada por la diversidad de estos fenómenos, que sus curvas de luz decaen como ley de potencia $F_\nu \propto t^{-1}$, con t el tiempo, y tienen un espectro como ley de potencia $F_\nu \propto \nu^{-0.8 \pm 0.5}$, con ν la frecuencia de los fotones. Al estudiar su intensidad, los picos son asimétricos, sugiriendo diferentes procesos de aceleración y desaceleración de las partículas. Además, se han observado con frecuencia líneas de absorción interpretadas como radiación ciclotrón para campos magnéticos muy intensos ($\sim 10^{12}$ Gauss), y líneas de emisión interpretadas como líneas corridas al rojo debido a un campo gravitacional en la superficie de un objeto compacto (Piran 1999). Sin embargo, el debate sobre los progenitores sigue abierto. Ambas observaciones apoyan la teoría de las estrellas de neutrones como progenitores. Típicamente, la curva de luz y el espectro de dos GRBs cualesquiera son muy distintos entre sí, como se observa en la figura 3, pero características como las mencionadas en esta sección suelen ser identificables sistemáticamente.

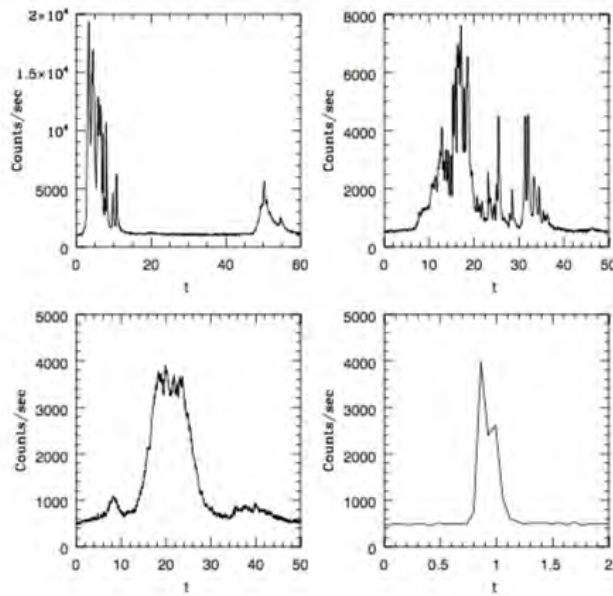


Figura 3: Diversidad en la estructura temporal de los conteos de fotones para diferentes GRBs en el catálogo de BATSE (Verdenne & Atteia 2009).

Por otro lado, la diversidad en las curvas de luz y espectros de los GRBs conducen, en primer lugar, a la conclusión de que estos fenómenos ocurren bajo circunstancias muy variadas. La opacidad del medio cercano al progenitor puede jugar un papel muy importante para que la radiación en ciertas longitudes de onda no llegue a los satélites. También puede suceder que el progenitor reciba más combustible proveniente del remanente del progenitor posterior al primer

flash de gamma, resultando en picos de radiación consecutivos. De manera similar, ha ocurrido que la curva de luz se vea contaminada por una SN subsecuente al destello en gamma. A pesar de estas inconsistencias, es importante destacar la labor en identificar las características observacionales y, sobre todo, lo que éstas han desvelado sobre la naturaleza de los GRBs.

1.2.2. Modelo de la *fireball* relativista

El modelo más aceptado actualmente para generar la radiación observada, tanto para el GRB como en el *afterglow*, es el de la *fireball* relativista (Piran 1999). Este modelo no describe cómo se genera tanta energía en el motor central de los GRBs ³, sino que modela la existencia de material que es eyectado a velocidades relativistas en forma de plasma desde los polos magnéticos del progenitor (Piran 1999). El plasma expulsado tiene energía inicial mucho mayor a su masa en reposo, es opaco y está formado por partículas cargadas (positrones y electrones), fotones y un poco de materia bariónica, por lo que también hay campos eléctricos y magnéticos involucrados en la eyección.

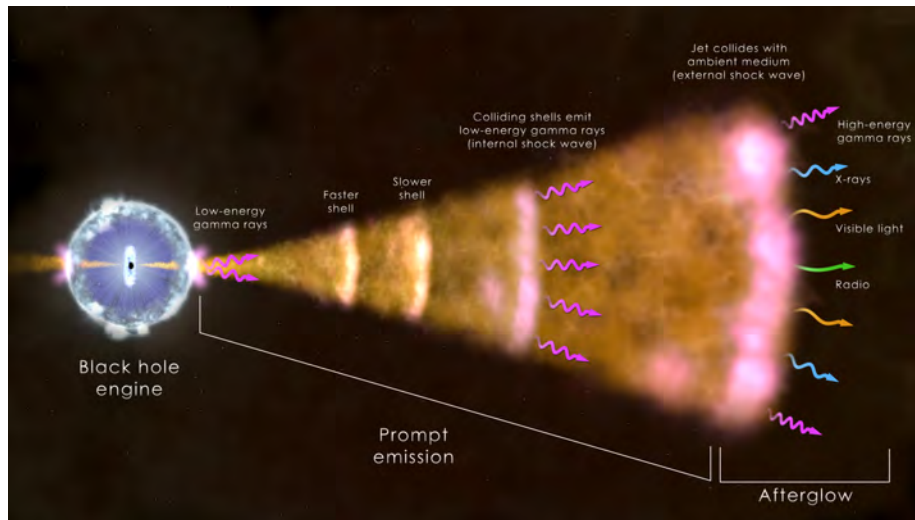


Figura 4: Emisión de radiación gamma por el choque entre capas de plasma y en rayos X, óptico y radio por la colisión del plasma con el medio local. El proceso es alimentado por el motor central, muy probablemente un objeto compacto como un agujero negro (<https://www.zmescience.com/science/physics/most-powerful-gamma-ray-burst-century-0543/>).

Conforme una capa de plasma es expulsada y va barriendo con el material circundante al progenitor, éste se desacelera lo suficiente para que la siguiente

³El motor central no se puede observar directamente, pero hay evidencias de que puede tratarse de la formación de un objeto compacto.

capa lo alcance (aunque también puede ocurrir simplemente por velocidades de eyección diferentes) y, producto del choque entre ambas, se libere el destello de rayos gamma; a pesar de la desaceleración sufrida por las capas externas, sigue tratándose de un fenómeno relativista. Este choque sucede a una distancia $\sim 10^{14} - 10^{15}$ cm del progenitor y se le conoce como *internal shock*. Posteriormente, $\sim 10^3$ segundos después del flash de gamma en $\sim 10^{16}$ cm, la *fireball* llega al medio local del progenitor, resultando en la interacción que da lugar al *afterglow* en rayos X, óptico y radio, denominado *external shock*.

Dependiendo de la composición del plasma eyectado, la evolución hidrodinámica de las *fireball* que producen los GRBs, con su respectivo *afterglow*, se lleva a cabo de manera diferente. La *fireball* compuesta por pares $e^+ e^-$ y radiación puede contener una cantidad mayor o menor de materia bariónica debido a inyección de material y a la presencia de una atmósfera circundando al progenitor. De manera general, la expansión de la *fireball* pasa inicialmente por una fase dominada por radiación, durante la cual puede tratarse como si fuera homogénea y se expande relativísticamente. Después de que ésta ha llegado a cierto tamaño, $\sim 10^{11}$ cm, pasa a la fase dominada por materia, en la que la *fireball* se expande linealmente y transporta energía únicamente cinética. Más específicamente, la manera en que se llevan a cabo cada una de estas fases está estrechamente relacionada con la presencia de materia bariónica ya que la cantidad de ésta repercute en cambios en la temperatura, opacidad y transporte de energía en la *fireball*. Si una mayor cantidad de materia es acelerada junto con el jet, se induce una mayor corpulencia cinética a la *fireball*, en contraste con una que transporta sólo radiación. Además, cuantos más electrones haya en el medio, mayor será la opacidad, por lo que la radiación tarda más en escapar. Estas características son de especial interés ya que describen las condiciones bajo las cuales se producen los GRBs, donde la *fireball* se vuelve dominada por materia antes de ser ópticamente delgada, y tienen repercusiones observacionales.

A pesar de que no se vean los detalles matemáticos por el momento, es importante mencionar las características de los choques entre capas de plasma que contempla el modelo y cómo éstas se reflejan en las observaciones. El modelo predice que en cada interacción se forman dos ondas de choque: una que se propaga hacia la capa externa o el medio, llamada *forward shock*, y una *reverse shock* que se propaga hacia la capa interna, como se muestra en la figura 5. En ambas zonas se produce emisión de radiación a través de los procesos que se verán en la sección siguiente. La interacción de las ondas de choque con el jet y el medio calienta el plasma y provoca radiación electromagnética de menor energía después del flash de gamma. Un *reverse shock* relativista convierte energía cinética en térmica de manera muy eficiente. Para esto, la escala de tiempo es el tiempo que tarda el *reverse shock* en atravesar toda la capa de plasma. Para saber qué tan anchas son las capas se usa el parámetro adimensional ξ , que relaciona los parámetros del plasma con los del medio; si $\xi > 1$ se dice que el cascarón es delgado y si $\xi < 1$ es grueso (Sari & Piran 1995). De esta manera, la radiación emitida en el *reverse shock* ofrece información sobre la estructura del jet, aunque esto requiere separar las contribuciones del *reverse shock* y del *forward shock* en las observaciones. Hay diferentes teorías sobre esta estructu-

ra, algunas argumentan que debería obedecer una ley de potencia mientras que otras sugieren una gaussiana. Gracias a que para cuando el *reverse shock* ha atravesado la capa de plasma los electrones ya han perdido parte de su energía y el campo magnético ha disminuido, la curva de luz decae como $\sim t^{-2}$.

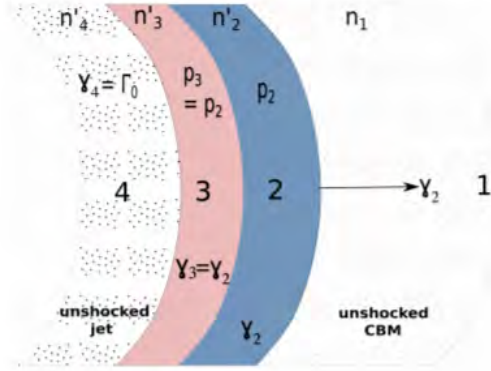


Figura 5: División en 4 regiones durante las colisiones entre plasma y medio, haciendo énfasis en la discontinuidad donde se unen el medio y el jet chocados. El límite entre las regiones 1 y 2 denota el *forward shock* mientras que la unión entre 3 y 4 ubica el *reverse shock* (Kumar & Zhang 2014).

Las interacciones entre capas se dan a través de un proceso llamado onda de choque sin colisiones (*collisionless shock*)⁴, el cual es una interacción colectiva de las capas de plasma como conjunto. Durante los choques, la emisión de energía se da mayoritariamente por radiación sincrotrón y efecto Compton inverso, aunque todos los procesos radiativos se verán con más detenimiento en la sección siguiente. En las interacciones se deben conservar número bariónico, el flujo de energía y el flujo de momento. Debe haber equilibrio de presión y velocidad en las zonas de contacto entre capas, pero se presume una discontinuidad de densidad. Este modelo contempla la posibilidad de varios choques entre capas, por lo que los picos más pronunciados en las curvas de luz se relacionan con choques consecutivos entre diferentes capas, cada una con un factor de Lorentz particular. Además, relaciona la variabilidad más refinada con inhomogeneidades radiales en las capas de plasma y estratificaciones en el medio (Kumar & Panaitescu 2000a), de tal manera que la variabilidad observada ofrece información sobre la composición y estructura de la *fireball* y el medio circundante al progenitor. De manera similar, se puede obtener evidencia de la densidad de cada una de las capas y el medio y el carácter, relativista o no, de las ondas de choque por los efectos que éstas producen.

Por otro lado, también se hacen modelos para describir la interacción de la *fireball* relativista con diferentes tipos de medios con base en su composición

⁴En este proceso las partículas interactúan a través del intercambio (emisión y absorción) de radiación. Por la velocidad con la que suceden estos intercambios, la distancia en la que se da la interacción es menor al camino libre medio.

y campo de velocidades. Éstos se confrontan con observaciones para así poder comprobar su validez en cierta medida, además de adjudicarle una caracterización más formal a los eventos observados de manera individual. El más simple de ellos contempla un medio constante y será desarrollado en el capítulo siguiente.

1.2.3. Procesos radiativos

Los procesos que suceden durante el choque de capas de plasma y con el medio que dan lugar a las curvas de luz y espectros observados por los telescopios en diferentes longitudes de onda siguen siendo tema de investigación actual en la astrofísica de altas energías. No se sabe con total seguridad cómo se generan los fotones gamma ni cómo se comporta la hidrodinámica de los jets relativistas, pero se han propuesto modelos para explicar estos fenómenos de manera que coincidan lo más posible con las observaciones. Los principales candidatos a procesos que definan la emisión de energía en concordancia con el modelo de la *fireball* relativista son radiación sincrotrón y efecto Compton inverso.

El mecanismo de emisión más probable es la radiación sincrotrón, lo cual coincide con lo observado en la parte poco energética del espectro. Este tipo de emisión se da por la aceleración de partículas relativistas cargadas al ser sometidas a un campo magnético perpendicular a su movimiento. Por lo tanto, está determinada por el campo magnético B y la distribución de energía de los electrones, caracterizada por el factor de Lorentz γ_e y el índice p de la ley de potencia que describe la distribución de energía $N(\gamma)$. Como es difícil determinar estos parámetros microscópicos, se proponen modelos que describan las condiciones que se cree que se cumplen y se usan los parámetros adimensionales libres ϵ_e y ϵ_B para compensar las incertidumbres que se tienen. Estos parámetros relacionan la densidad de energía cinética y magnética, U_e y U_B respectivamente, con la densidad total de energía U . Gracias a esto, y asumiendo que la emisión de rayos gamma de baja energía se debe a enfriamiento por sincrotrón, es posible confrontar el espectro observado con el modelo. Además, tomando en cuenta el radio de Larmor⁵ R_L y la velocidad de Alfvén⁶ v_A se calcula el tiempo de aceleración de los electrones, el cual puede ser comparado con el tiempo de enfriamiento t_γ . La escala de tiempo de enfriamiento puede observarse y ser relacionada con la energía de los fotones radiados por sincrotrón, ofreciendo mayor prueba observacional de la emisión de este tipo. Adicionalmente, esta relación arroja la dependencia $t_\gamma(\nu) \propto \nu^{-1/2}$, la cual concuerda con las observaciones si se explica el decaimiento en intensidad con radiación sincrotrón.

El segundo proceso radiativo que se presenta en este modelo es el efecto Compton inverso (IC, por sus siglas en inglés), que consiste en la dispersión de un fotón a una frecuencia mayor por la interacción con un electrón de mayor energía, provocando que éste último pierda energía. Se asume que este tipo de dispersión sucede únicamente una vez sobre los fotones emitidos por sincrotrón

⁵El radio de la circunferencia descrita por un electrón sometido a un campo magnético B que es perpendicular al movimiento.

⁶La velocidad de una partícula dentro de un plasma dominado por un campo magnético.

ya que la energía resultante ya es suficientemente alta como para que la sección eficaz de Compton se vuelva muy pequeña, haciendo otra dispersión muy poco probable. Este proceso se llama *synchrotron-self Compton* (SSC) ya que los mismos electrones emiten por sincrotrón y luego dispersan los fotones emitidos. La probabilidad de que esto suceda está dada por el parámetro de Comptonización Y , cuyo valor depende de la distribución de energía descrita por los parámetros ϵ_e y ϵ_B . Si $\epsilon_e > \epsilon_B$, entonces $Y = \sqrt{\epsilon_e/\epsilon_B} > 1$, por lo que una gran parte de los fotones de baja energía radiados por sincrotrón pueden ser dispersados a mayor frecuencia. Por el contrario, si $Y < 1$, los efectos del Compton inverso pueden ser despreciados. Esto repercute en el espectro observado ya que dependiendo del valor de Y habrá una fracción mayor o menor de fotones dispersados; si Y es lo suficientemente alto, los fotones dispersados llegan a energías muy altas, por lo que pueden suceder dos cosas. El primer escenario es que los fotones dispersados sean observables en el rango de los instrumentos, resultando en que el espectro refleje los fotones de IC en lugar de los de sincrotrón. Por otro lado, si estos fotones llegan a energías mayores a las que se pueden observar, la disminución en la cantidad de radiación sincrotrón se traduce en un tiempo de enfriamiento menor ya que los electrones perderían energía tanto por IC como por emisión sincrotrón. Además, un valor muy alto del parámetro Y reduce la eficiencia de la emisión de energía, por lo que, aún si no se puede observar directamente, la presencia de Compton inverso afecta el proceso de emisión.

1.2.4. Clasificación de los GRBs

De acuerdo a su duración, los GRBs se clasifican en cortos y largos; los que duran más de dos segundos son largos y los que menos cortos. Esta clasificación tiene origen histórico ya que desde los estudios de BATSE se observó una distribución bimodal en su duración T_{90} ⁷, con la división en dos segundos. Tiempo después, sería evidente que están asociados a fenómenos distintos gracias a estudios más detallados.

En un principio era difícil lograr la detección de eventos tan cortos y fue hasta 2005 que se observó el primer *afterglow* de un GRB corto. Sin embargo, actualmente el 30 % de los GRBs observados son cortos. Esta clase de GRBs se han encontrado mayoritariamente en galaxias elípticas, a las cuales se relaciona con una población estelar mayoritariamente vieja. Además, se ha encontrado que son menos energéticos en bajos z . Por todo esto, se relacionaba a los GRBs cortos con el *merger* de un sistema binario compuesto por dos objetos compactos; dos estrellas de neutrones o una estrella de neutrones con un agujero negro. La teoría cobró fuerza con la detección del GRB 130603B, pero a mediados de 2017 esta relación fue confirmada por la observación conjunta del GRB 170817A de tipo corto con el evento de ondas gravitacionales GW 170817, correspondiente a la colisión entre dos estrellas de neutrones (Veres et al. 2018).

⁷El tiempo transcurrido desde el 5 % hasta el 95 % de las cuentas de fotones correspondientes a un mismo evento.

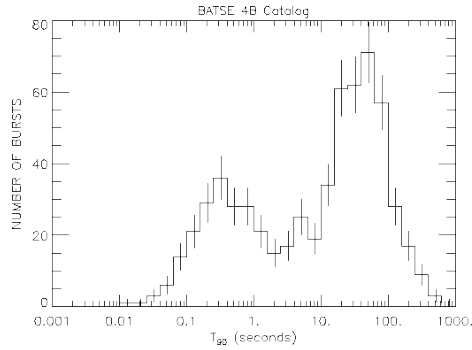


Figura 6: Distribución bimodal en la duración de los GRBs, de acuerdo al parámetro T_{90} , en el catálogo 4B de BATSE (<https://gammaray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/duration/>).

Por su parte, los GRBs largos han sido estudiados más extensivamente ya que componen el 70% restante de las detecciones. Generalmente se encuentran en regiones de formación estelar y varios GRBs largos se han asociado espectroscópicamente con SN tipo Ic. Además, algunos muestran un aumento en el visible alrededor de 10 días después y un cambio de color inconsistente con la emisión sincrotrón, sugiriendo flujo óptico de una SN al superar la intensidad del *afterglow*. Por tanto, los candidatos más fuertes para la producción de GRBs largos son el colapso de estrellas masivas ($> 15M_{\odot}$). En concreto, el GRB 090902B, en el cual se concentrará este trabajo, fue de tipo largo y de particular interés por las características que se verán en el capítulo 3.

2. Modelo de la *fireball* relativista interactuando con un medio constante

En esta sección se hará un cálculo detallado con base en el modelo de la *fireball* relativista descrito por Sari et al. (1996) y Sari et al. (1998) sobre la radiación emitida en el *afterglow* de manera que los resultados puedan ser comparados con datos observacionales.

2.1. Descripción del sistema

Se considera una *fireball* ultrarelativista, con las características descritas en el capítulo anterior, entrando en contacto con un medio constante. Dentro del plasma se predice que exista el mecanismo de aceleración de Fermi, que consiste en la aceleración de electrones por “rebotes” dentro del plasma relativista. Un electrón que se encuentra en el medio es acelerado por primera vez por el paso del plasma a una velocidad comparable con la del jet. Como se mencionó antes, el plasma de la *fireball* lleva un campo magnético, el cual, con ayuda del movimiento térmico de los electrones, puede acelerar algunos electrones hasta el frente del plasma, provocando que el mismo electrón vuelva a ser acelerado por su interacción con el frente de la onda de choque. Esto se traduce en que algunos electrones ganen energía exponencialmente ya que con cada rebote duplican (aproximadamente) su energía. Adicionalmente, si se toma en cuenta que no todos los electrones son acelerados el mismo número de veces, y en algunos casos ninguna, se obtiene una distribución de la energía como ley de potencia (Cotter 2012). En función del factor de Lorentz de los electrones, la distribución de energía en el plasma tiene la forma $N(\gamma_e)d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p}d\gamma_e$, cuyo mínimo se encuentra en γ_m . En este caso $p = 2.4$, aunque se utiliza p a lo largo del desarrollo matemático para sustituir al final, de manera que éste sea más general.

De acuerdo con el modelo de Blandford y McKee⁸ (1976), detrás de la onda de choque, la densidad de partículas es $N = 4\Gamma n$ y la densidad de energía es $U = 4\Gamma^2 n m_p c^2$, donde Γ es el factor de Lorentz del jet de plasma, n el número de partículas por unidad de volumen y m_p la masa del protón. Por lo tanto,

$$N = 4\Gamma n = C \int_{\gamma_m}^{\gamma_{max}} \gamma_e^{-p} d\gamma_e = \frac{C}{1-p} \left[\gamma_{max}^{1-p} - \gamma_{m,f}^{1-p} \right],$$

donde C es la constante de proporcionalidad de la distribución de los electrones y el subíndice f denota lo que sucede en el *forward shock*.

Por otro lado, se toma en cuenta que los parámetros libres ϵ_e y ϵ_B son fracciones constantes en cada región de la energía cinética y magnética, respectivamente. Como se mencionó antes, estos parámetros relacionan la densidad de

⁸Este modelo contempla la desaceleración adiabática del cascarón relativista de plasma al propagarse en el medio interestelar.

energía cinética U_e y magnética U_B con la densidad de energía total U , por lo que

$$U_e = U\epsilon_e = 4\Gamma^2 n m_p c^2 \epsilon_{e,f} = C \int_{\gamma_m}^{\gamma_{max}} m_e c^2 \gamma_e \gamma_e^{-p} d\gamma_e = \frac{C m_e c^2}{2-p} \left[\gamma_{max}^{2-p} - \gamma_{m,f}^{2-p} \right].$$

Tomando en cuenta que $\gamma_{max} \sim \infty$, de las dos ecuaciones anteriores se concluye que

$$4\Gamma n = \frac{C}{p-1} \gamma_{m,f}^{1-p} \quad \text{y} \quad 4\Gamma^2 n m_p c^2 \epsilon_{e,f} = \frac{C m_e c^2}{p-2} \gamma_{m,f}^{2-p}.$$

Combinando ambas relaciones se obtiene la ecuación que describe el factor de Lorentz mínimo de los electrones:

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

Además, para el campo magnético en el *forward shock* se sabe que se cumplen las siguientes relaciones:

$$U_B = U\epsilon_{B,f} \quad \text{y} \quad U_B = \frac{B_f^2}{8\pi}.$$

Por lo tanto

$$U = 4\Gamma^2 n m_p c^2 = \frac{U_B}{\epsilon_{B,f}} = \frac{B_f^2}{8\pi \epsilon_{B,f}}.$$

Así, el campo magnético está dado por

$$B_f = \sqrt{32\pi n m_p c^2 \epsilon_{B,f} \Gamma}. \quad (2)$$

2.2. Contribución del *forward shock*

A partir de la fórmula de Larmor⁹, se obtiene que la potencia radiada por los electrones y su frecuencia característica son:

$$P(\gamma_e) = \frac{4}{3} \sigma_T c \left(\frac{\Gamma}{1+z} \right)^2 \frac{B_f^2}{8\pi} \gamma_e^2 \quad (3)$$

y

$$\nu(\gamma_e) = \frac{\Gamma}{1+z} \frac{q B_f}{2\pi m_e c} \gamma_e^2, \quad (4)$$

⁹Se usa para calcular la potencia total radiada por partículas aceleradas, en este caso en particular, por la presencia de un campo magnético.

donde el factor $\Gamma/(1+z)$ se introduce para convertir los resultados del marco de referencia del medio al del observador.

Ahora que se conoce la potencia con la que se puede emitir energía y asumiendo que la energía cinética de los electrones es radiada por completo, es posible calcular una cota superior del tiempo de enfriamiento debido a la emisión sincrotrón como sigue

$$t_\gamma = \frac{E_e}{\frac{dE_e}{dt}} = \frac{\frac{\Gamma}{1+z} \gamma_{c,f} m_e c^2}{\frac{4}{3} \sigma_T c \left(\frac{\Gamma}{1+z} \right)^2 \frac{B_f^2}{8\pi} \gamma_{c,f}^2} = \frac{1+z}{\Gamma} \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T B_f^2 \gamma_{c,f}}.$$

Al sustituir el campo magnético de la ecuación (2) y despejar en la relación anterior, se obtiene que el factor de Lorentz de los electrones perdiendo energía por enfriamiento es

$$\gamma_{c,f} = \frac{1+z}{\Gamma^3} \frac{3m_e}{16\sigma_T n m_p c \epsilon_{B,f} t_\gamma}, \quad (5)$$

donde t_γ se refiere al marco de referencia del observador.

Hasta ahora se han calculado los valores críticos del factor de Lorentz de los electrones $\gamma_{m,f}$ y $\gamma_{c,f}$, dados por las ecuaciones (1) y (5), por lo que pueden ser sustituidos, junto con el campo magnético calculado, en la frecuencia característica dada por la ecuación (4) para obtener las frecuencias típicas para la emisión por sincrotrón $\nu_{m,f}$ y $\nu_{c,f}$:

$$\nu_{m,f} \equiv \nu(\gamma_{m,f}) = \frac{\Gamma}{1+z} \frac{q(32\pi n m_p c^2 \epsilon_{B,f})^{1/2} \Gamma}{2\pi m_e c} \left[\epsilon_{e,f} \frac{m_p}{m_e} \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \Gamma \right]^2$$

y

$$\nu_{c,f} \equiv \nu(\gamma_{c,f}) = \frac{\Gamma}{1+z} \frac{q(32\pi n m_p c^2 \epsilon_{B,f})^{1/2} \Gamma}{2\pi m_e c} \left[\frac{1+z}{\Gamma^3} \frac{3m_e}{16\sigma_T n m_p c \epsilon_{B,f} t_\gamma} \right]^2.$$

Simplificando las expresiones anteriores se obtienen las frecuencias típicas

$$\nu_{m,f} = \frac{\sqrt{32\pi} q}{2\pi(1+z)} \frac{m_p^{5/2}}{m_e^3} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} \epsilon_{e,f}^2 n^{1/2} \Gamma^4 \quad (6)$$

y

$$\nu_{c,f} = \frac{9(1+z)}{\sqrt{8192\pi}} \frac{q}{\sigma_T c^2} \frac{m_e}{m_p} \epsilon_{B,f}^{-3/2} \Gamma^{-4} n^{-3/2} t_\gamma^{-2}. \quad (7)$$

Dado que el objetivo es comparar el modelo con resultados observacionales del espectro, es necesario calcular el flujo que se espera medir. Para esto se necesita, en primer lugar, calcular el máximo en la potencia espectral $P_{\nu,max}$ en el *forward shock* de la siguiente manera:

$$P_{\nu,max} = \frac{P(\gamma_e)}{\nu(\gamma_e)} = \frac{\frac{4}{3}\sigma_T c \left(\frac{\Gamma}{1+z}\right)^2 \frac{B_f^2}{8\pi} \gamma_{e,f}^2}{\frac{\Gamma}{1+z} \frac{qB_f}{2\pi m_e c} \gamma_{e,f}^2} = \frac{\Gamma}{1+z} \frac{\sigma_T m_e c^2 B_f}{3q}.$$

Además de este resultado, se contempla que los electrones barridos por la onda de choque son $N_e = 4\pi R^3 n/3$ y que el GRB se encuentra a una distancia D ¹⁰. Por lo tanto, el flujo máximo está dado por

$$F_{\nu,max,f} = \frac{N_e P_{\nu,max}}{4\pi D^2} = \frac{4\pi R^3 n}{3} \frac{\Gamma}{1+z} \frac{\sigma_T m_e c^2 B_f}{3q} \frac{1}{4\pi D^2}.$$

De aquí se obtiene que el flujo máximo es

$$F_{\nu,max,f} = \frac{\sqrt{32\pi}}{9(1+z)} \frac{\sigma_T m_e m_p^{1/2} c^3}{q} \epsilon_{B,f}^{1/2} D^{-2} n^{3/2} R^3 \Gamma^2. \quad (8)$$

Las ecuaciones (6)-(8) describen los elementos importantes para obtener el espectro sincrotrón del *afterglow*. Sin embargo, algunas variables no son observables, por lo que es necesario expresarlas en función del tiempo y cantidades que se conozcan. Para este fin se propone que $\gamma_f = \gamma_f(t)$ y $R = R(t)$. Dado que se conoce la densidad de energía, se puede calcular la energía cinética total tomando en cuenta una onda de choque esférica propagándose en el medio constante n tomando $U = E/V$. Por lo que $E = UV = (4\gamma_f^2 n m_p c^2)(4\pi R^3/3)$. De aquí que la energía esté dada por

$$E = \frac{12\pi\Gamma^2 R^3 n m_p c^2}{9}. \quad (9)$$

Esta energía se relaciona con el valor observable de la energía isotrópica E_{iso} ¹¹ a través de la eficiencia η como $E = E_{iso}/\eta$. Además, el tiempo dinámico para el caso adiabático está dado por

$$t_\gamma = \frac{R(1+z)}{2\Gamma^2 c}. \quad (10)$$

De esta manera se tienen dos ecuaciones para las dos incógnitas, por lo que el sistema está definido. Así, de las relaciones anteriores se obtienen las ecuaciones deseadas para expresar el factor de Lorentz y el radio de la onda de choque como funciones del tiempo:

$$R^4 = \frac{3E}{2\pi n m_p c(1+z)} t_\gamma \quad (11)$$

y

$$\Gamma^8 = \frac{3E(1+z)^3}{32\pi n m_p c^5} t_\gamma^{-3}. \quad (12)$$

¹⁰Para tomar en cuenta distancias cosmológicas, la distancia D es una función del corrimiento al rojo que va como $D(z) = 2D/1+z$.

¹¹La energía que radia el fenómeno de manera esférica.

Sustituyendo las ecuaciones (11) y (12) en las ecuaciones (6)-(8) se obtienen las dependencias necesarias para poder expresar el espectro en función de cantidades conocidas y del tiempo en el marco de referencia del observador t_γ , como se muestra a continuación:

$$\nu_{m,f} = \sqrt{\frac{3(1+z)}{512}} \frac{q}{\pi c^{5/2}} \frac{m_p^2}{m_e^3} \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} \epsilon_{e,f}^2 E^{1/2} t_\gamma^{-3/2}, \quad (13)$$

$$\nu_{c,f} = \frac{3\sqrt{6}}{\sqrt{1+z}} \frac{qc^3}{\sigma_T^2} \frac{m_e}{m_p^{1/2}} \epsilon_{B,f}^{-3/2} n^{-1} E^{-1/2} t_\gamma^{-1/2} \quad (14)$$

y

$$F_{\nu,max,f} = \frac{8\sqrt{128}}{3\sqrt{\pi(1+z)^3}} \frac{\sigma_T c}{q} \frac{m_e}{m_p} \epsilon_{B,f}^{1/2} D^{-2} n^{1/2} E. \quad (15)$$

De acuerdo con la composición del medio interestelar, los efectos de la dispersión por Compton inverso pueden llegar a ser significativos. El efecto que esta dispersión produce en el espectro se ve reflejado por las relaciones (Fraija et al. 2012) siguientes:

$$\nu_{m,f}^{IC} \sim 2\gamma_{m,f}^2 \nu_{m,f}, \quad (16)$$

$$\nu_{c,f}^{IC} \sim 2\gamma_{c,f}^2 \nu_{c,f}, \quad (17)$$

y

$$F_{\nu,max,f}^{IC} \sim k\tau F_{\nu,max,f}, \quad (18)$$

donde $k = 4(p-1)/(p-2)$ y $\tau = \sigma_T N_e / 4\pi R_d^2$, con R_d la distancia de desaceleración, la profundidad óptica del *forward shock*.

2.3. Contribución del *reverse shock*

Si el *reverse shock* es relativista, la interacción entre éste y las capas de plasma eyectadas es más violenta, por lo que su energía cinética disminuye significativamente, provocando radiación por enfriamiento en el óptico. Esta desaceleración se ve afectada por la cantidad de masa que tiene que atravesar el *reverse shock*. Para calcular esto se retoman las ecuaciones (9) y (10), con las cuales se deduce el tiempo en el cual la onda de choque atraviesa el plasma, pero esta vez aplicado al *reverse shock*, para obtener un tiempo de cruce (*crossing time*)

$$t_c = \left(\frac{3E}{4\pi n m_p \Gamma^2 c^2} \right)^{1/3} \frac{1+z}{2\Gamma^2 c}.$$

El caso crítico en el que el tiempo de cruce y la duración del GRB son iguales, $t_c = T_{90}$, define el factor de Lorentz crítico

$$\Gamma_c = \left[\frac{3E}{4\pi n m_p c^5 T_{90}^3} \right]^{1/8} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{3/8},$$

con el cual se distingue si el *reverse shock* produce un efecto significativo en la desaceleración del plasma (Zhang et al. 2003). Sin embargo, este tiempo de cruce puede disminuir siempre y cuando el parámetro de magnetización, definido como la razón entre el flujo de Poynting y el flujo de la energía cinética del material: $\sigma = L_{fP}/L_{ec} = B_r^2/4\pi n m_p c^2 \Gamma^2$, sea $\lesssim 1$. Si $\Gamma > \Gamma_c$ la desaceleración es más significativa y se dice que el cascarón es grueso (*thick shell*) y en el caso contrario, denominado de cascarón delgado (*thin shell*), la interacción es menos notoria. Para medir esta interacción, se introduce el parámetro de masa

$$R_M = \frac{\Gamma_c^2}{\Gamma}. \quad (19)$$

También se propone que los parámetros de energía magnética en el *forward shock* $\epsilon_{B,f}$ y en el *reverse shock* $\epsilon_{B,r}$ sean diferentes, dando origen a la razón magnética

$$R_B = \frac{\epsilon_{B,f}}{\epsilon_{B,r}}. \quad (20)$$

Si $\epsilon_{B,r} > \epsilon_{B,f}$ se dice que el jet está magnetizado. De manera equivalente se define el parámetro de energía cinética de los electrones

$$R_e = \frac{\epsilon_{e,r}}{\epsilon_{e,f}}. \quad (21)$$

Para dar cuenta de la corrección por Compton inverso en el *reverse shock* se introduce además el parámetro

$$R_X = \frac{1 + X_f}{1 + X_r}, \quad (22)$$

donde

$$X_f = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 4m \frac{\epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}}}}{2} \quad \text{y} \quad X_r = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 4m \frac{\epsilon_{e,r}}{\epsilon_{B,r}}}}{2},$$

con

$$m = \begin{cases} \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_m}\right)^{2-p}, & \text{para } \textit{slow cooling}, \\ 1, & \text{para } \textit{fast cooling}. \end{cases}$$

De esta manera, entre más grande sea la discontinuidad entre *forward* y *reverse shock*, el flujo será afectado en mayor medida. Estos parámetros relacionan al *forward shock* con el *reverse shock* de manera que las emisiones del *reverse shock* quedan expresadas en términos del factor de Lorentz inicial (Zhang et al. 2003) como sigue:

$$\nu_{m,r} \sim R_e^2 R_B^{-1/2} R_M^{-2} \nu_{m,f}, \quad (23)$$

$$\nu_{c,r} \sim R_X^2 R_B^{3/2} \nu_{c,f} \quad (24)$$

y

$$F_{\nu,max,r} \sim R_B^{-1/2} R_M F_{\nu,max,f}, \quad (25)$$

donde $\nu_{m,f}$, $\nu_{c,f}$ y $F_{\nu,max,f}$ son los dados por las ecuaciones (13)-(15). Adicionalmente, estas relaciones permiten describir lo que sucede en el *reverse shock* en función del factor de Lorentz del jet Γ y la densidad del medio n , lo cual representa una simplificación notable.

Además, la región del *reverse shock* es más propicia para que se genere dispersión por Compton inverso dada la probabilidad de la presencia de campo magnético en el jet. Esto otorga energía extra a los fotones y favorece el régimen de *fast cooling* ya que los electrones pierden energía tanto por sincrotrón como por IC. Gracias a esto el espectro observado está definido por SSC y se ve modificado (Frajá et al. 2012) de acuerdo a las relaciones

$$\nu_{m,r}^{IC} \sim 2\gamma_{m,r}^2 \nu_{m,r}, \quad (26)$$

$$\nu_{c,r}^{IC} \sim 2\gamma_{c,r}^2 \nu_{c,r}, \quad (27)$$

y

$$F_{\nu,max,r}^{IC} \sim k\tau F_{\nu,max,r}, \quad (28)$$

donde $\gamma_{m,r}$ y $\gamma_{c,r}$ se calculan de manera análoga al *forward shock* según las ecuaciones (1), (5) y (10) con los parámetros físicos correspondientes a la región del *reverse shock*.

2.4. Espectro de la radiación sincrotrón y Compton inverso

Para obtener el espectro y la curva de luz partiendo de una distribución de electrones como ley de potencia es necesario integrar con respecto a γ_e y promediar con respecto a la frecuencia o el tiempo, según sea el caso. Sin embargo, este cálculo puede variar dependiendo de los valores de γ_c y γ_m . Si $\gamma_m > \gamma_c$, entonces todos los electrones emitirán energía hasta llegar a γ_c en un tiempo t . Este caso se llama *fast cooling* y el flujo en este régimen (Sari et al. 1998) está dado por

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_{c,f})^{1/3} F_{\nu,max,f}, & \text{para } \nu_{c,f} > \nu, \\ (\nu/\nu_{c,f})^{-1/2} F_{\nu,max,f}, & \text{para } \nu_{m,f} > \nu > \nu_{c,f}, \\ (\nu_{m,f}/\nu_{c,f})^{-1/2} (\nu/\nu_{m,f})^{-p/2} F_{\nu,max,f}, & \text{para } \nu > \nu_{m,f}. \end{cases} \quad (29)$$

Por otro lado, si $\gamma_c > \gamma_m$, la mayor parte de los electrones tiene $\gamma_e \sim \gamma_m$ y no tardan un tiempo t en llegar a γ_c , por lo que este proceso se llama *slow cooling*, para el cual el flujo está dado por:

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_{m,f})^{1/3} F_{\nu,max}, & \text{para } \nu_{m,f} > \nu, \\ (\nu/\nu_{m,f})^{-(p-1)/2} F_{\nu,max}, & \text{para } \nu_{c,f} > \nu > \nu_{m,f}, \\ (\nu_{c,f}/\nu_{m,f})^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_{c,f})^{-p/2} F_{\nu,max,f}, & \text{para } \nu > \nu_{c,f}, \end{cases} \quad (30)$$

donde se utilizan los valores calculados en las ecuaciones (13)-(15) y valores observacionales. Con esto, los espectros para cada caso tienen la forma mostrada en la figura 7.

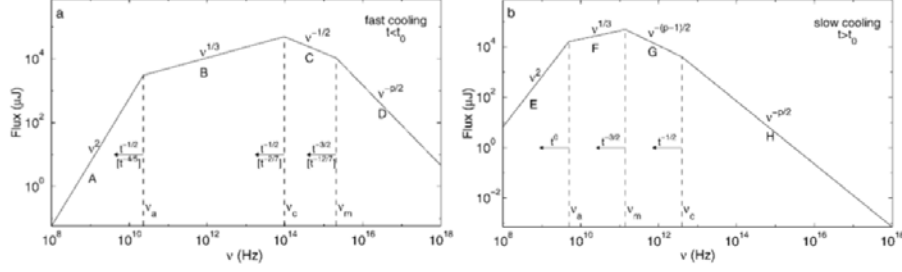


Figura 7: Espectro seccionado para los casos de *fast cooling* y *slow cooling* de acuerdo a las dependencias calculadas en las ecuaciones (29) y (30) (Sari et al. 1998).

De manera equivalente se obtiene el flujo debido a la radiación por IC. Para *fast cooling*, éste está dado por

$$F_{\nu}^{IC} = \begin{cases} (\nu/\nu_{c,f}^{IC})^{1/3} F_{\nu,max,f}^{IC}, & \text{para } \nu_{c,f}^{IC} > \nu, \\ (\nu/\nu_{c,f}^{IC})^{-1/2} F_{\nu,max,f}^{IC}, & \text{para } \nu_{m,f}^{IC} > \nu > \nu_{c,f}^{IC}, \\ (\nu_{m,f}^{IC}/\nu_{c,f}^{IC})^{-1/2} (\nu/\nu_{m,f}^{IC})^{-p/2} F_{\nu,max,f}^{IC}, & \text{para } \nu > \nu_{m,f}^{IC}. \end{cases} \quad (31)$$

Para *slow cooling* el flujo está dado por

$$F_{\nu}^{IC} = \begin{cases} (\nu/\nu_{m,f}^{IC})^{1/3} F_{\nu,max,f}^{IC}, & \text{para } \nu_{m,f}^{IC} > \nu, \\ (\nu/\nu_{m,f}^{IC})^{-(p-1)/2} F_{\nu,max,f}^{IC}, & \text{para } \nu_{c,f}^{IC} > \nu > \nu_{m,f}^{IC}, \\ (\nu_{c,f}^{IC}/\nu_{m,f}^{IC})^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_{c,f}^{IC})^{-p/2} F_{\nu,max,f}^{IC}, & \text{para } \nu > \nu_{c,f}^{IC}, \end{cases} \quad (32)$$

donde se utilizan los valores calculados en las ecuaciones (26)-(28).

Una vez visto a detalle el proceso de emisión de radiación electromagnética en los diferentes rangos energéticos, será posible aplicarlo al GRB 090902B para explicar las observaciones adjudicadas a este fenómeno.

3. GRB 090902B

3.1. Detección de diferentes observatorios

El GRB 090902B fue detectado por GBM a bordo del observatorio Fermi con un *trigger* a las 11:05:08.31 UT del 2 de septiembre de 2009. Fue ubicado en las coordenadas RA=265.0°, DEC=27.33°, con una incertidumbre de 0.04°, y estudiado de manera conjunta por GBM y LAT, así como por otros observatorios especializados en diferentes longitudes de onda. Este GRB fue de tipo largo y destacó por ser uno de los más brillantes que se han observado, llegando a las centenas de fotones durante la fase temprana. Fue lo suficientemente brillante como para provocar una solicitud autónoma de ajuste de dirección (*autonomous repoint request*, ARR), lo cual genera un giro de la nave de tal manera que el eje central de LAT apunte hacia la ubicación del evento calculada por GRM; ~ 200 segundos después del *trigger* se alineó por completo y mantuvo esa orientación durante los siguientes ~ 1000 segundos. También fue de los más energéticos, ya que se detectaron más de 200 fotones con energía mayor a 100 MeV y 39 fotones con energía superior a 1 GeV, todo esto en un periodo de 100 segundos. Esto contrasta en gran medida con respecto a las mediciones usuales de ~ 100 keV. El fotón más energético detectado fue de 33.4 GeV, observado 82 segundos después del *trigger*, resultando ser uno de los más energéticos que se ha observado. Toda esta información llevó a la conclusión de una energía isotrópica de $E_{iso} = (3.63 \pm 0.05) \times 10^{54}$ erg, comparable con la de los GRBs más energéticos observados hasta el momento (Abdo et al. 2009).

Entre las observaciones realizadas en otras frecuencias, sobresalen las hechas por los telescopios XRT y UVOT de Swift, que observaron el fenómeno en rayos X, UV y en óptico ~ 12.5 horas después del *trigger*, dado que XRT ubicó el *afterglow* en el círculo de error de la detección de Fermi. La tercera versión del Robotic Optical Transient Search Experiment (ROTSE-IIIa) hizo las primeras observaciones en óptico ~ 1.4 horas después del *trigger*, las cuales fueron complementadas por otras observaciones en óptico e infrarrojo poco después. El *afterglow* también fue observado en radio por el Westerbork Radio Telescope (WSRT) y el Very Large Array (VLA). El espectrógrafo de Gemini GMOS detectó el evento y lo localizó a $z = 1.822$. La descripción que se hace a continuación utiliza la notación de ley de potencia usual para el flujo $F_\nu(t) \propto t^{-\alpha} \nu^{-\beta}$.

El análisis realizado por GBM en el rango de 50-300 keV mostró que la duración de la emisión pronta T_{90} del GRB 090902B fue de 21.9 segundos, empezando 2.2 segundos después del *trigger* T_0 . Sin embargo, las medidas en el rango >100 MeV perteneciente a LAT continuaron durante ~ 1000 segundos. El flujo en este rango decayó como $t^{-1.5 \pm 0.1}$ durante el intervalo (T_0+25, T_0+1000) s. Después de esto, las medidas se interrumpieron porque la Tierra obstaculizó la fuente, pero en T_0+3600 s se reanudó la observación y es digno de destacar que el límite superior de estos datos coincide con la extrapolación del decaimiento previo con índice temporal $\alpha_\gamma = 1.5 \pm 0.1$. La curva de luz para este rango se

muestra en la figura 8, junto con las correspondientes a diferentes energías del orden de rayos gamma (Abdo et al. 2009).

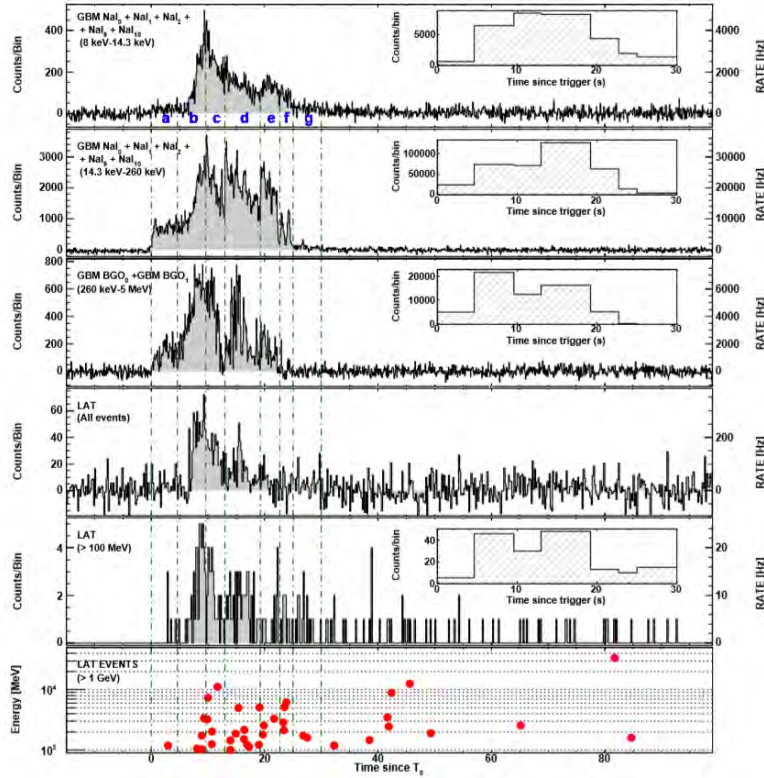


Figura 8: Curvas de luz en diferentes rangos energéticos del observatorio Fermi. Las primeras tres gráficas obtenidas por GBM y las otras por LAT (Abdo et al. 2009).

En el análisis del espectro del GRB 090902B realizado por Fermi se ajustó los datos de tres rangos: de 8 keV a 1 MeV, de 250 keV a 40 MeV (GBM) y de 100 MeV a 200 GeV (LAT). Al integrar en el tiempo el espectro, éste está bien descrito por una ley de potencia quebrada en secciones, como la obtenida en el capítulo anterior, pero aparece un componente extra como ley de potencia. La inclusión de esta ley de potencia mejora significativamente el ajuste de los datos ya que contribuye una fracción importante de la emisión total a bajas energías (< 50 keV) así como a altas (> 100 MeV), como se observa en la figura 9. A pesar de que una función de Band se ajusta evidentemente bien a la parte medida por GBM del espectro, el GRB 090902B representó un nuevo reto ya que fue la primera ocasión en la que se observó un exceso de emisión de rayos gamma tanto en energías bajas (< 50 keV) como en altas (> 100 MeV); antes de esto sólo se había observado una componente como ley de potencia a bajas energías en el 15% de las detecciones de BATSE. El hecho de que ambos excesos se ajusten bien a una sola ley de potencia adicional sugiere un posible origen común para

estas dos secciones del espectro (Abdo et al. 2009).

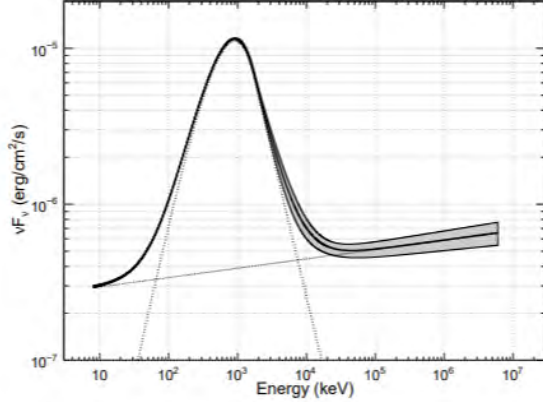


Figura 9: Espectro νF_ν evidenciando las contribuciones del modelo de Band para la parte media y de la ley de potencia para los extremos de baja y alta energía (Abdo et al. 2009).

En óptico, las observaciones empezaron alrededor de 80 minutos después del *trigger* y fueron realizadas por ROTSE-IIIa en un principio, aunque luego se complementaron con las de otros telescopios como Swift/UVOT, Nickel, Liverpool, Gamma-Ray Burst Optical/Near-Infrared Detector (GROND) y Nordic Optical Telescope (NOT). Las medidas de ROTSE-IIIa se vieron afectadas por las condiciones atmosféricas ya que el evento se encontraba cerca del horizonte, sin embargo se hicieron correcciones que descartaron 34 lecturas falsas positivas; excluyendo estas medidas se llegó a un 99% de confiabilidad en que la detección fuera la correcta. Además, la calibración de Nickel para la extinción del cielo durante la medición también arrojó un 99% de probabilidad de localización del evento, por lo que la probabilidad total de una identificación falsa resultó ser de 10^{-4} . En la banda R, las observaciones de ROTSE-III midieron un índice temporal de $\alpha_O = 0.90 \pm 0.08$. Para el espectro en óptico e IR se tomaron los datos del *afterglow* ~ 1.9 días después del destello, de donde se obtuvo el índice espectral $\beta_O = 0.68 \pm 0.11$, ya con corrección por extinción galáctica $E(B-V) = 0.04$ mag (Pandey et al. 2010).

3.2. Descripción de las curvas de luz

En esta sección se presenta el trabajo realizado para poder hacer un contraste entre modelo y observaciones con base en las curvas de luz de los choques externos cuando los electrones son acelerados y emiten por enfriamiento debido a sincrotrón y Compton inverso.

La colaboración de Fermi-LAT describió el decaimiento en la curva de luz en la parte de gamma con el índice temporal $\alpha_\gamma = 1.5$, sin embargo, en este trabajo

se describe este decaimiento a través de dos contribuciones: una proveniente del *forward shock* y una debida al *reverse shock* (ver Figura 10). Esta modificación da origen a una ley de potencia con un índice espectral $\alpha_\gamma = 1.29 \pm 0.3$. Adicionalmente, la curva de luz para la parte de rayos X obtenida con los datos de Swift/XRT fue ajustada a una ley de potencia con índice espectral $\alpha_X = 1.30 \pm 0.04$ (ver Figura 10). La Tabla 1 resume los valores de los índices temporales provenientes de las datos en gamma, rayos X y óptico, así como los observables de este destello.

Cantidad	Símbolo	Valor
Índice temporal en GeV	α_γ	1.35 ± 0.1
Índice temporal en X	α_X	1.3 ± 0.04
Índice temporal en óptico	α_O	0.9 ± 0.08
Energía isotrópica (erg)	E_{iso}	$(3.63 \pm 0.05) \times 10^{54}$
Duración de la emisión pronta (s)	T_{90}	21.9
Corrimiento al rojo	z	1.822

Tabla 1: Cantidades inferidas de las observaciones del GRB 090902B.

Los índices mostrados en la Tabla 3 se ajustan más un modelo de choques externos con densidad constante, es decir el presentado en el capítulo 2. Teniendo en cuenta las relaciones de cerradura $(3p-3)/4$ y $(3p-2)/4$ (capítulo 2), el índice de la ley de potencia de la población de electrones es consistente con $p = 2.3 \pm 0.1$.

A continuación se ajustan los datos observacionales a las emisiones de sincrotrón del *forward shock* y Compton inverso del *reverse shock*.

3.2.1. Emisión por sincrotrón en el *forward shock*

De acuerdo con la ecuación (29), el flujo de la emisión por sincrotrón en el *forward shock* para un régimen de *fast cooling* queda descrito por

$$F_{\nu,f} = \begin{cases} A_{f1} t_2^{-1/4} \left(\frac{\nu_f}{1\text{keV}} \right)^{-1/2}, & \text{para } \nu_{c,f} < \nu_f < \nu_{m,f}, \\ A_{f2} t_2^{-(3p-2)/4} \left(\frac{\nu_f}{100\text{MeV}} \right)^{-p/2}, & \text{para } \nu_{m,f} < \nu_f < \nu_{max,f}. \end{cases} \quad (33)$$

Y para el régimen de *slow cooling*, descrito por la ecuación (30), se obtiene

$$F_{\nu,f} = \begin{cases} A_{s1} t_5^{-(3p-3)/4} \left(\frac{\nu_f}{1\text{eV}} \right)^{-(p-1)/2}, & \text{para } \nu_{m,f} < \nu_f < \nu_{c,f}, \\ A_{s2} t_5^{-(3p-2)/4} \left(\frac{\nu_f}{1\text{keV}} \right)^{-p/2}, & \text{para } \nu_{c,f} < \nu_f < \nu_{max,f}, \end{cases} \quad (34)$$

donde se introduce el subíndice f en la frecuencia ν para diferenciar entre las contribuciones del *forward* y del *reverse shock* y los coeficientes A_{f1} , A_{f2} , A_{s1} y A_{s2} se encuentran dados por

$$\begin{aligned}
A_{f1} &= 0.12 \text{ mJy} \left(\frac{1+z}{2.822} \right)^{3/4} (1+Y_f)^{-1} \epsilon_{B,f}^{-1/4} D_{28.5}^{-2} E_{55}^{3/4}, \\
A_{f2} &= 0.13 \text{ mJy} \left(\frac{1+z}{2.822} \right)^{(2+p)/4} (1+Y_f)^{-1} \epsilon_{B,f}^{p-2/4} \epsilon_{e,f}^{p-1} D_{28.5}^{-2} E_{55}^{(2+p)/4}, \\
A_{s1} &= 7.3 \times 10^3 \text{ mJy} \left(\frac{1+z}{2.822} \right)^{(3+p)/4} \epsilon_{B,f}^{(p+1)/4} \epsilon_{e,f}^{p-1} n_0^{1/2} D_{28.5}^{-2} E_{55}^{(3+p)/4}, \\
A_{s2} &= 25.5 \text{ mJy} \left(\frac{1+z}{2.822} \right)^{(2+p)/4} (1+Y_f)^{-1} \epsilon_{B,f}^{p-2/4} \epsilon_{e,f}^{p-1} D_{28.5}^{-2} E_{55}^{(2+p)/4},
\end{aligned}$$

De esta manera se obtienen los valores de los parámetros microfísicos, los cuales ajustan con los flujos observados en óptico, rayos X y gamma.

3.2.2. Emisión por Compton inverso en el *reverse shock*

Antes de que el *reverse shock* cruce un cascarón grueso, es decir para $t < T_{90}$, las variables hidrodinámicas como función del tiempo en el marco de referencia del observador varían de la siguiente forma: el factor de Lorentz como $\Gamma \propto t^{-1/4}$, la densidad $n^{-3/4}$, la presión $p \propto t^{-1/2}$, y el número de electrones barridos $N_e \propto t$ (Kobayashi et al. 2007). Tomando en cuenta la evolución del campo magnético del *reverse shock*, $B_r \propto t^{-1/4}$, se obtiene que los factores de Lorentz característicos cumplen las dependencias

$$\gamma_{m,r} \propto t^{1/4} \quad \text{y} \quad \gamma_{c,r} \propto B_r^{-2} \Gamma^{-1} t^{-1} \propto t^{1/4},$$

los cuales, al usar la ecuación (4), corresponden a las frecuencias mínima y de enfriamiento respectivamente. De aquí que los cortes en el espectro y el flujo máximo, para $t < T_{90}$ evolucionen de acuerdo a

$$\nu_{m,r} \propto B_r \Gamma \gamma_{m,r}^2 \propto t^0 \quad (35)$$

$$\nu_{c,r} \propto B_r^{-3} \Gamma^{-1} t^{-2} \propto t^{-1} \quad (36)$$

y

$$F_{\nu,m,r} \propto N_e B_r \Gamma \propto t^{1/2}. \quad (37)$$

Considerando las ecuaciones (26)-(28) para IC en el *reverse shock* y las ecuaciones anteriores, se obtiene que la curva de luz para IC en el régimen de *fast cooling*, de acuerdo con la ecuación (31), está descrita por

$$F_{\nu,r} \propto \begin{cases} t^{-1/4} \nu_r^{-1/2}, & \text{para } \nu_{c,r}^{IC} < \nu_r < \nu_{m,r}^{IC}, \\ t^{(p-2)/4} \nu_r^{-p/2}, & \text{para } \nu_{m,r}^{IC} < \nu_r. \end{cases} \quad (38)$$

Y para el régimen de *slow cooling*, descrito por la ecuación (32), se obtiene

$$F_{\nu,r} \propto \begin{cases} t^{(p+1)/4} \nu_r^{-(p-1)/4}, & \text{para } \nu_{m,r}^{IC} < \nu_r < \nu_{c,r}^{IC}, \\ t^{(p-2)/4} \nu_r^{-p/2}, & \text{para } \nu_{c,r}^{IC} < \nu_r. \end{cases} \quad (39)$$

Una vez que el *reverse shock* ha cruzado el cascarón, es decir para $t > T_{90}$, las variables hidrodinámicas cambian su evolución y describen las dependencias $\Gamma \propto t^{-7/6}$, $n \propto t^{-13/16}$, $p \propto t^{-13/12}$ y $N_e \propto t^0$ (Kobayashi et al. 2007). En este caso el campo magnético cambia como $B_r \propto t^{-12/13}$, lo cual, junto con lo anterior, da lugar a los factores de Lorentz

$$\gamma_{m,r} \propto t^{-13/48} \quad \text{y} \quad \gamma_{c,r} \propto B_r^{-2} \Gamma^{-1} t^{-1} \propto t^{25/48}.$$

Da manera análoga al caso anterior, esto da origen a las frecuencias críticas y flujo máximo para sincrotrón

$$\nu_{m,r} \propto B_r \Gamma \gamma_{m,r}^2 \propto t^{-73/48} \quad (40)$$

$$\nu_{c,r} \propto B_r^{-3} \Gamma^{-1} t^{-2} \propto t^{-1/16} \quad (41)$$

y

$$F_{\nu,m,r} \propto N_e B_r \Gamma \propto t^{-47/48}. \quad (42)$$

Usando estas relaciones y las ecuaciones (26)-(28) se obtiene que la curva de luz para IC en el régimen de *fast cooling*, de acuerdo con la ecuación (31), está descrita por

$$F_{\nu,r} \propto \begin{cases} t^{-3/4} \nu_r^{-1/2}, & \text{para } \nu_{c,r}^{IC} < \nu_r < \nu_{m,r}^{IC}, \\ t^{(-4p+1)/4} \nu_r^{-p/2}, & \text{para } \nu_{m,r}^{IC} < \nu_r. \end{cases} \quad (43)$$

Y para el régimen de *slow cooling*, descrito por la ecuación (32), se obtiene

$$F_{\nu,r} \propto \begin{cases} t^{-(5p+3/2)/5} \nu_r^{-(p-1)/4}, & \text{para } \nu_{m,r}^{IC} < \nu_r < \nu_{c,r}^{IC}, \\ t^{(-4p+1)/4} \nu_r^{-p/2}, & \text{para } \nu_{c,r}^{IC} < \nu_r. \end{cases} \quad (44)$$

De acuerdo con Kobayashi & Zhang (2003), el pico en el flujo debido a la emisión por IC para *fast cooling* está dado por

$$F_{peak}^{IC} \simeq 56.5 \text{ mJy } \epsilon_{B,r}^{-3/4} n_0^{-3/4} D_{28.5}^{-2} E_{55}^{3/2} \Gamma_{2.8}^{-5} \left(\frac{T_{90}}{21.9s} \right)^{-5/2} \left(\frac{\nu_r}{100\text{MeV}} \right)^{-1/2}. \quad (45)$$

A través de la ecuación 35, se pretende obtener los valores de los parámetros que reproduzcan el pico a tiempos tempranos detectados por el observatorio Fermi con su instrumento LAT.

3.2.3. Obtención de valores

Utilizando la contribución por sincrotrón del *forward shock* y por IC del *reverse shock* calculadas, se pretende explicar las emisiones extendidas. Tomando en cuenta lo predicho por las ecuaciones (33) y (34) y los parámetros reportados en la tabla 2, se describe la gráfica de la figura 10 y se reproducen con éxito los valores reportados en la tabla 1. Para comparar los cálculos con las observaciones del GRB 090902B se realizó un programa que permitiera calcular las frecuencias y flujos obtenidos al variar los parámetros hasta llegar a la combinación que mejor reprodujera las mediciones. De estas pruebas se concluyen los valores presentados en la tabla 2.

<i>Forward shock</i>		<i>Reverse shock</i>	
$\epsilon_{B,f}$	$10^{-4.3}$	$\epsilon_{B,r}$	0.125
$\epsilon_{e,f}$	10^{-1}	$\epsilon_{e,r}$	0.65
$n(\text{cm}^{-3})$	1		
Γ	600		

Tabla 2: Parámetros ajustados a las observaciones.

Estos parámetros se encuentran dentro de los rangos usuales. Además, con estos valores de los parámetros microfísicos y los valores observados de la tabla 1, se llega a los valores observables presentados en la tabla 3.

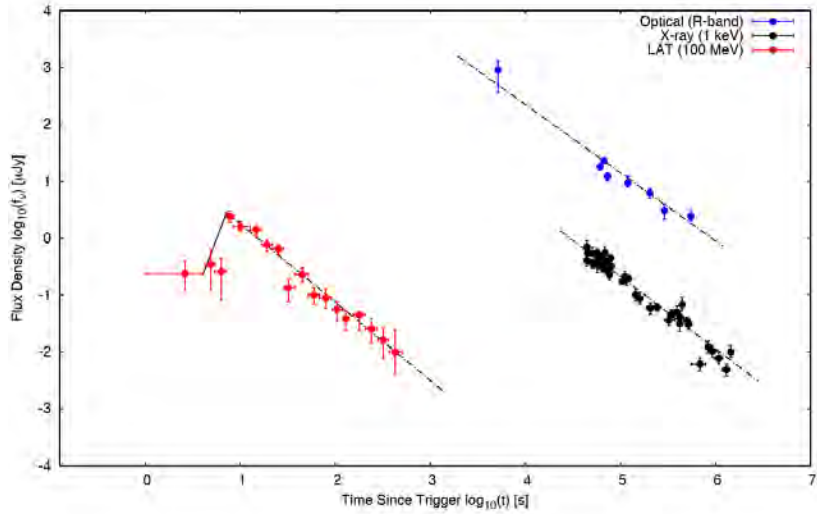


Figura 10: Curvas de luz en gamma, en el rango de 100MeV (rojo), óptico (azul) y X (negro).

Por otro lado, el ajuste logrado demuestra que tomar en cuenta la emisión por sincrotrón del *forward shock* y por IC del *reverse shock* son suficientes para

caracterizar con éxito al GRB 090902B, obteniendo los siguientes valores de χ^2 para cada rango energético: $\chi_{LAT}^2 = 1.6$, $\chi_O^2 = 1.37$ y $\chi_X^2 = 1.43$. De las gráficas obtenidas se deduce que no hubo un *jet break* antes o durante el *afterglow* (~ 6 días) ya que no se observa un decaimiento más pronunciado a lo largo de las mediciones tomadas en cuenta.

<i>Forward shock</i>		<i>Reverse shock</i>	
B_f (G)	2.5	B_r (G)	110.1
Sincrotrón			
$\nu_{m,f}$ (keV)	3.2	$\nu_{m,r}$ (keV)	165.1
$\nu_{c,f}$ (eV)	962.5	$\nu_{c,r}$ (eV)	1.1×10^{-3}
IC			
$\nu_{m,f}^{IC}$ (TeV)	16.3	$\nu_{m,r}^{IC}$ (MeV)	114.3
$\nu_{c,f}^{IC}$ (eV)	18.25×10^3	$\nu_{c,r}^{IC}$ (eV)	0.7×10^{-5}

Tabla 3: Valores observables de acuerdo al modelo para el GRB 09092B.

Los valores obtenidos para estos parámetros permiten inferir una magnetización moderada en el jet. Esto coincide con otros resultados para GRBs con luminosidades similares (Fraija et al. 2017), sugiriendo una conexión entre ambas características.

4. Conclusiones

Se presentó un modelo basado en choques externos para describir la emisión de radiación electromagnética en diversos rangos energéticos, desde óptico hasta rayos gamma, en correspondencia con el modelo de la *fireball* relativista y se confrontó este modelo con las observaciones del GRB 090902B. Para esto se presentaron la forma en que se ha progresado en la observación de dichos fenómenos, las características generales de los GRBs y los mecanismos de emisión.

El índice temporal $\alpha_\gamma \simeq 1.35$ observado en el intervalo $(T_0+1.4, T_0+12.5$ hrs) es mucho más drástico que el observado en la evolución posterior del GRB 090902B, lo cual es un indicio de que la emisión en esta época está influenciada por un *reverse shock*. Asimismo, las observaciones fueron caracterizadas utilizando únicamente la emisión por sincrotrón del *forward shock* y por IC del *reverse shock*. También se descarta que el *jet break* haya sucedido antes o durante el *afterglow* ya que no hay evidencia de que éste suceda durante el rango temporal de las observaciones tomadas en cuenta. Además, este GRB probó ser de los más luminosos en esta época tan temprana al ser comparado con el resto del catálogo de LAT.

Para describir las curvas de luz es importante resaltar los valores de los parámetros microfísicos $\epsilon_{B,r} = 0.125$ y $\epsilon_{e,r} = 0.65$, los cuales sugieren que el jet tiene un campo magnético moderado y tiene una magnetización cercana a uno. Igualmente, esta conclusión está soportada por la relación de valores de campos magnéticos en las regiones de *forward* y *reverse shock* $B_r/B_f \simeq 44$. Lo anterior conduce a pensar que un magnetar es el progenitor más probable. Esto puede apoyar la teoría de colapsares como progenitores de los GRBs largos. Más aún, apoya la teoría de que el vector de Poynting es quien lleva una fracción grande de la energía en flujos moderadamente magnetizados (Fan et al. 2004).

La detección del fotón más energético de 33.4 GeV se puede explicar únicamente a través del mecanismo de emisión de Compton inverso, ya que la emisión de sincrotrón llega sólo hasta 10 GeV. Los valores encontrados en este modelo, como son el factor de Lorentz y los parámetros microfísicos, concuerdan con los encontrados para otros de los destellos más energéticos reportados. Por ejemplo, Mészáros & Rees (2011), Barniol Duran & Kumar (2011) y Ghisellini et al. (2010) reportan valores de los parámetros muy similares.

En este contexto la emisión de fotones de altas energías detectadas por LAT (> 100 MeV), provienen de choques externos, en contraste con modelos de choques internos o de modelos donde la fotósfera esté involucrada, como presentan Mészáros & Rees (2000).

Referencias

- [1] Abdo A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., Atwood, W. B., et al., 2009, *Astrophysical Journal*, 706, 138
- [2] Barniol Duran, R. & Kumar, P., 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 412, 522
- [3] Blandford, R. D. & McKee, C. F., 1976, *Physics of Fluids*, Vol. 19, p. 1130-1138
- [4] Cotter, G. 2012, High Energy Astrophysics
<http://www-astro.physics.ox.ac.uk/garret/teaching/lecture3-2012.pdf>
- [5] Fan, Y. Z., Wei, D. M. & Wang, C. F., 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 424, 477
- [6] Fermi: LAT 4-year Point Source Catalog (3FGL),
https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/4yr_catalog/
- [7] Fraija, N., 2015, *Astrophysical Journal*, 804, 105
- [8] Fraija, N., González, M. M. & Lee, W. H., 2012, *Astrophysical Journal*, 751, 33
- [9] Fraija, N., Lee, W. H., Veres, P. & Barniol, R., 2016, *Astrophysical Journal*, 831, 22
- [10] N. Fraija, P. Veres, B. B. Zhang, R. Barniol Duran, R. L. Becerra, B. Zhang, W. H. Lee, A. M. Watson, C. Ordaz-Salazar & A. Galvan-Gamez, 2017, *Astrophysical Journal*, 848, 1, 15
- [11] Ghisellini, G., Ghirlanda, G., Nava, L. & Celotti, A., 2010, *Royal Astronomical Society*, 403, 926
- [12] Huang Y. F., Dai, Z. G. & Lu, T., 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 316, Issue 4, pp. 943-949
- [13] Kobayashi, S. & Zhang, B., 2007, *Astrophysical Journal*, 655, 973
- [14] Kobayashi, S., Zhang, B., Mészáros, P. & Burrows, D. 2007, *Astrophysical Journal*, 655, 391
- [15] Kumar, P. & Panaitescu, A., 2000, *Astrophysical Journal*, 541, L9
- [16] Kumar, P., Zhang, B., 2014, *Physics Reports*, 561, 1K
- [17] Mészáros, P. & Rees, M. J., 2000, *Astrophysical Journal*, 530, 292
- [18] Mészáros, P & Rees, M. J., 2011 *The Astrophysical Journal Letters*, 733, L40

- [19] Pandey, S. B., Swenson, C. A., Perley, D. A., Guidorzi, C., Wiersema, K., et al., 2010, *Astrophysical Journal*, 714, 799
- [20] Panaitescu, A. & Kumar, P., 2000, *Astrophysical Journal*, 543, 66
- [21] Piran, T., 1999, *Physics Reports*, 314, 575
- [22] Sari, R., Narayan, R., & Piran, T., 1996, *Astrophysical Journal*, 473, 204
- [23] Sari, R. Piran, T., 1995, *Astrophysical Journal*, 455, L143
- [24] Sari, R. Piran, T., 1999, *Astrophysical Journal*, 517, L109
- [25] Sari, R. Piran, T., 1999, *Astrophysical Journal*, 520, 641
- [26] Sari, R., Piran, T. & Halpern, J. P., 1999, *Astrophysical Journal*, 519, L17
- [27] Sari, R., Piran, T. & Narayan, R., 1998, *Astrophysical Journal*, 497, L17
- [28] Vedrenne, G., Atteia, J. *Gamma-Ray Bursts. The brightest explosions in the Universe*. Springer, UK, 2009.
- [29] Veres, P., Mészáros, P., Goldstein, A., N. Fraija, V. Connaughton, E. Burns, R. D. Preece, R. Hamburg, C. A. Wilson-Hodge, M. S. Briggs, D. Kocevski, 2018, ArXiv e-prints, arXiv:1802.07328
- [30] Zhang, B., Kobayashi, S. & Mészáros, P., 2003, *Astrophysical Journal*, 595, 950