



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

Espectro de Sincrotrón proveniente de GRBs

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

ANA PAOLA HERNÁNDEZ GÓNZÁLEZ

Directores de Tesis:

Dr. Nissim Illich Fraija Cabrera
Instituto de Astronomía
Dr. Fabio de Colle
Instituto de Ciencias Nucleares

Ciudad Universitaria, CDMX Septiembre 2020



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.

Índice general

1. Introducción	7
1.1. Destellos de rayos gamma (GRBs)	7
1.2. Características de los <i>GRBs</i>	9
1.2.1. La emisión temprana (<i>prompt emission</i>)	10
1.2.2. La emisión tardía (<i>Afterglow</i>)	10
1.3. La física de los <i>GRBs</i> : dinámica	10
1.3.1. Movimiento relativista de los <i>GRBs</i>	11
1.3.2. Choques relativistas	12
1.3.3. Modelo de la bola de fuego (<i>fireball</i>)	13
1.3.4. Escalas de tiempo en flujos relativistas	14
1.4. La física de los <i>GRBs</i> : procesos radiativos	14
1.4.1. Aceleración de partículas	14
1.4.2. Parámetros microfísicos	16
1.4.3. Modelo de choque de Sincrotrón (<i>synchrotron shock model</i>)	16
2. Marco teórico	19
2.1. Emisión de Sincrotrón	19
2.1.1. Potencia emitida total	19
2.2. Sincrotrón: caso adiabático	21
2.3. Sincrotrón: caso radiativo	23
2.4. Evolución del campo magnético con el tiempo	23
2.5. Modelos teóricos previos de la componente térmica	26
2.5.1. Distribución de Maxwell-Juttner	27
2.6. Sincrotrón: caso térmico	28
3. Resultados	31
3.1. Motivaciones del modelo realizado	31
3.2. Descripción del modelo realizado	32
3.3. Emisión debida a una población no térmica de electrones	32
3.4. Emisión debida a una población térmica de electrones	34
3.5. Ajuste de las observaciones correspondiente a éstos modelos	36
3.5.1. Propiedades del GRB 130427A	37
3.5.2. Ajuste del modelo con las observaciones del GRB 130427A	38
4. Conclusiones	41
A. Código	43
A.1. Funciones iniciales	43
A.2. Componente no térmica y térmica	44
A.3. Componente relativista y flujo	45
A.4. Componente magnética	46
A.5. Programa principal e integral	46

B. Sincrotrón: caso que evoluciona con el tiempo	49
B.1. Evolución de la componente no-térmica con el tiempo	50
C. Evolución del campo magnético con el tiempo	53
D. Evolución de la componente térmica con el tiempo	55
E. Efectos relativistas	57

Resumen

Los destellos de rayos gamma, o *GRBs* por sus siglas en inglés, son destellos intensos de radiación que tienen su pico en la banda de los rayos gamma y ocurren sobre todo el cielo. Existen 2 tipos de *GRBs*: los cortos, que duran menos de 2 segundos, y los largos, que duran más de 2 segundos. Se cree que los *GRBs* cortos se asocian con la fusión de objetos compactos, mientras que los largos se asocian con el colapso del núcleo de estrellas masivas y la formación de un agujero negro.

Los *GRBs* típicamente emiten en el rango entre 10 keV y 20 MeV y se acompañan por una contraparte con frecuencias desde radio hasta rayos X a tiempos más largos. Los *GRBs* poseen una luminosidad isotrópica en el rango de 10^{52} erg s^{-1} a 10^{54} erg s^{-1} , haciéndolos los objetos más brillantes en el cielo.

La emisión inicial de un destello de rayos gamma (*GRB* por sus siglas en inglés) se clasifica de acuerdo con sus 2 etapas principales: la emisión inicial (o *prompt emission*), que es una emisión en rayos gamma (y que incluye muchas veces también emisión en rayos X) que producen los *GRBs* durante su eyección principal, y la emisión tardía (o *afterglow*), que es una emisión que se extiende desde rayos X hasta radio y que puede ser observada hasta años después de que ocurrió la explosión.

La emisión del *GRB* está asociada a la producción de chorros o *jets* altamente relativistas en los cuales se aceleran electrones y se producen intensos campos magnéticos, y por lo tanto se produce radiación de sincrotrón; ésta es una componente muy importante tanto de la *prompt emission* como del *afterglow*. Cuando ocurre una explosión de *GRB*, se produce una bola de fuego o *fireball* en expansión que apunta hacia el observador pero que se encuentra escondido de éste hasta que la densidad de la radiación en este flujo relativista es lo suficientemente baja como para que la radiación pueda escapar.

Entre las observaciones que se han realizado, se ha encontrado que existen por lo menos dos componentes: una componente no térmica que es consistente con la emisión de sincrotrón de los electrones acelerados en el *jet*; y una componente quasi térmica típicamente interpretada como emisión de cuerpo negro proveniente de la fotosfera del *jet*. Se supone que esta emisión fotosférica se libera cuando el *fireball* se vuelve ópticamente delgado, de tal forma que el observador puede ver una mezcla de la emisión térmica y no térmica con diferentes características temporales que, vistas juntas, pueden probar el desarrollo y estructura del *jet* del *fireball*.

En el modelo más popular de los *GRBs*, tanto de larga como de corta duración, se propone que la emisión de rayos gamma de la *prompt emission* es el resultado de la disipación de la energía cinética en el *fireball* que se expande de forma relativista a través de choques internos múltiples, y se cree que estos choques aceleran de manera difusiva una fracción de los electrones de las distribuciones del flujo térmico hacia energías más altas. Usualmente, solo las partículas en la cola exponencial de la distribución Maxwelliana se encuentran disponibles para la aceleración, por lo que, para choques relativistas, el resultado esperado es que la distribución de partículas consista de una distribución Maxwelliana con una cola de ley de potencia a altas energías. De acuerdo con este escenario, la emisión radiativa debe consistir de dos componentes: fotones quasi térmicos y fotones no térmicos provenientes de electrones que giran a lo largo de líneas de campo magnético en las regiones ópticamente delgadas del *jet*. Además, no es clara cual es la estructura del campo magnético amplificado por los procesos de aceleración de partículas. Los modelos existentes asumen por simplicidad que el campo magnético es uniforme en la región post-choque.

En la literatura existente se ha considerado la contribución a la emisión de sincrotrón debida a la población térmica y el efecto de la presencia de un campo magnético no homogéneo en la región de emisión solo en unos cuantos casos particulares. Recientemente, se ha propuesto que la peculiar emisión observada en los destellos de rayos gamma (que presenta una subida a baja frecuencias inconsistente con modelos sencillos de sincrotrón) es debida a la presencia de campos magnéticos no homogéneos en la región emisora.

En esta tesis se realizó un código numérico para calcular el espectro de sincrotrón tanto de una población de electrones no térmicos como de una población de electrones térmicos. Al código se le agregó un campo magnético (*MF* por sus siglas en inglés) con tres componentes diferentes: un *MF* constante, un *MF* de ley de potencia y un *MF*

con decaimiento exponencial. Además de considerar la emisión de electrones térmicos calientes (es decir, electrones térmicos calentados a temperaturas del orden de la temperatura post-choque del fluido), en este trabajo se considera también la componente de electrones fríos (con temperaturas mucho menores que la temperatura del fluido post-choque).

Los cálculos presentados en esta tesis muestran que una población térmica caliente produce un pico en rayos gamma que es despreciable respecto a la emisión no térmica cuando el campo magnético es uniforme. Por otro lado, en el caso de campos magnéticos que decaen en la región post-choque, el pico es claramente identificable y puede explicar varios de los picos observados en *GRBs* e interpretado comúnmente como emisión fotosférica.

Además, reprodujimos las observaciones de la componente en óptico del GRB 130427A a través de un espectro de sincrotrón producido por una población de electrones no térmicos + térmicos y un campo magnético que decae de forma exponencial. Este ajuste se pudo lograr a condición de que solamente el 0.5% de las partículas sean no térmicas, esto es, el proceso de aceleración de partículas debe ser ineficiente para poder explicar la componente de emisión temprana en óptico observada en varios *GRBs* como emisión de una población de electrones térmicos. En el ajuste, se encontró que los electrones térmicos tienen temperaturas del orden de $\gamma_{th} = 3$, esto es, el factor de gamma térmico debe ser pequeño para ajustarse con el valor de la componente en óptico de los electrones térmicos.

En fin, se han reproducido los resultados de autores previos que han mostrado que campos magnéticos que decaen en la región post-choque pueden dar un espectro mas duro a bajas frecuencias (mas consistente con las observaciones de los *GRBs*). Se muestra en esta tesis que estos resultados son consistentes con las observaciones si y solo si el campo magnético decae en una posición específica de la región post-choque, es decir cuando la frecuencia de enfriamiento ν_c es justo igual a la frecuencia mínima de los electrones ν_m . Esto corresponde a un *fine-tuning* que no tiene un origen físico claro.

Capítulo 1

Introducción

En este capítulo se detallan las propiedades más importantes de los destellos de rayos gamma (*gamma ray bursts*) o *GRBs*, por sus siglas en inglés. Este capítulo se compone de tres partes: en la primera parte se da una introducción sobre los *GRBs*, incluyendo su historia, tipos de *GRBs*, la forma de su espectro y partes que componen a un *GRB*; en la segunda parte se describen las características más importantes de los *GRBs* como sus progenitores, sus propiedades especiales, características físicas del espectro y relación con las Supernovas (*SNe*, por sus siglas en inglés) y finalmente, en la tercera parte se hace una descripción detallada sobre los procesos físicos detrás de los *GRBs*, desde el modelo de *fireball*, el modelo estándar, los choques internos (*IS* por sus siglas en inglés) y choques externos (*ES* por sus siglas en inglés), el movimiento relativista, los parámetros microfísicos que los caracterizan y una descripción simple de la *prompt emission* y el *fireball*, así como del modelo de choque de sincrotrón y la conocida “línea de la muerte” de los *GRBs*.

1.1. Destellos de rayos gamma (GRBs)

Los *GRBs* fueron descubiertos en 1967 por los satélites Vela y se publicó su descubrimiento en 1973 [others, 1973]. Desde entonces, se han detectado más de 5000 *GRBs*. Estos son destellos rápidos e intensos de radiación que tienen su pico en la banda de rayos gamma y que ocurren a una tasa promedio de un evento por día sobre todo el cielo (distribuidos de forma isotrópica) a distancias cosmológicas. La emisión temprana (*prompt emission*) de altas energías (Figura 1.1) es seguida por una emisión tardía (*afterglow*) que se extiende desde rayos X hasta radio frecuencias y que puede ser observada hasta años después de que ocurre el evento [D’Avanzo, 2015].

Los *GRBs* emiten típicamente en el rango entre 10 keV y 20 MeV y se acompañan en muchos casos por una contraparte óptica y una señal de rayos X a tiempos más largos [Janiuk, 2018]. El flujo observado total varía desde 10^{-7} erg s⁻¹ cm⁻² hasta 10^{-4} erg s⁻¹ cm⁻², lo que corresponde a una luminosidad isotrópica de $10^{53} - 10^{54}$ erg s⁻¹, haciéndolos los objetos mas luminosos en el cielo. Debido a que su emisión no es isotrópica, sino que está colimada en un haz, su luminosidad es 2-3 ordenes de magnitud menor, su energía es comparable con la de una Supernova (*SN*) [Piran, 2004].

Desde su descubrimiento, revelar el origen de los *GRBs* ha sido una tarea importante de la astrofísica contemporánea. Mientras que en los años 80’s los posibles modelos propuestos fueron más de 100, en los últimos 20 años la lista de posibles progenitores se ha hecho mucho menor. El cambio en nuestro entendimiento de los *GRBs* surge del descubrimiento de la emisión de *afterglow* en 1997 [others, 1997]. Estos *afterglows* apuntaban precisamente hacia los *GRBs* en el cielo, permitiendo que se asegurara su origen cosmológico a través de observaciones de sus galaxias huéspedes. Ahora es claro que los *GRBs* son explosiones a distancias cosmológicas, con corrimientos al rojo (*redshifts*) que van desde $z = 0.0085$ (35 Mpc) hasta $z > 8$, posiblemente hasta $z > 9$ [Levan, 2016].

Se hizo aparente durante los primeros años de observación de los *GRBs* que la distribución de las duraciones no correspondía a una sola población suave, ya que consistía de al menos dos picos. Esta distribución, medida en detalle por las observaciones del experimento de fuentes de estallidos y transientes (el “Burst and Transient Source Experiment”, *BATSE* por sus siglas en inglés) a bordo del observatorio Compton de rayos gamma (“Compton Gamma-Ray Observatory”, *CGRO* por sus siglas en inglés) en la década de 1990, llevó a la identificación de dos tipos de *GRB*: de duración corta y larga. Para describir las diferentes duraciones de un evento, se ha definido al T_{90} , que es el tiempo sobre el cual se registra el 90% de la energía total liberada en rayos gamma [Levan, 2016]. Entonces, la distribución de las duraciones de los *GRBs* observados por el instrumento *BATSE* es bimodal, con picos en $T_{90} \sim 0.2$ s y $T_{90} \sim 20$

s y un límite en $T_{90} \sim 2$ s [D’Avanzo, 2015]. A pesar de que observaciones subsecuentes han identificado sub clases adicionales a bajas luminosidades o de ultra larga duración, se ha confirmado que los *GRBs* cortos y largos son los que componen la gran mayoría de la población de *GRBs* observados y cuyo origen es investigado de forma más intensa [Levan, 2016].

Estas dos clases de *GRBs*, los largos ($T_{90} \gtrsim 2$ s) y cortos ($T_{90} \lesssim 2$ s) muestran evidencias sustanciales de que se dan a través de diferentes orígenes. Los *GRBs* largos, o al menos una fracción significativa de los eventos cercanos (con redshift $z \leq 1$) para la cual ha sido posible buscar por la presencia de una supernova (*SN*), se asocian con las explosiones de colapso del núcleo de estrellas masivas [D’Avanzo, 2015].

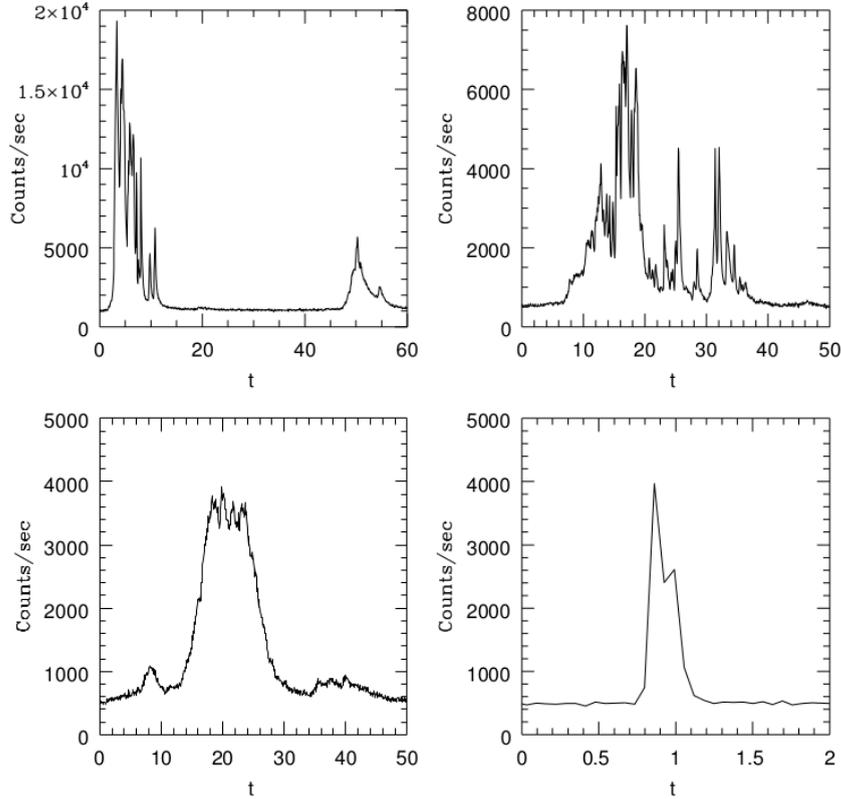


Figura 1.1: Número total de conteos vs. tiempo para varios destellos del catálogo de *BATSE*. Se puede observar la gran diversidad de la estructura temporal. Tomado de Piran [1999].

Desde 2005, con el lanzamiento del satélite espacial *Swift*, el descubrimiento del *afterglow* de los *GRBs* cortos y la identificación de sus galaxias huésped hizo posible estudiar sus distancias, escalas de energía y su medio ambiente [D’Avanzo, 2015].

Se sabe que los *GRBs* cortos son típicamente menos energéticos (su energía isotrópica E_{iso} es del orden de $10^{51} - 10^{53}$ erg) que los *GRBs* largos. Siendo menos luminosos, se detectan a un menor *redshift*, sus *afterglows* tienden a ser significativamente más débiles en promedio que los de los *GRBs* largos y ocurren tanto en galaxias tipo temprano como tardío con tasas de formación estelar bajas, por lo que están asociados con poblaciones estelares viejas [D’Avanzo, 2015].

Como se mencionó anteriormente, se cree que ambos tipos de *GRBs* tienen orígenes diferentes debido a la falta de detección en los *GRBs* cortos de una *SN* asociada en las curvas de luz de los *afterglows* ópticos hasta límites de magnitudes muy bajas. Además, los *GRBs* cortos y largos muestran distintas correlaciones, con una de ellas siendo la correlación $E_{\text{peak}} - E_{\text{iso}}$, la cual es una relación entre la energía del pico espectral en el marco de referencia en reposo E_{peak} y la energía isotrópica E_{iso} [D’Avanzo, 2015].

Modelos y observaciones recientes de los *GRBs* cortos sugieren que están asociados con la fusión de objetos compactos, como los sistemas de dos estrellas de neutrones (*NS* por sus siglas en inglés) o una *NS* y un hoyo negro (*BH* por sus siglas en inglés). Las evidencias directas de esto se han dado en los últimos años a través de las detecciones de *kilonovas*, por ejemplo, a través del *GRB* 130603B [D’Avanzo, 2015]. El descubrimiento reciente de la fusión de estrellas de neutrones (*NS - NS*) en la observación de ondas gravitacionales GW170817 hecha por el observatorio

de ondas gravitacionales de interferometría laser (*LIGO* por sus siglas en inglés) y la detección del GRB 170817A asociado dio una prueba clara por primera vez de que la fusión de *NS - NS* es el progenitor de los *GRBs* cortos [Janiuk, 2018].

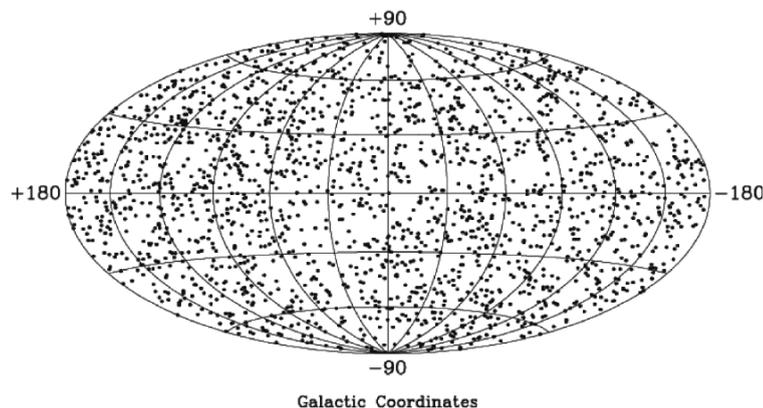


Figura 1.2: Distribución angular isotrópica de 2704 *GRBs* de *BATSE* en el cielo. Tomado de Cheng [2004]

1.2. Características de los *GRBs*

Las propiedades observadas y energéticas de los *GRBs* han probado que en sus núcleos hay una explosión cósmica de un enorme poder, que está definitivamente conectada con el nacimiento de objetos compactos. El *BH* recién nacido acreta una enorme cantidad de materia en un tiempo muy corto. Este proceso está acompañado por un proceso de eyección de flujos muy rápidos que se expanden en el medio interestelar con una velocidad cercana a la de la luz [Janiuk, 2018].

En general, se cree que todos los *GRBs* son alimentados por un disco de acreción grueso o por la rotación rápida de un objeto compacto. Para los *GRBs* largos, la rotación de la estrella progenitora es una propiedad clave para soportar la acreción sobre periodos relativamente largos de actividad, y también para sostener la rotación del *BH* en sí. La rotación rápida de un objeto compacto es responsable de la eyección de los *jets* relativistas, los cuales son alimentados por la extracción de la energía rotacional del *BH* e impulsados desde el disco por los campos magnéticos. En el caso de los *GRBs* cortos, hay mecanismos similares de alimentación de la eyección del *jet* [Janiuk, 2018].

Se espera que una fracción significativa de la aceleración del *jet* ocurra justo después de que el *jet* sale de la estrella (es decir, una vez que el *jet* se propaga en un medio mucho menos denso). La dinámica del capullo (*cocoon*) caliente formado durante la propagación del *jet* a través de la estrella progenitora y la interacción del flujo chocado con el material que lo rodea son cruciales para la colimación y la dinámica del *jet* (Janiuk 2018).

Una de las características más importantes que se han descubierto en relación a los *GRBs* es el incremento en el flujo en óptico días después de la emisión temprana en las curvas de luz de varios de éstos eventos; estos incrementos involucran tanto un abrigamiento (o aplanamiento) del *afterglow* como la transición a un espectro mucho más rojo, y se han interpretado generalmente como una *SN* subyacente (del tipo Ic), lo que significa que las *SNe* pueden acompañar a todos los *GRBs* largos (esto es también debido a la asociación de los *GRBs* con las regiones de formación estelar y que éstas siguen la tasa de formación estelar). Al analizar e interpretar el espectro óptico, se encontró evidencia adicional para la relación con la *SN* [Piran, 2004]. Otra característica primordial es que la distribución angular de los *GRBs* es altamente isotrópica, lo que indica que éstos no están asociados con nuestra Galaxia o con la estructura 'local' del universo cercano. De forma estadística, esta distribución favorece a los *GRBs* a distancias cosmológicas con una distribución espacial isotrópica (Figura 1.2) [Cheng, 2004] [Piran, 2004].

Otra característica importante es la observación de *GRBs* en los que no se detecta el *afterglow* óptico, conocidos como *GRBs* oscuros, o *Dark GRBs*. Solo $\sim 50\%$ de los *GRBs* bien localizados presentan emisión óptica (*OTs* por sus siglas en inglés) después de la *prompt emission* de rayos gamma, mientras que las contrapartes de rayos X se presentan en el 90% de los casos. Es posible que la explicación de esto sea que las observaciones tardías y débiles no puedan detectar los *OTs*, pero se cree que los *GRBs* sin detección de *OT* tienen en promedio una contraparte óptica más débil, por lo que parecen ser una clase diferente de objetos, aunque aún no se sabe cuál es su naturaleza. Vale la pena mencionar que, gracias al análisis de las líneas de absorción que corresponden a la trayectoria de la fuente (en

este caso, la zona del *GRB* observado) a la Tierra, se puede ver que las mayores líneas de absorción del redshift están asociadas con la galaxia huésped, dando una medida del redshift de los *GRBs* [Piran, 2004].

1.2.1. La emisión temprana (*prompt emission*)

Las observaciones que se realizan de los *GRBs* se hacen en rayos gamma (*gamma prompt emission*) y emisión de menor energía que ocurre simultáneamente con ellos; esto incluye emisión de rayos X (*X-ray prompt emission*) que acompaña generalmente a la emisión de rayos gamma como una cola de baja energía vista como un flash de rayos X (conocida también como *XRFs* por sus siglas en inglés), los cuales poseen una estructura temporal parecida a la de los *GRBs*, pero energías típicas menores. A pesar de esto, algunas veces solo se observa la emisión de rayos X del *GRB* [Piran, 2004].

El espectro de la *prompt emission* es no térmico: sus propiedades espectrales se pueden típicamente describir bien por el ajuste empírico de Band [1993], que se considera el mejor ajuste para estos. El flujo de energía tiene un pico a unos cientos de keV, y en muchos destellos, hay una cola de alta energía que se extiende hasta los GeV (Figura 1.3). Si se toman dos leyes de potencia unidas suavemente a una energía de quiebre, se tiene que

$$N(E)dE = N_0 \begin{cases} AE^\alpha \exp(-E/E_0) & E < E_0 \\ BE^\beta & E > E_0 \end{cases}, \quad (1.1)$$

donde $\alpha = -1$, $\beta = -2 \sim -3$ y $E_0 = 0.1$ MeV. Los flujos de rayos γ son típicamente de $(0.1 - 10) \times 10^{-6}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [Piran, 2004].

1.2.2. La emisión tardía (*Afterglow*)

Alrededor del 50% de los *GRBs* bien localizados muestran *afterglows* en óptico e infrarrojo (*IR*), y el *afterglow* en óptico típico es de ~ 19.5 mag 1000 segundos después del estallido [Swan, 2007]. La señal decae inicialmente como una ley de potencia en un tiempo de $t^{-\alpha}$, con un valor típico de $\alpha \approx 1.2$ y una frecuencia de ley de potencia como $\nu^{-\beta}$ [Piran, 2004].

El *afterglow* de rayos X es la primera señal, pero es la más corta. De hecho, parece que comienza mientras sigue el estallido del *GRB*. Su curva de luz aún se puede observar varias horas después del estallido y puede extrapolarse a las últimas partes de la *prompt emission* [Piran, 2004]. Además, los flujos de los *afterglows* de rayos X tienen una dependencia de ley de potencia con la frecuencia de la forma $F_\nu(t) \propto \nu^{-\beta} t^{-\alpha}$, con $\alpha \sim 1.4$ y $\beta \sim 0.9$ (Figura 1.4) [Cheng, 2004].

Se ha encontrado que no hay correlación directa entre los flujos de rayos gamma y el flujo del *afterglow* en rayos X (u óptico). La extrapolación del flujo del *afterglow* de rayos X generalmente no se ajusta con los flujos de rayos gamma, pero sí se ajusta a la señal final de la emisión temprana de rayos X, lo cual puede confirmar las predicciones hechas por el escenario de los choques *IS - ES*; esta transición se ha encontrado en varios *GRBs* a diferentes longitudes de onda [Cheng, 2004].

También hay presencia de *afterglows* en radio, que son detectados en $\sim 50\%$ de los destellos bien localizados. La mayoría de las observaciones se realizan entre 1 y 10 GHz, y sus flujos pico se encuentran en 2 mJy. Como la localización está basada en el *afterglow* de rayos X (y ya que prácticamente todos los destellos tienen *afterglows* de rayos X), casi todos estos destellos fueron detectados en rayos X. $\sim 80\%$ de los *afterglows* de radio también tienen *afterglows* ópticos, y los demás son ópticamente oscuros; de manera similar, $\sim 80\%$ de los *afterglows* ópticos también tienen una componente en radio. En algunos casos, el *afterglow* en radio se detecta suficientemente rápido como para indicar emisión del choque reverso y una transición desde el choque reverso hasta el choque hacia adelante.

1.3. La física de los *GRBs*: dinámica

Los descubrimientos observacionales descritos anteriormente han llevado al desarrollo del *modelo estándar* de los *GRBs*, que describe las propiedades principales de éstos. Originalmente se consideró una *bola de fuego* (*fireball*) Rees [1994] “sencillo” para describir la emisión observada en el *GRB*, pero al ser éste incapaz de describir la emisión no térmica (aún con una expansión relativista), se tuvo que considerar choques asociados con el *fireball* (*IS* y *ES*), con lo que se dio paso al *modelo estándar* de los *GRBs*.

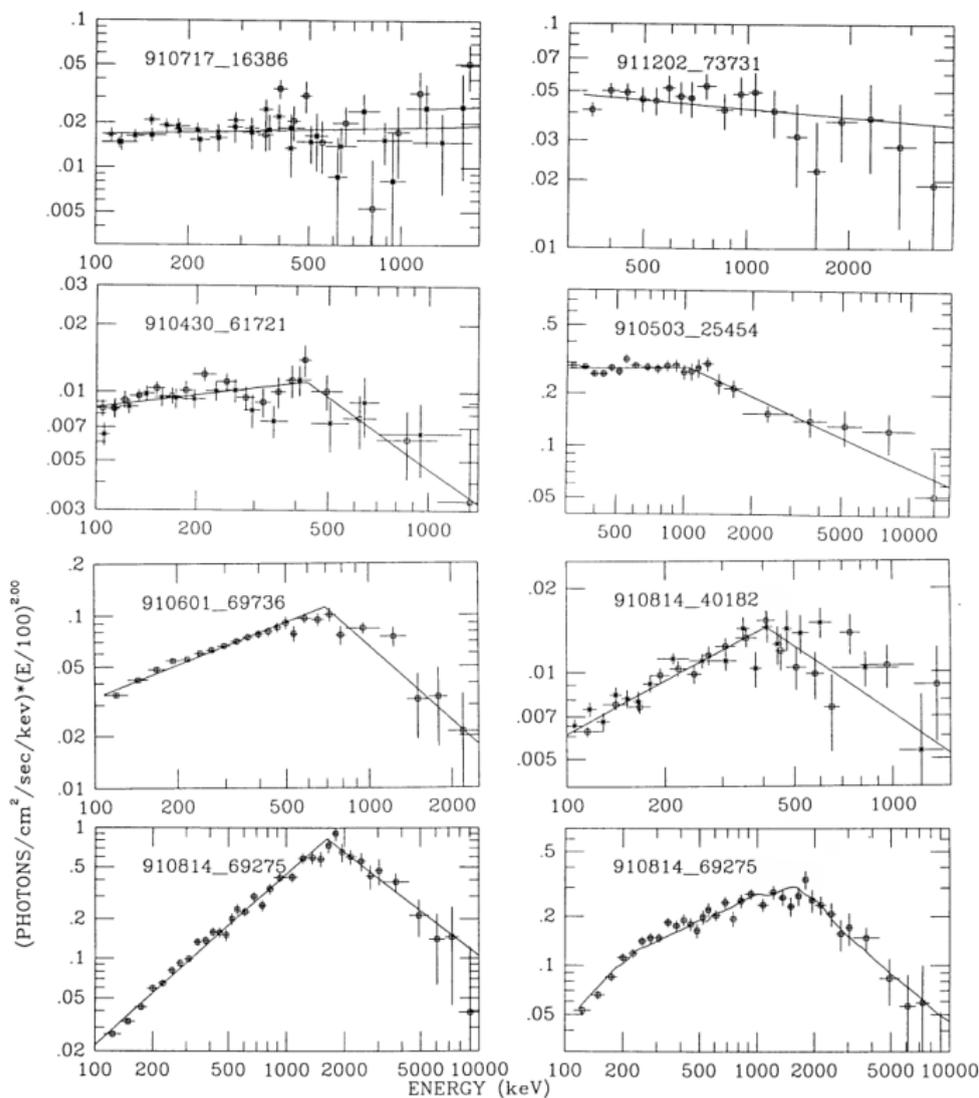


Figura 1.3: Ejemplo del espectro de algunos *GRBs*. Cada panel describe un estallido sencillo junto con un modelo de espectro fotónico. Este es un ejemplo del espectro de la *prompt emission*. Tomado de Schaefer [1992]

A partir de esto, se ha podido deducir que los fotones observados en los *GRBs* se producen por emisiones de sincrotrón y/o sincrotrón + Compton inverso, y se cree que tanto la *prompt emission* como el *afterglow* se deben a la disipación de la energía cinética del flujo relativista que puede ocurrir en los *IS* o en los *ES* [Vedrenne, 2009].

1.3.1. Movimiento relativista de los *GRBs*

Como los *GRBs* se producen a distancias cosmológicas, sus flujos implican grandes energías, las cuales pueden llegar a ser de hasta 10^{54} erg si su emisión es isotrópica. Se asume que las variaciones más rápidas medidas en una fuente astronómica tienen un tamaño $R < c\Delta t$ (donde Δt la variación más rápida de la luminosidad de la fuente), debido a que todas las fluctuaciones menores que el tiempo de cruce de la luz a través de la fuente serán empañadas por los retrasos en la propagación dentro de la fuente. Esta restricción se vuelve muy significativa para *GRBs* cosmológicos con variabilidad de milisegundos. En ausencia de efectos relativistas, esto implica regiones típicas de emisión de varios cientos de kilómetros, en las cuales se deben liberar energías de 10^{51} erg en unos cuantos segundos. Estas grandes cantidades de energía dentro de un volumen tan pequeño implican la formación de una bola de fuego (*fireball*) de e^- , e^+ y rayos gamma. A esto se le conoce como el *modelo de la bola de fuego (fireball)*, propuesto por Cavallo [1978]. Esta fuente es extremadamente opaca a la creación de pares, y no puede emitir radiación no térmica (contrariamente

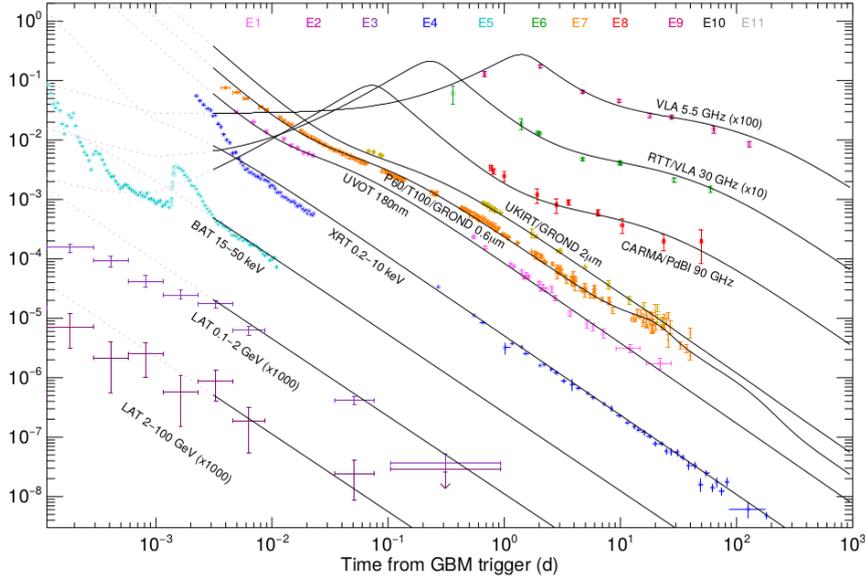


Figura 1.4: Curvas de luz observadas y analíticas del *afterglow* del GRB 130427A a frecuencias específicas: radio, milimétrico, infrarrojo cercano (*NIR* por sus siglas en inglés), óptico, UV, rayos X, rayos X suaves, rayos gamma extremos, mientras que el modelo se encuentra en las líneas negras. Tomado de Perley [2014].

a lo que se observa). Una solución a este problema es que la fuente se expanda con velocidades relativistas, lo cual modifica su radiación: los fotones observados están corridos al azul (un fotón de rayos X en un *fireball* se convierte en un fotón de rayos gamma en el marco de referencia del observador), mientras que las escalas de tiempo observadas se reducen [Vedrenne, 2009].

La expansión relativista provee una manera muy eficiente de reducir la tasa de la creación de pares: en el marco de referencia de la fuente en movimiento, los fotones son más suaves por un factor Γ (el factor de Lorentz del flujo relativista), ya que vienen de una región cuyo tamaño típico es $\Gamma^2 c \Delta t$ (en vez de $c \Delta t$ para una fuente estacionaria), por lo que la densidad de fotones se reduce de forma considerable [Vedrenne, 2009]. Factores de Lorentz de ≈ 100 -1000 son necesarios para que la fuente sea ópticamente delgada y pueda emitir la radiación no-térmica observada.

1.3.2. Choques relativistas

En la fase inicial del *fireball*, el cascarón relativista se desliza a un factor de Lorentz constante $\Gamma = \Gamma_{max} = \eta$. El choque se propaga en el medio interestelar (*ISM* por sus siglas en inglés) y detrás del choque, éste es calentado [Vedrenne, 2009].

Los choques también pueden ocurrir dentro de la eyección relativista cuando los cascarones con diferentes factores de Lorentz se mezclan: estos choques son no colisionales debido a que las densidades son tan bajas que el camino libre medio de las partículas para colisiones es mayor que el tamaño típico del sistema, pero los campos magnéticos ordenados o las ondas de plasma presentes en la región del choque son capaces de redistribuir la energía entre las partículas. Así, los choques se caracterizan por saltos bruscos en los parámetros físicos y la conservación de masa, energía y momento determinan las condiciones de salto de Hugoniot a través de choques relativistas.

Blandford [1976] encontraron una solución auto similar que describe una onda de choque adiabática ultra relativista en el límite $\Gamma \gg 1$; esta solución es el análogo relativista de la solución newtoniana de Sedov-Taylor. Además, describieron una generalización para diferentes densidades del medio ambiente de la forma $\rho = \rho_0 (r/R_0)^{-k}$, con R la distancia desde el centro de la explosión; el caso relevante se consideró al tomar $k = 2$, como se espera en el caso de un viento proveniente de un progenitor previo a la explosión de un *GRB*. Se considera a Γ el factor de Lorentz justo detrás del choque y Γ_{sh} el factor de Lorentz del frente de choque medido en el marco de referencia en reposo del flujo no chocado, con lo que $\Gamma_{sh}^2 = 2\Gamma^2$. A través de un choque relativista, la materia se comprime por un factor Γ , con lo que la densidad de energía interna detrás del choque es del orden de $\Gamma^2 n_1 m_p c^2 = \Gamma^2 \rho_{ext} c^2$.

En el marco de referencia en reposo del choque, la energía térmica es del mismo orden que la energía cinética, con lo que se puede decir que el choque convierte la energía cinética ordenada en una energía cinética aleatoria [Vedrenne, 2009].

Se pueden derivar condiciones de salto similares para los campos magnéticos a través del choque. Si un campo magnético paralelo se comprime y amplifica por un factor Γ , entonces el campo magnético en la región detrás del choque está altamente amplificado, por lo que éstas son las condiciones ideales para que la radiación de sincrotrón radie en rayos gamma [Vedrenne, 2009].

1.3.3. Modelo de la bola de fuego (*fireball*)

Los *fireballs* son objetos dinámicos cuyas propiedades evolucionan rápidamente con el tiempo y pueden estar caracterizados por su energía inicial E_0 . La energía media por barión η en el *fireball* inicial es $\eta = E_0/M_0c^2 \gg 1$, donde M_0 representa la masa bariónica. Inicialmente, el radio del *fireball* es R_{in} , y dentro de éste, las partículas tienen un factor de Lorentz $\Gamma \gtrsim 1$ [Vedrenne, 2009].

Al ser el espesor óptico inicial extremadamente grande, la expansión radial es consecuencia de una luminosidad mayor que el límite de Eddington y la energía interna solo puede convertirse en energía cinética, con lo que comienza una fase de aceleración. El factor de Lorentz del gas en expansión aumenta linealmente con R hasta que se satura en un valor $\Gamma_{max} \sim \eta \sim E_0/M_0c^2$ en $R_{sat} = \eta R_{in}$. Durante esta fase, la energía térmica del *fireball* se transforma de forma adiabática en energía de movimiento. A distancias mayores que R_{sat} , el cascaron se desliza a $\Gamma = \Gamma_{max}$ constante. Generalmente, la desaceleración de la eyección, debido a la interacción con el medio circundante, ocurre después de que el factor de Lorentz Γ se satura, y el radio de desaceleración R_d es mayor que R_{sat} [Vedrenne, 2009].

El *fireball* que se expande de forma relativista inicialmente tiene pares e^\pm en equilibrio que dominan la opacidad, provocando un espesor óptico grande. Los pares en la expansión entran en equilibrio y se recombinan debajo de una temperatura en el sistema co-móvil $T' \sim 17$ keV. Estos *fireballs* presentan dos dificultades principales para explicar los *GRBs*:

- La radiación emitida es casi térmica, produciendo un espectro térmico en vez del espectro no térmico de ley de potencia observado en los *GRBs*.
- Las escalas de tiempo típicas sobre las cuales los fotones escapan son comparables con las escalas de tiempos sobre las cuales el flujo se vuelve ópticamente delgado. Esto es demasiado corto con respecto a la duración de casi todos los *GRBs*.

Para evitar estos problemas, Rees [1994] introdujeron una nueva versión del *fireball*: el modelo de choque con *IS* y *ES*. Éste modelo sugiere que, añadiendo un poco de contaminación bariónica en el *fireball*, se pueden resolver los problemas mencionados anteriormente que presentaba el modelo de *fireball* original [Vedrenne, 2009].

Este modelo está basado en la suposición de que los flujos relativistas generan choques, y si estos choques ocurren después de que el *fireball* se hizo ópticamente delgado, reconverirán la energía cinética del flujo en energía interna de partículas no térmicas y radiación. Entonces, estas partículas radiarán a través de la emisión de sincrotrón o emisiones combinadas de sincrotrón y Compton Inverso para producir el espectro de los rayos gamma observados (Figura 1.5).

Los choques se definen entonces como:

- **ES.** Son los choques del *fireball* en el medio externo que rodea a la fuente. Estos choques explican muy bien la radiación multibanda del *afterglow*. De hecho, el modelo de *ES* anticipó la presencia de *afterglows*. Los *ES* generan un choque reverso (*Reverse shock*) que cruza la eyección.
- **IS.** Estos choques se usan para explicar la variabilidad rápida de la emisión de rayos gamma de la *prompt emission*. Ocurren dentro de la eyección que se mueve rápidamente, cuando el flujo del motor central que cambia con el tiempo produce cascarones sucesivos que son eyectados con diferentes factores de Lorentz. Aparecen múltiples choques cuando los cascarones más rápidos alcanzan a los lentos [Vedrenne, 2009].

En el choque externo, el flujo interactúa con el medio externo, mientras que en el choque interno, el flujo interactúa consigo mismo. Esto produce una diferencia importante, debido a que los *ES* son altamente relativistas, mientras que los *IS* son solo medianamente relativistas. Los *IS* deben aparecer después del radio fotosférico R_{ph} para permitir que la mayor parte de la energía salga como radiación no térmica. Esta condición tiene consecuencias para el rango de los valores permitidos de η , que deben estar típicamente entre los cientos y miles [Vedrenne, 2009].

Este modelo de *IS* y *ES* no depende de la naturaleza de la fuente central. Es irrelevante si la fuente de energía inicial se debe a la fusión de objetos compactos o es debida a un *collapsar* producida por la explosión de una estrella masiva [Vedrenne, 2009].

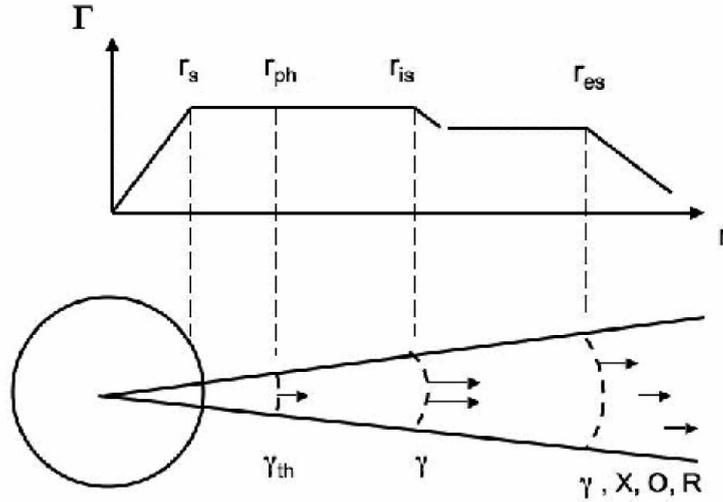


Figura 1.5: Comportamiento esquemático del factor de Lorentz Γ en las diferentes regiones que se pueden identificar en el modelo estándar. R_s es la distancia que define el final de la fase de aceleración, durante la cual el factor de Lorentz Γ aumenta linealmente con R . R_{ph} caracteriza el radio fotosférico. R_{is} y R_{es} se usan para definir el inicio de las fases de choques interno y externo. La emisión de rayos γ de la *prompt emission* se produce por *IS* a una distancia típica R_{is} . Después de R_{es} , Γ decrece; R_{es} define el radio de desaceleración R_{des} , que indica el inicio del *afterglow*. La dependencia de Γ contra R en su fase decreciente es $\Gamma \propto R^{-3/2}$ en el caso adiabático y $\Gamma \propto R^{-3}$ en el caso radiativo, asumiendo un medio con densidad uniforme. Los valores típicos de los diferentes radios se pueden ver en escala, así como las radiaciones típicas producidas en las diferentes regiones. La producción de rayos γ térmicos en la fotosfera se indica como γ_{th} , mientras γ indica los rayos gamma producidos por *IS*. γ, X, O y R caracterizan la emisión del *afterglow* por *ES* comenzando en R_{es} . Tomado de Mészáros [2006]

1.3.4. Escalas de tiempo en flujos relativistas

- Escala de tiempo radial.** La fuente en el fireball se mueve de forma relativista con una velocidad v definida por $\beta = v/c = (1 - 1/\Gamma^2)^{1/2}$, con Γ el factor de Lorentz del flujo expandiéndose de forma relativista relativo al marco de referencia del laboratorio. Consideramos dos fotones emitidos por el mismo electrón a radios R_1 y R_2 sobre el eje del *jet*, por lo que el primer fotón emitido a R_1 alcanzará al observador antes del segundo fotón emitido a R_2 con una diferencia de tiempo $\delta t = [(R_2 - R_1)/v - (R_2 - R_1)/c]$. Entonces, para $\Gamma \gg 1$, $\Delta T \approx (R_2 - R_1)/2c\Gamma^2$ o $\Delta T \approx \Delta R/2c\Gamma^2$. Bajo estas condiciones, se introduce la *escala de tiempo característica del observador*, definida por $T_R \sim R/2c\Gamma^2$; esta relación se modifica si la velocidad de expansión no es constante, caso importante durante la fase de *afterglow* (Figura 1.6) [Vedrenne, 2009].
- Escala de tiempo angular.** La emisión sobre la línea de visión del observador llegará antes que la emisión de las partes del cascarón que se mueven a un ángulo θ relativa a ésta, lo que se conoce como el *tiempo angular*. La diferencia de tiempo es $T_{ang} \sim R/c(1 - \cos \theta)$, pero se sabe que la emisión visible dentro de un cono con un ángulo de apertura es $\theta = 1/\Gamma$, que es muy pequeño si Γ es grande; entonces, $T_{ang} \sim (R/c)(\theta^2/2) = R/2c\Gamma^2$. Podemos ver que el tiempo radial es igual al tiempo angular, por lo que para un observador cerca de la línea de visión, las diferencias de tiempo T_R y T_{ang} están caracterizadas por $T \propto R/2c\Gamma^2$ (Figura 1.7) [Vedrenne, 2009].

1.4. La física de los GRBs: procesos radiativos

1.4.1. Aceleración de partículas

El modelo común para explicar la aceleración de partículas del choque es el modelo de aceleración de choque difusivo (*DSA* por sus siglas en inglés), derivado del proceso de aceleración de Fermi, donde las partículas son aceleradas cada vez que cruzan el choque. Las irregularidades magnéticas (ondas de Alfvén) confinan a las partículas durante algún tiempo cerca del choque. La formación de un espectro de ley de potencia es el resultado de la competencia entre la ganancia de energía por cada ciclo de cruce de choque (del flujo no chocado al flujo chocado) y de la probabilidad de escape del choque por cada ciclo de cruce P_{esc} . En el contexto de la aceleración de los rayos cósmicos galácticos, el *DSA* es el mecanismo propuesto para producir partículas energéticas cerca de los plasmas magnetizados en choques fuertes [Vedrenne, 2009].

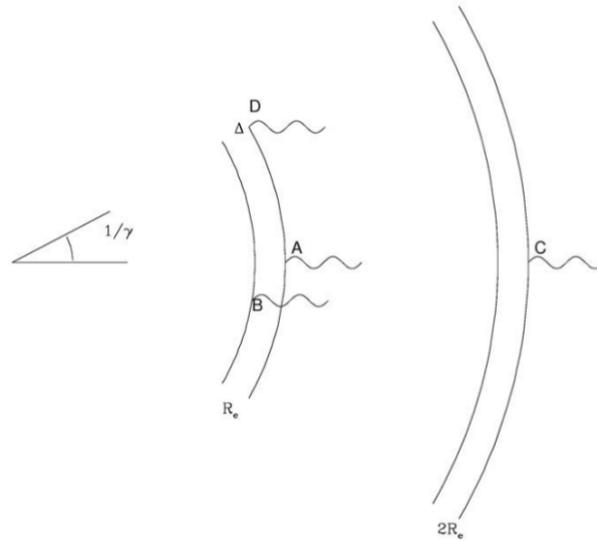


Figura 1.6: Diferentes escalas de tiempo de un cascarón relativista con un ancho Δ y un factor de Lorentz Γ . Se pueden definir en términos del tiempo de llegada t_i de varios fotones: $t_\Delta = t_B - t_A$, $t_R = t_C - t_A$ y $t_{ang} = t_D - t_A$. Tomado de Vedrenne [2009]

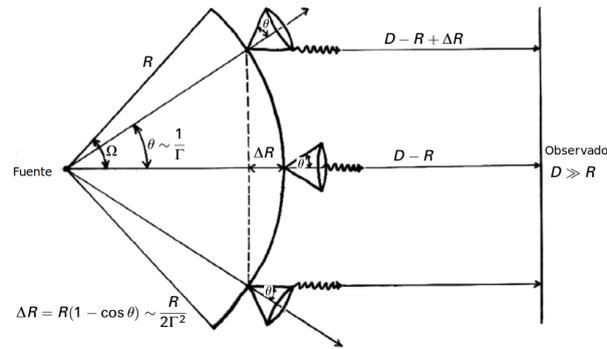


Figura 1.7: Esta figura ilustra el significado de t_{ang} para cascarones esféricos relativistas y cómo pueden ser obtenidos de forma muy simple. Ω es el factor de beaming de la emisión del GRB y $\theta = \Gamma^{-1}$ es la parte de esta emisión que es visible al observador. Esta figura muestra que $T_{ang} \sim \Delta R/c \sim R/c(1 - \cos \theta) = R/2c\Gamma^2$. Tomado de Vedrenne [2009]

En el caso de los GRBs, los choques son relativistas y la aceleración de partículas es mas complicada, ya que el DSA no es aplicable porque la propagación de las partículas aceleradas cerca del choque no se pueden describir por la difusión espacial. Aun así, se siguen los mismos principios generales que en el caso no relativista si el medio no chocado contiene campos magnéticos (y fluctuaciones magnéticas) para deflectar o dispersar partículas cargadas y si existen fluctuaciones magnéticas fuertes en el flujo chocado para permitir partículas dispersadas magneticamente para regresar a los choques [Vedrenne, 2009].

A pesar de que aún no se sabe con certeza el mecanismo de aceleración en el caso relativista, parece que en el primer ciclo las partículas que se originan en el flujo no chocado aumentan su energía por un factor Γ_{sh}^2 (con Γ_{sh} el factor de Lorentz del choque) si son dispersadas de regreso a través del choque hacia la región del flujo no chocado, pero para los ciclos de choques siguientes, la energía de las partículas generalmente se duplica; el espectro de energía de las partículas aceleradas en choques ultra relativistas sigue siendo una ley de potencia, como en el caso no relativista. La pendiente para esta ley de potencia es $p = 1 + \log(1/P_{ret})/\log \langle E_f/E_i \rangle$, con $N(E)dE \propto E^{-p}dE$. Aquí, $P_{ret} = 1 - P_{esc}$ es la probabilidad promedio por ciclo de que una partícula regrese al choque y vuelva a cruzar hacia el flujo no chocado y $\langle E_f/E_i \rangle$ es el promedio del cociente entre la energía final a la inicial en un ciclo. Se ha obtenido a través de simulaciones numéricas un valor para la pendiente de la ley de potencia de $p \sim 2.2 - 2.3$ [Vedrenne, 2009].

1.4.2. Parámetros microfísicos

El espectro de sincrotrón se puede calcular si se conocen las condiciones físicas detalladas de la región radiativa, pero el conocimiento actual de los procesos de aceleración de partículas en choques relativistas no es suficiente para calcular la distribución de campos magnéticos y la energía de las partículas en la región chocada [Vedrenne, 2009]. Por esto, se han definido dos parámetros adimensionales que describen las propiedades de la región chocada de forma sencilla, los cuales dependen de la energía disipada en el choque e : la fracción de energía en electrones acelerados ε_e y la fracción de energía en campos magnéticos ε_B , definidas como

$$\varepsilon_e = e_{NT}/e,$$

$$\varepsilon_B = (8\pi B^2)/e,$$

donde e_{NT} es la densidad de energía de la población no térmica de electrones y B es el campo magnético.

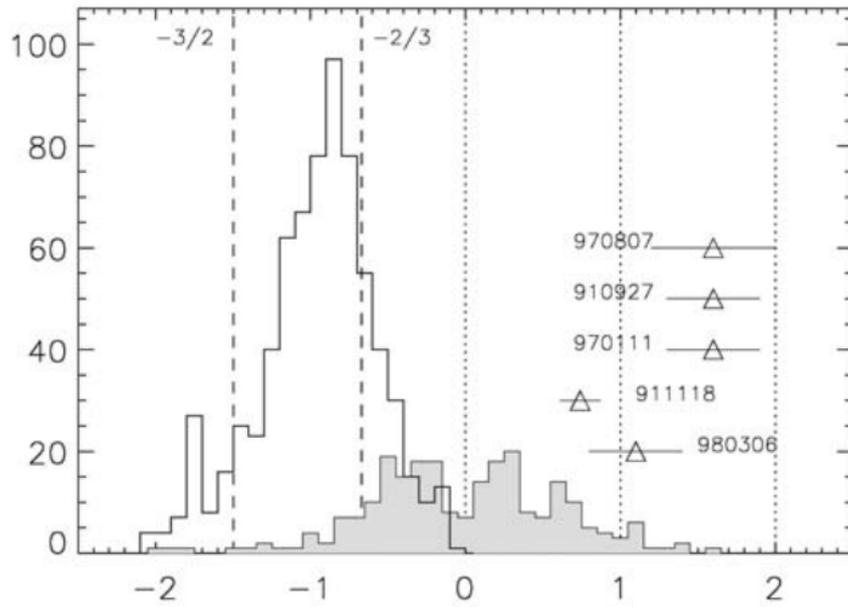


Figura 1.8: Imagen del índice espectral de ley de potencia de baja energía de algunos destellos brillantes detectada con *BATSE* y el observatorio espacial de rayos X (*BeppoSAX* por sus siglas en italiano). El espectro escogido para cada estallido es el que tiene el mayor valor de α . Las dos líneas de la muerte se dan como $\alpha = -2/3$ y $\alpha = -3/2$ respectivamente, para $N(E) \propto E^\alpha$. Tomado de Vedrenne [2009].

Para determinar los valores de ε_e y ε_B , se puede usar la hipótesis de equipartición (es decir, asumir que la energía se distribuye de manera equitativa entre protones, electrones y campo magnético). En flujos que evolucionan rápidamente como los de los *GRBs*, no está claro si la equipartición puede ocurrir en cualquier parte excepto en la transición del choque, por lo cual es más sencillo suponer que tanto ε_e y ε_B son constantes durante la evolución del estallido. A partir de lo anterior, se ajustan los parámetros microfísicos para reproducir el espectro y la evolución temporal de la *prompt emission* y el *afterglow* [Vedrenne, 2009].

1.4.3. Modelo de choque de Sincrotrón (*synchrotron shock model*)

Uno de los modelos usados para explicar la forma del espectro no térmico en la emisión temprana de los *GRBs* es el *modelo de choque de sincrotrón* (*SSM* por sus siglas en inglés). En este modelo, los electrones que giran en el campo magnético dentro de los *IS* generan fotones de sincrotrón que se observan a energías de rayos gamma, los cuales son además energizados por el movimiento relativista del *jet*. Una de las predicciones del *SSM* es la llamada *línea de la muerte de sincrotrón* (*LOD* por sus siglas en inglés), la cual dice que el índice espectral de los electrones de bajas energías no debe exceder un valor de $-2/3$ para un material ópticamente delgado (Figura 1.8). Si además se toman en cuenta los efectos del enfriamiento de sincrotrón, entonces el índice puede caer en el rango de $-3/2$ a $-2/3$. Sin embargo, se ha encontrado que la distribución de los índices puede violar estos límites [Chand, 2018].

Las mediciones del índice espectral de baja energía dependen del modelado espectral de la *prompt emission* del *GRB*. Para la mayoría de los *GRBs*, la forma del espectro puede ser fenomenológicamente bien descrita por una función de Band, y además de este modelo empírico, los *GRBs* muestran evidencia de otras componentes en el espectro de la *prompt emission*. Esto incluye una o más componentes térmicas modeladas como un cuerpo negro o una componente no térmica modelada por una ley de potencia o una ley de potencia con un corte que se extiende a altas energías (> 100 MeV) que se observa en la banda de energía del telescopio espacial Fermi - *LAT* (telescopio espacial de gran área por sus siglas en inglés, el principal instrumento sobre este telescopio) [Chand, 2018].

Capítulo 2

Marco teórico

La emisión de sincrotrón depende de tres ingredientes fundamentales: a) la potencia de sincrotrón de un electrón; b) la distribución de energía de las partículas que participan en la emisión; c) la estructura del campo magnético en la región emisora. En la literatura, para ajustar las observaciones se asume que el campo magnético es uniforme en la región emisora y que las partículas responsables de la emisión son las partículas no-térmicas aceleradas por el choque. Por otro lado, ciertas simulaciones del proceso de aceleración de partículas muestran que el campo magnético decae en la región post-choque y además que no todas las partículas son aceleradas, por lo que queda una población térmica asociada a la población de electrones no-térmicos acelerados. Por lo tanto, en esta tesis se considera el efecto que una componente térmica y un campo magnético no homogéneo tienen sobre la emisión resultante.

En este capítulo, se describe paso a paso la emisión de sincrotrón en los *GRBs*. En la Sección 2.1, se encuentra la potencia de sincrotrón debida a un electrón relativista. En las secciones 2.2 y 2.3, se calcula la radiación de sincrotrón producida por una población de electrones no térmicos en los casos adiabático y radiativo, respectivamente. En la Sección 2.4, se introducen diferentes estructuras para el campo magnético en la región emisora (constante, de ley de potencia y exponencial en la región de emisión). En la sección 2.5 se describen estudios previos que han considerado, además de la población no-térmica, una población térmica de electrones y finalmente, en la Sección 2.6, se describe la emisión de estos electrones térmicos.

Las ecuaciones presentadas en esta sección han sido implementadas en un código en el que se calcula la emisión de sincrotrón para poblaciones térmicas y no-térmicas arbitrarias en campos magnéticos no homogéneos. La aplicación de este código a *GRBs* es presentada en el capítulo 3.

2.1. Emisión de Sincrotrón

Como se tienen electrones acelerados y campos magnéticos amplificados, la radiación de sincrotrón de los electrones debe jugar un papel importante tanto en la *prompt emission* como en los *afterglows* de los *GRBs*.

Las partículas aceleradas por un campo magnético \mathbf{B} radiarán. Para velocidades no relativistas, la naturaleza completa de la radiación es bastante simple, y se conoce como *radiación de ciclotrón*. La frecuencia de la emisión es simplemente la frecuencia de giro en el campo magnético. Sin embargo, para partículas extremadamente relativistas, el espectro es mucho más complejo, y se extiende sobre un rango de frecuencias muchas veces más grande que la frecuencia de giro. A esta radiación se le conoce como *radiación de sincrotrón* [Rybicki, 1986].

2.1.1. Potencia emitida total

Primero, necesitamos encontrar el movimiento de una partícula de masa m y carga q en un campo magnético, usando las ecuaciones relativistas para la fuerza de Lorentz

$$\frac{d}{dt}(\Gamma m \mathbf{v}) = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (2.1)$$

$$\frac{d}{dt}(\Gamma m c^2) = q \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} = 0.^1 \quad (2.2)$$

¹Esta ecuación es válida en el caso de emisión despreciable, con $t_c \gg t_{\text{Larmor}}$, donde t_c es el tiempo de enfriamiento y t_{Larmor} es el tiempo de Larmor.

La última ecuación implica que $\Gamma = \text{cte}$ y que $|v| = \text{cte}$, donde Γ es el factor de Lorentz de la partícula. Entonces,

$$m\Gamma \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (2.3)$$

Separando las componentes de la velocidad en la componente paralela \mathbf{v}_{\parallel} y la perpendicular \mathbf{v}_{\perp} al campo magnético, se tiene que

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = 0, \quad \frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\Gamma mc} \mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}, \quad (2.4)$$

lo que implica que $\mathbf{v}_{\parallel} = \text{cte}$. La solución a esta ecuación es un movimiento circular uniforme, ya que la aceleración es normal a la velocidad y de magnitud constante. La combinación de este movimiento circular y el movimiento uniforme en la dirección del campo magnético es un movimiento con forma de hélice de la partícula. La frecuencia de la rotación, o giro, es

$$\omega_B = \frac{qB}{\Gamma mc}. \quad (2.5)$$

De la fórmula de Larmor, se puede definir a la potencia P como

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \Gamma^4 (a_{\perp}^2 + \Gamma^2 a_{\parallel}^2). \quad (2.6)$$

Por la ecuación (2.4) sabemos que $a_{\parallel} = 0$. Además, la aceleración es perpendicular a la velocidad, con magnitud $a_{\perp} = \omega_B v_{\perp}$, con lo que

$$\begin{aligned} a_{\perp} &= \omega_B v_{\perp} = \left(\frac{qB}{\Gamma mc} \right) v_{\perp}, \\ \Rightarrow a_{\perp}^2 &= \frac{q^2 B^2}{\Gamma^2 m^2 c^2} v_{\perp}^2. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Sustituyendo (2.7) en (2.6), se tiene

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \Gamma^4 \frac{q^2 B^2}{\Gamma^2 m^2 c^2} v_{\perp}^2. \quad (2.8)$$

Ahora, definimos al radio clásico del electrón $r_0 = \frac{q^2}{mc^2}$ y a la velocidad relativa con respecto a la de la luz $\beta_{\perp} = \frac{v_{\perp}}{c}$, lo que nos da

$$\begin{aligned} P &= \frac{2}{3} \left(\frac{q^2}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{v_{\perp}}{c} \right)^2 c \Gamma^2 B^2, \\ \Rightarrow P &= \frac{2}{3} r_0^2 c \beta_{\perp}^2 \Gamma^2 B^2. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Para una distribución isotrópica de velocidades, es necesario promediar esta fórmula sobre todos los ángulos para una β dada. Sea α el *ángulo de cruce* (*pitch angle*), que es el ángulo entre el campo y la velocidad [Rybicki, 1986]. Entonces, se tiene

$$\langle \beta_{\perp}^2 \rangle = \frac{\beta^2}{4\pi} \int \sin^2 \alpha d\omega = \frac{2\beta^2}{3}, \quad (2.10)$$

y el resultado que se obtiene es

$$P = \left(\frac{2}{3} \right)^2 r_0^2 c \beta^2 \Gamma^2 B^2. \quad (2.11)$$

Definiendo $\sigma_T = \frac{8\pi r_0^2}{3}$ (la sección eficaz de Thompson), y $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ (la densidad de energía magnética), la ecuación (2.11) se puede reescribir como

$$P = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \Gamma^2 U_B. \quad (2.12)$$

2.2. Radiación de sincrotrón producida por una población de electrones no térmicos (caso adiabático)

Suponemos una población de electrones no térmicos con una distribución

$$N(\gamma_e) = \begin{cases} 0 & \text{si } \gamma_e < \gamma_{m,0} \\ A\gamma_e^{-p} & \text{si } \gamma_{m,0} \leq \gamma_e, \end{cases} \quad (2.13)$$

donde la constante de proporcionalidad A y el factor de Lorentz mínimo $\gamma_{m,0}$ se determinan fijando los valores de densidad y energía de los electrones acelerados. Definiendo a las variables

$$\chi_e = \frac{\text{número de electrones acelerados}}{\text{número de electrones totales}} \quad \text{y} \quad \varepsilon_e = \frac{\text{energía interna de los electrones acelerados}}{\text{energía interna total}},$$

la densidad y energía están dadas por

$$\chi_e n_e = \int_{\gamma_{m,0}}^{\infty} A\gamma_e^{-p} d\gamma_e, \quad \text{y} \quad (2.14)$$

$$\varepsilon_e e = \int_{\gamma_{m,0}}^{\infty} A\gamma_e^{-p} (\gamma_e - 1) m_e c^2 d\gamma_e \approx \int_{\gamma_{m,0}}^{\infty} A\gamma_e^{1-p} m_e c^2 d\gamma_e.$$

Esto nos da los valores de

$$A = (p-1) \chi_e n_e \gamma_{m,0}^{p-1}, \quad \text{y} \quad (2.15)$$

$$\gamma_{m,0} = \frac{p-2}{p-1} \frac{\varepsilon_e e}{\chi_e n_e m_e c^2}, \quad (2.16)$$

donde χ_e es la fracción de densidad numérica de los electrones acelerados, ε_e la fracción de energía de los electrones acelerados y e es la energía térmica post choque.

Supongamos ahora que la población de electrones $N(\gamma_e)$ es acelerada por el choque al tiempo $t = t_{sh}$ y se mueve en la región post-choque con el flujo a una velocidad constante γ_{post} . En esta sección, suponemos que la población $N(\gamma_e)$ no se enfría [Rybicki, 1986]. En la sección (2.3) extenderemos estos resultados al caso de una población que se enfría.

La potencia de la radiación de sincrotrón emitida por un electrón moviéndose con un factor de Lorentz γ_e es aproximadamente

$$P_e(\nu) = \begin{cases} k\nu^{1/3} & \text{si } \nu \leq \nu_s \\ 0 & \text{si } \nu > \nu_s, \end{cases} \quad (2.17)$$

donde

$$\nu_s = \frac{3q_e B}{16m_e c} \gamma_e^2 \quad (2.18)$$

es la frecuencia “característica” de la radiación de sincrotrón, siendo B el campo magnético. Además, definimos a $\nu_{m,0}$ como la frecuencia correspondiente al factor de Lorentz mínimo de la población de electrones acelerados, usando una expresión análoga

$$\nu_{m,0} = \frac{3q_e B}{16m_e c} \gamma_{m,0}^2 = \nu_s \left(\frac{\gamma_{m,0}}{\gamma_e} \right)^2. \quad (2.19)$$

Entonces, la potencia de radiación es

$$P_e^{\text{tot}} = \int_0^{\nu_s} k\nu^{1/3} d\nu = \frac{3}{4} k\nu_s^{4/3} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta_e^2 \gamma_e^2 U_B \approx \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma_e^2 U_B, \quad (2.20)$$

con lo que la constante de proporcionalidad k obtenida al fijar la potencia total emitida por un electrón es

$$k = \left(\frac{4}{3}\right)^2 \sigma_T c U_B \gamma_e^2 v_s^{-4/3} = \frac{16}{9} \sigma_T c U_B \gamma_{m,0}^2 v_{m,0}^{-4/3} \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_{m,0}}\right)^{-2/3} = \alpha \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_{m,0}}\right)^{-2/3}. \quad (2.21)$$

Entonces

$$P_e(v) = \begin{cases} \alpha \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_{m,0}}\right)^{-2/3} v^{1/3} & \text{si } v \leq v_s \\ 0 & \text{si } v > v_s, \end{cases} \quad (2.22)$$

con

$$\alpha = \frac{16}{9} \sigma_T c U_B \gamma_{m,0}^2 v_{m,0}^{-4/3}. \quad (2.23)$$

La potencia emitida por un electrón es proporcional a $\gamma_e^{-2/3}$ y distinta a 0 para $v \leq v_s \propto \gamma_e^2$. Además, $P_e(\gamma_e)$ es igual a 0 con respecto a v para valores pequeños de γ_e y cae como $\propto \gamma_e^{-2/3}$ para $\gamma_e \geq \gamma' = \left(v \frac{16m_e c}{3q_e B}\right)^{1/2} = \gamma_{m,0} (v/v_{m,0})^{1/2}$.

El espectro emitido por una población $N(\gamma_e)$ de electrones puede entonces encontrarse integrando la potencia emitida por un electrón respecto a la población de electrones

$$P(v) = \int_{\gamma_0}^{\infty} A \gamma_e^{-p} P_e(v) d\gamma_e, \quad (2.24)$$

donde

$$\gamma_0 = \gamma_{m,0} \text{ máx} \left(1, \left(\frac{v}{v_{m,0}} \right)^{1/2} \right). \quad (2.25)$$

Integrando, se tiene

$$\begin{aligned} P(v) &= \int_{\gamma_0}^{\infty} A \gamma_e^{-p} \alpha \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_{m,0}}\right)^{-2/3} v^{1/3} d\gamma_e = \\ &= A \alpha \gamma_{m,0}^{1-p} v^{1/3} \left(\frac{\gamma_0}{\gamma_{m,0}}\right)^{1/3-p} \frac{1}{p-1/3}, \end{aligned} \quad (2.26)$$

que, usando las expresiones dadas arriba para A , α y $v_{m,0}$, se puede escribir finalmente en la forma

$$P(v) = \frac{256}{9} \frac{m_e c^2 \sigma_T}{q_e B} \frac{p-1}{3p-1} \chi_e n_e U_B \left(\frac{v}{v_{m,0}}\right)^{1/3} \left(\frac{\gamma_0}{\gamma_{m,0}}\right)^{1/3-p}. \quad (2.27)$$

Usando las definiciones de

$$\begin{aligned} \sigma_T &= \frac{8\pi}{3} \left(\frac{q_e^2}{m_e c^2}\right)^2 \\ U_B &= B^2/8\pi \\ B &= \sqrt{8\pi e \epsilon_B}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

donde σ_T es la sección eficaz de Thomson, U_B es la densidad de energía magnética y ϵ_B es la fracción de densidad magnética, y considerando los dos casos

$$\begin{cases} \gamma_0 = \gamma_{m,0} & \text{si } v < v_{m,0} \\ \gamma_0 = \gamma_{m,0} (v/v_{m,0})^{1/2} & \text{si } v \geq v_{m,0}, \end{cases} \quad (2.29)$$

finalmente encontramos el espectro de la potencia de sincrotrón de una población de electrones como

$$P(\nu) = \frac{512\sqrt{2\pi}}{27} \frac{p-1}{3p-1} \frac{q_e^3}{m_e c^2} \chi_e n_e \epsilon_B^{1/2} e^{1/2} \begin{cases} \left(\frac{\nu}{\nu_{m,0}}\right)^{1/3} & \text{si } \nu < \nu_{m,0} \\ \left(\frac{\nu}{\nu_{m,0}}\right)^{(1-p)/2} & \text{si } \nu \geq \nu_{m,0}, \end{cases} \quad (2.30)$$

donde e y n_e son los valores post choque de la energía térmica y la densidad electrónica, respectivamente, y solo dependen de la velocidad del choque y de la densidad pre choque.

Finalmente, $\nu_{m,0}$ se puede escribir explícitamente también como

$$\nu_{m,0} = \frac{3\sqrt{2\pi}}{8} \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^2 \frac{q_e}{m_e^3 c^5} \epsilon_B^{1/2} e^{5/2} \epsilon_e^2 \chi_e^{-2} n_e^{-2}. \quad (2.31)$$

2.3. Radiación de sincrotrón producida por una población de electrones no-térmicos (caso radiativo)

La potencia P_ν encontrada previamente supone que los electrones no pierden una fracción significativa de su energía a través de radiación. Esto requiere que γ_e sea menor que un valor crítico γ_c , que está dado por la condición $\gamma_e \gamma_c m_e c^2 = P(\gamma_e) t$ (un electrón con energía inicial $\gamma_e m_e c^2$ se enfría proporcionalmente a la potencia emitida por sincrotrón), donde se define a γ_c como

$$\gamma_c = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T \Gamma B^2 t} \quad (2.32)$$

donde t se refiere al tiempo del observador [Sari, 1998].

Sea N_e el número total de electrones. Cuando $\gamma_{m,0} > \gamma_c$, todos los electrones se enfrían casi hasta γ_c y el flujo en ν_c es aproximadamente $N_e P_{\nu,max}$. A este caso se le conoce como *fast cooling* (enfriamiento rápido). El flujo en el sistema de referencia del observador F_ν está dado por

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_c)^{1/3} F_{\nu,max} & \text{para } \nu_c > \nu, \\ (\nu/\nu_c)^{-1/2} F_{\nu,max} & \text{para } \nu_{m,0} > \nu > \nu_c, \\ (\nu_{m,0}/\nu_c)^{-1/2} (\nu/\nu_{m,0})^{-p/2} F_{\nu,max} & \text{para } \nu > \nu_{m,0}, \end{cases} \quad (2.33)$$

donde $\nu_{m,0} \equiv \nu(\gamma_{m,0})$ y $F_{\nu,max} = N_e P_{\nu,max} / 4\pi D^2$ es el flujo pico observado a la distancia D desde la fuente, y se ha definido $\nu_c \equiv \nu(\gamma_c)$ [Sari, 1998].

Cuando $\gamma_c > \gamma_{m,0}$, solo aquellos electrones con $\gamma_e > \gamma_c$ se pueden enfriar. A esto se le llama el *slow cooling* (enfriamiento lento), ya que los electrones con $\gamma_e \sim \gamma_{m,0}$, que forman la parte central de la población, no se enfrían en el tiempo t . Integrando sobre la distribución electrónica, esto da:

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_{m,0})^{1/3} F_{\nu,max} & \text{para } \nu_{m,0} > \nu \\ (\nu/\nu_{m,0})^{-(p-1)/2} F_{\nu,max} & \text{para } \nu_c > \nu > \nu_{m,0} \\ (\nu_c/\nu_{m,0})^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_c)^{-p/2} F_{\nu,max} & \text{para } \nu > \nu_c \end{cases} \quad (2.34)$$

El espectro típico correspondiente al *fast cooling* y el *slow cooling* se muestran en la Figura (2.1). Además de los varios regímenes de leyes de potencia descritos arriba, la auto absorción provoca un corte abrupto del espectro, ya sea como ν^2 o $\nu^{5/2}$, a frecuencias bajas [Sari, 1998].

La *prompt emission* de los *GRBs* es probablemente debida a la emisión durante el *fast cooling*. Los choques relativistas deben emitir su energía de manera efectiva, o de lo contrario habrá un problema de ineficiencia: los electrones tienen que liberar toda su energía rápidamente. Se espera que la transición de *fast cooling* a *slow cooling* ocurra durante la fase inicial del *afterglow* o la fase final de la *prompt emission* [Sari, 1998].

2.4. Evolución del campo magnético con el tiempo

Muchos estudios han criticado el modelo simple de sincrotrón, mencionado anteriormente. En el modelo típico de *IS* de Rees [1994], la disipación de energía en los *GRBs* es causada por colisiones entre diferentes partes del flujo. Estas

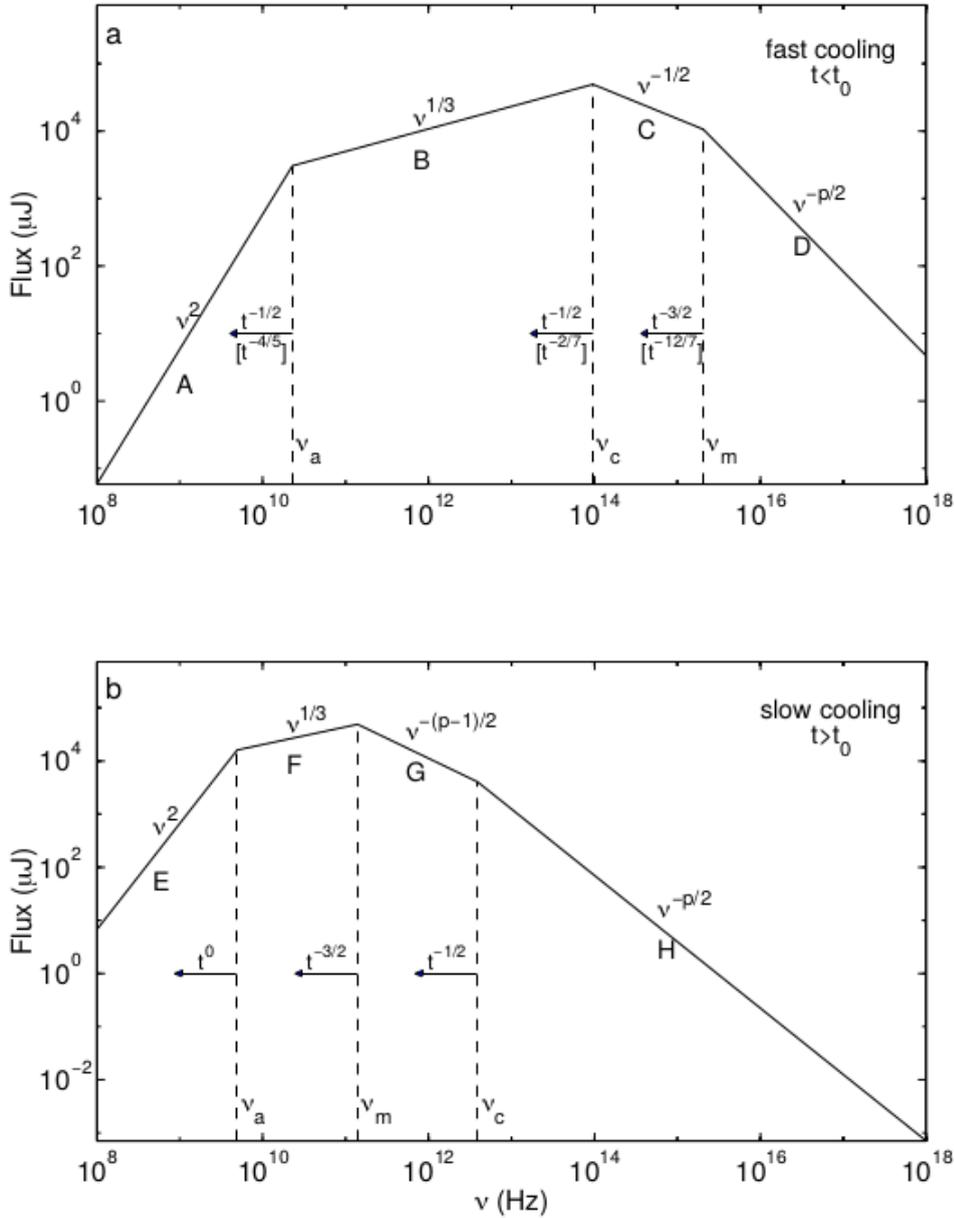


Figura 2.1: Espectro de sincrotrón de un choque relativista con una distribución de ley de potencia de electrones con índice p . (a) *Enfriamiento rápido*: Esta es la situación esperada a tiempos iniciales ($t < t_0$) en un *afterglow* de *GRB*; el espectro consiste de 4 segmentos (A, B, C y D), y las frecuencias ν_m, ν_c y ν_a decrecen con el tiempo como se indica. La dependencia temporal mostrada arriba de las flechas corresponden a una evolución adiabática y las escalas en paréntesis cuadrados corresponden a una evolución radiativa completa. (b) *Enfriamiento lento*: Esta es la situación esperada a tiempos mayores ($t > t_0$); el espectro consiste de 4 segmentos (E, F, G y H), y las frecuencias ν_m, ν_c y ν_a decrecen con el tiempo como se indica. En este caso, la evolución es siempre adiabática. Tomado de Sari [1998].

colisiones producen choques que aceleran electrones y generan campos magnéticos, y la *prompt emission* del *GRB* se produce por la radiación de sincrotrón proveniente de los electrones acelerados. La pendiente de alta energía espectral $\beta \sim -2.2$ es consistente con el espectro de sincrotrón proveniente de los electrones del *fast cooling* inyectados como una distribución de ley de potencia con el índice de partículas $p \sim 2.2$, un valor típico de la aceleración de choque de Fermi [Meszaros, 1997].

El *fast cooling* de electrones en campos magnéticos fuertes produce una pendiente de baja energía espectral con $\alpha = -3/2$, mucho más suave que las observadas. Se ha tratado de resolver este problema a través de la emisión de la fotosfera del *GRB*, pero el espectro predicho es muy duro a bajas energías y muy suave a altas energías comparado con

una pendiente típica espectral de $\alpha \sim -1$ y $\beta \sim -2.2$, razón por la cual se espera que exista una componente térmica y que tenga un papel crucial en la *prompt emission* [Meszaros, 1997].

En Zhao [2014] y Uhm [2014] se considera un modelo de choque interno para *GRBs*. Zhao [2014] y Uhm [2014] asumen que el choque produce un *MF* que decae con la distancia, lejos del frente de choque. La estructura exacta del *MF* es incierta, pero se puede parametrizar con dos perfiles sencillos: un decaimiento de ley de potencia con el tiempo (PLD), donde el *MF* en el marco de referencia en reposo propio es

$$B = \begin{cases} B_0 & t \leq t_B \\ B_0 (t/t_B)^{-\alpha_B} & t > t_B, \end{cases} \quad (2.35)$$

y un decaimiento exponencial (*ED* por sus siglas en inglés) con el tiempo

$$B = B_0 e^{(-t/t_B)}, \quad (2.36)$$

donde t es el tiempo medido en el marco de referencia del fluido. Los valores de las constantes B_0 y t_B dependen del modelo [Zhao, 2014] y [Uhm, 2014].

Sabemos que la potencia de sincrotrón se puede aproximar como $P \propto B^2$. Entonces, la pérdida de energía por sincrotrón está dada por

$$\frac{d\gamma_e}{dt} = A\gamma_e^2 B^2. \quad (2.37)$$

En el apéndice (B) se demuestra que una distribución de electrones $N(\gamma_e)$ se modifica en el tiempo debido al enfriamiento por radiación de sincrotrón (asumiendo que el *MF* es constante en la región post - choque) como se encuentra descrito en la ecuación (B.7):

$$N(\gamma_e(t)) = \frac{N\left(\frac{\gamma_e}{1 - \alpha_c \gamma_e t}\right)}{(1 - \alpha_c \gamma_e t)^2} \quad (2.38)$$

Si el *MF* depende del tiempo, podemos igualmente usar estos resultados. Reemplazando la ecuación (2.37) con la igualdad

$$\frac{d\gamma_e}{dt} = \frac{d\gamma_e}{d\tau} \frac{d\tau}{dt}$$

se tiene entonces que

$$\frac{d\gamma_e}{d\tau} \frac{d\tau}{dt} = A\gamma_e^2 B_0^2 \frac{B^2}{B_0^2}.$$

Tomando que

$$\frac{d\tau}{dt} = \left(\frac{B}{B_0}\right)^2, \quad (2.39)$$

se obtiene que

$$\frac{d\gamma_e}{d\tau} = A\gamma_e^2 B_0^2. \quad (2.40)$$

En el caso de un *MF* que varía con el tiempo, podemos usar los resultados del apéndice (B) (que nos dan la evolución de una distribución de electrones con respecto al tiempo), a condición de reemplazar el tiempo t con una nueva variable 'muda' τ . Además, sabemos que el *MF* tiene un valor inicial que llamamos B_0 , por lo que, de acuerdo con la ecuación (2.39) definimos

$$\tau = \int_0^t \left(\frac{B(t')}{B_0}\right)^2 dt'. \quad (2.41)$$

De forma similar al modelo de Zhao [2014] y Uhm [2014], tomamos los casos de *MF* con ley de potencia y exponencial con decaimiento, además de considerar el caso constante; entonces, dependiendo de éste, cambiamos el valor de $B(t)$ en (2.41) para obtener el valor de $\tau = \tau(t)$.

Al ser el MF una variable que también depende del tiempo, necesitamos darle valores de integración mínimos y máximos. Para esto, sabemos que $B = \sqrt{8\pi e \varepsilon_B}$, esto es, que el MF depende de ε_B , por lo que nos conviene darle límites superiores e inferiores a ε_B y reescribir el MF en cada caso. Definimos los límites superiores e inferiores de ε_B como $\varepsilon_{B_{max}}$ y $\varepsilon_{B_{min}}$, ambos constantes. Además, tomamos la variable γ_c definida anteriormente como $\gamma_c = \frac{1}{\alpha_c t_c}$, y suponemos que t_c depende del tiempo de decaimiento del MF , esto es, $t_c = \tau$. De esta forma, dependiendo del valor del MF , tendremos un valor diferente de τ , y por ende, de γ_c . Finalmente, definimos a t_0 como el valor mínimo que puede tomar el tiempo, que se considera también constante.

De esta forma, tenemos 3 tipos de MF s distintos que dependen del valor de τ :

- **Caso constante.** En este caso, al no haber una evolución del MF respecto al tiempo, el valor del MF no cambia, esto es, $B = B_0$, con lo que

$$\tau = t. \quad (2.42)$$

- **Caso ley de potencia.** En este caso, el MF se describe por dos casos distintos: el caso $t < t_0$, donde el valor del MF no cambia, esto es, $B = B_0$, y el caso $t > t_0$, donde el valor del MF es $B = B_0 (t/t_0)^{-\alpha_B}$ con α_B una constante, con lo que

$$\tau = \begin{cases} t & \text{si } t < t_0 \\ \frac{t \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-2\alpha_B} - t_0}{1 - 2\alpha_B} + t_0 & \text{si } t > t_0. \end{cases} \quad (2.43)$$

- **Caso exponencial.** En este caso, el MF se describe por dos casos distintos: el caso $t < t_0$, donde el valor del MF no cambia, esto es, $B = B_0$, y el caso $t > t_0$, donde el valor del MF es $B = B_0 e^{(-t/t_0)}$ con α_B , con lo que

$$\tau = \begin{cases} t & \text{si } t < t_0 \\ \frac{1}{2} t_0 \left(1 - e^{-2t/t_0}\right) & \text{si } t > t_0. \end{cases} \quad (2.44)$$

En todos los casos tomamos al valor $t_0 = 2.5 \times 10^{-3}$ s y $\alpha_b = 1.5$, tomado de Burgess [2014].

En el apéndice C se hace el desarrollo completo de las ecuaciones (2.42), (2.43) y (2.44).

2.5. Modelos teóricos previos de la componente térmica

Burgess [2011] se propuso ajustar observaciones de $GRBs$ por medio de un modelo de emisión compuesto de emisión de sincrotrón de una población de electrones con una componente térmica y una no térmica. Este modelo es la forma más general del modelo estándar de fireball. La emisión de sincrotrón no térmica es el proceso más favorecido para explicar las señales de la *prompt emission* de los $GRBs$, y la motivación para incluir una componente de tipo maxwelliana viene no sólo de la teoría, sino del descubrimiento reciente de una componente significativa cuasi térmica en el espectro de GRB .

Para modelar la emisión de sincrotrón ópticamente delgada en una forma física, Burgess [2011] adoptó una parametrización presentada en Baring [2004], el cual se modificó de acuerdo con Tavani [1996]. La teoría y las simulaciones numéricas predicen que la distribución de energía electrónica resultante del proceso de aceleración de partículas debe estar compuesta por dos componentes, las cuales a primer orden se pueden aproximar por una superposición de una maxwelliana y una cola con una ley de potencia super térmica

$$n_e(\gamma_e) = n_0 \left[\left(\frac{\gamma_e}{\gamma_T}\right)^2 e^{-\gamma_e/\gamma_T} + \varepsilon \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_T}\right)^{-p} \Theta\left(\frac{\gamma_e}{\eta\gamma_T}\right) \right], \quad (2.45)$$

donde $\Theta(x)$ es una función de escalón con $\Theta(x) = 1$ para $x \geq 1$ y cero en cualquier otro caso, y γ_T es una medida de la temperatura electrónica post choque.

La distribución electrónica del choque depende entonces de cinco parámetros, tres de los cuales son el índice de la ley de potencia p , la normalización relativa ε (que se puede relacionar con la eficiencia de la aceleración) y el producto

$\eta\gamma_T$. En Burgess [2011] se tomó por simplicidad el valor de $\eta = 3$ como un valor representativo que no incluye una discontinuidad significativa al transitar de la población maxwelliana a una población térmica cuando $\varepsilon \lesssim 0.1$.

En la figura (2.2) se puede ver el espectro de la componente térmica y la no térmica del GRB 130427A según Burgess [2014].

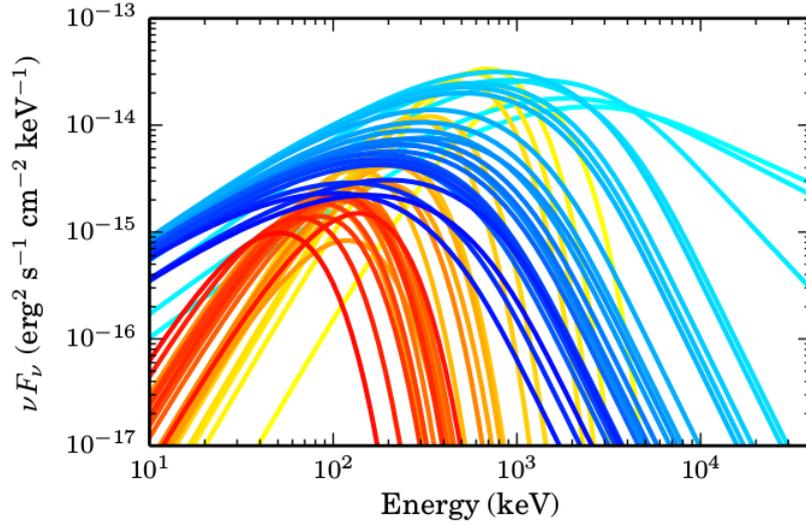


Figura 2.2: Espectro del GRB 130427A resuelto por el espectro de νF_ν . La evolución de la componente de sincrotrón evoluciona de cian a azul mientras la componente de cuerpo negro se muestra de amarillo a rojo. Tomado de Burgess [2014]

Ressler [2017] consideran dos clases de modelos fenomenológicos para la función de distribución electrónica. En ambos, una fracción f_{NT} de los electrones se acelera desde una distribución térmica a una ley de potencia en el frente de choque. La fracción remanente, $f_T = 1 - f_{NT}$, es calentada por el choque de manera eficiente (el “modelo caliente de electrones”) o calentada por el choque de manera ineficiente (el “modelo frío de electrones”). Conforme los electrones se alejan del frente de choque, la distribución sufre pérdidas radiativas y adiabáticas. La distribución electrónica post choque se puede separar en sus componentes térmicas y no térmicas, escritas como función del factor de Lorentz del electrón γ_e , y caracterizadas por un índice de ley de potencia p , un factor de Lorentz mínimo de los electrones acelerados $\gamma_{m,0}$, y las constantes de normalización $K_{0,th}$ y $K_{0,nt}$:

$$N_{e,th} = K_{0,th} \frac{\gamma_e^2 \beta}{\Theta_{e,0} K_2(1/\Theta_{e,0})} e^{-\gamma_e/\Theta_{e,0}} \approx K_{0,th} \frac{\gamma_e^2}{2\Theta_{e,0}^3} e^{-\gamma_e/\Theta_{e,0}} \quad (2.46)$$

para $\gamma_e < \gamma_{m,0}$, donde m_e es la masa electrónica, $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma_e^2}$, $K_2(1/\Theta_{e,0})$ es la función modificada de Bessel del segundo orden. Para los electrones relativistas considerados aquí, $\Theta_{e,0} \gg 1$, $\beta \approx 1$ y $K_2(1/\Theta_{e,0}) \approx 2\Theta_{e,0}^2$. La diferencia entre ambos modelos se encuentra en el valor de $\Theta_{e,0}$ ya sea en el caso del modelo frío o el caliente de electrones.

- **Modelo frío de electrones.** En el modelo frío de electrones, el calentamiento del choque ineficiente de electrones térmicos resulta en una temperatura electrónica post choque que es mucho menor que la temperatura del gas. Estos electrones térmicos tienen factores de Lorentz $\gamma_e m_e \ll \gamma m_p$. Las partículas no térmicas, por otro lado, se consideran aceleradas a un factor de Lorentz mínimo de $\gamma_{m,0} m_e \sim \gamma m_p$ de tal forma que las dos componentes de la distribución se encuentran claramente separadas (Figura 2.3, panel izquierdo).
- **Modelo caliente de electrones.** El modelo caliente de electrones se caracteriza por calentamiento eficiente de electrones térmicos en el choque, de tal forma que la temperatura electrónica post choque es del orden de la temperatura total del gas, con factores de Lorentz típicos de $\gamma_e m_e \sim \gamma m_p$. Como se asume que las partículas no térmicas tienen factores de Lorentz arriba de $\gamma_{m,0} m_e \sim \gamma m_p$, hay una superposición significativa entre las dos componentes de la función de distribución (Figura 2.3, panel derecho).

2.5.1. Distribución de Maxwell-Juttner

La distribución de Maxwell-Juttner es la distribución de la velocidad de las partículas en un gas hipotético de partículas relativistas. De manera similar a la distribución de Maxwell, la distribución de Maxwell-Juttner considera

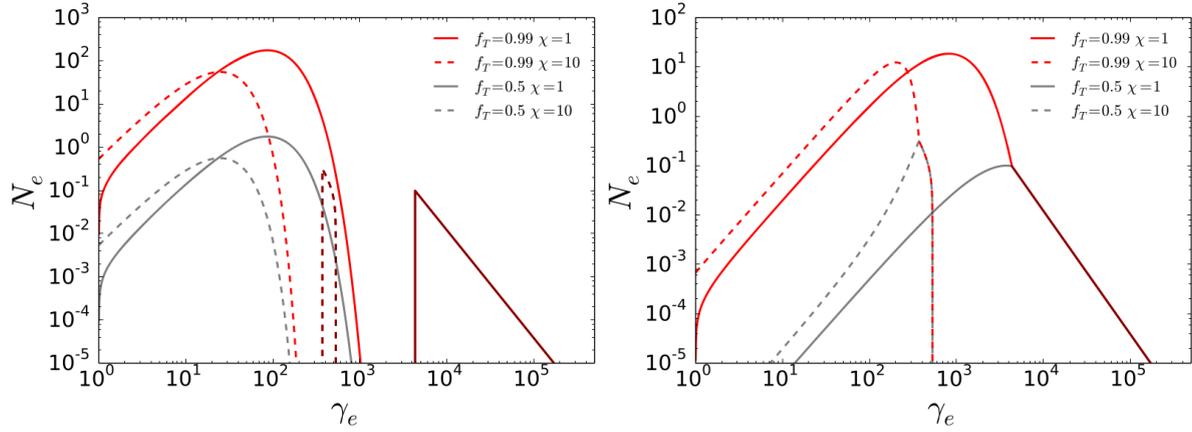


Figura 2.3: Ejemplos representativos de las funciones de distribución para el “modelo caliente de electrones” (derecha) y el “modelo frío de electrones” (izquierda) para diferentes elecciones de la fracción de electrones térmicos f_T , y a dos diferentes tiempos sobre un elemento de línea de un elemento de fluido. $\chi = 1$ representa la distribución justo detrás del choque a un tiempo $t_0 \approx 30$ días, mientras que $\chi = 10$ corresponde a un tiempo más tardío, $t \approx 53$ días, cuando el elemento de fluido se encuentra mucho más lejos del choque y ha sido sujeto a pérdidas radiativas y adiabáticas. Los parámetros de fluido se escogieron para estar a escala con f_{NT} de tal forma que la distribución no térmica es independiente de f_{NT} , por lo que las partes no térmicas de la distribución para diferentes f_T son coincidentes. Tomado de Ressler [2017]

un gas ideal clásico donde las partículas están diluidas y no interactúan de manera significativa entre ellas. La distinción con el caso de Maxwell es el hecho de que en la primera se toman en cuenta efectos relativistas. En el límite de bajas temperaturas, es decir T mucho menores que mc^2/k , la distribución se vuelve idéntica a la distribución de Maxwell-Boltzman descrita en la sección (2.6) y en la sección (B.1).

Conforme el gas se hace más caliente y kT se acerca a o excede el valor de mc^2 , la distribución de probabilidad para el factor de Lorentz γ_e está dada por la distribución de Maxwell-Juttner

$$f(\gamma_e) = \frac{\gamma_e^2 \beta}{\theta K_2(1/\theta)} e^{(-\gamma_e/\theta)}, \quad (2.47)$$

donde $\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - 1/\gamma_e^2}$, $\theta = \frac{kT}{mc^2}$ y K_2 es la función de Bessel de segundo orden modificada. En nuestro modelo, podemos hacer la aproximación $\gamma_e/\theta \sim \gamma_e/\gamma_{th}$, por lo que la función de Maxwell-Juttner queda de la forma

$$f(\gamma_e) = \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_{th}}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{1}{\gamma_e^2}\right)\right]^{1/2} e^{(-\gamma_e/\gamma_{th})}. \quad (2.48)$$

2.6. Radiación de sincrotrón producida por una población de electrones térmicos

Primero, sabemos que la densidad de partículas debe cambiar si se tienen efectos térmicos, por lo que definimos a la nueva densidad de partículas $N(\gamma_e)$ de la forma

$$N(\gamma_e) = \alpha_{th} \left(\frac{\gamma_0}{\gamma_{th}}\right)^2 e^{-[\gamma_0/\gamma_{th}]}, \quad (2.49)$$

que es similar a la ecuación (2.45) propuesta por Burgess [2011]. Aquí, γ_{th} es el factor de Lorentz térmico, el cual es un parámetro que depende del modelo de electrones (fríos o calientes) considerados.

Ahora buscamos el valor del factor de normalización α_{th} . Para esto, consideramos el número de electrones térmicos

$$(1 - \xi_e) n_e = \int_1^\infty \alpha_{th} \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_{th}}\right)^2 e^{-[\gamma_e/\gamma_{th}]} d\gamma_e, \quad (2.50)$$

siendo ξ_e la fracción de electrones no térmicos (y $(1 - \xi_e)$ la fracción de térmicos), y n_e la densidad de electrones en la región post-choque.

Entonces,

$$\alpha_{th} = \frac{(1 - \chi_e) n_e}{\int_1^\infty (\gamma_e/\gamma_{th})^2 e^{-[\gamma_e/\gamma_{th}]} d\gamma_e}. \quad (2.51)$$

Resolvemos la integral de la parte inferior de (2.51). Sea $x = \gamma_e/\gamma_{th}$

$$\int_1^\infty (\gamma_e/\gamma_{th})^2 e^{-[\gamma_e/\gamma_{th}]} d\gamma_e = \gamma_{th} \int_{1/\gamma_{th}}^\infty x^2 e^{-x} dx = \gamma_{th} \left(e^{-1/\gamma_{th}} \left[1/\gamma_{th}^2 + 2/\gamma_{th} + 2 \right] \right), \quad (2.52)$$

lo que nos da

$$\alpha_{th} = \frac{(1 - \chi_e) n_e}{\gamma_{th} e^{-1/\gamma_{th}} \left[1/\gamma_{th}^2 + 2/\gamma_{th} + 2 \right]}. \quad (2.53)$$

De esta forma, tenemos que la distribución térmica + no térmica evolucionada con el tiempo tiene la forma

$$N(\gamma_e) = N(\gamma_e)_{NT} + \alpha_{th} \left(1 - \left(\frac{1}{\gamma_e^2} \right) \right)^{1/2} \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_{th}} \right)^2 e^{-\left[\frac{(\gamma_e/\gamma_{th})}{(1 - \gamma_e/\gamma_c)} \right]} \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_c} \right)^{-4}, \quad (2.54)$$

siendo $N(\gamma_e)_{NT}$ la población de electrones no térmicos encontrada anteriormente.

En el apéndice D se hace el desarrollo completo de la ecuación (2.54).

La potencia de sincrotrón se determina integrando numéricamente la potencia emitida por un electrón sobre la distribución de electrones.

Capítulo 3

Resultados

3.1. Motivaciones del modelo realizado

Sabemos, por la descripción de las secciones previas, que cuando ocurre una explosión de *GRB*, ésta da origen a un *fireball* en expansión con un *jet* que apunta hacia el observador. Por medio de las observaciones que se han realizado, se ha encontrado que se pueden presentar al menos dos mecanismos de radiación: una componente térmica y una componente (dominante en la enorme mayoría de los *GRBs*) no-térmica. Se cree que la componente de cuerpo negro proviene de la fotosfera de la *fireball* cuando esta es aún ópticamente gruesa. El *jet* emite radiación térmica hasta que el flujo en expansión se vuelva ópticamente delgado. La conversión de la energía del *jet* en radiación no térmica de rayos gamma involucra la aceleración de electrones en el flujo y su enfriamiento a través de radiación de sincrotrón [Burgess, 2014]. El observador puede entonces ver una mezcla de la emisión térmica y no térmica con diferentes características temporales que, vistas juntas, pueden probar el desarrollo y estructura del *jet* del *fireball*.

En el modelo más popular de los *GBRs*, tanto de larga como de corta duración, se propone generalmente que la emisión de rayos gamma de la *prompt emission* es el resultado de la disipación de energía cinética en el *fireball* que se expande de manera relativista a través de *ISs* múltiples, y se cree que estos choques aceleran de manera difusiva una fracción de los electrones de las distribuciones del flujo térmico hacia energías más altas. Usualmente, solo las partículas en la cola exponencial de la distribución Maxwelliana se encuentran disponibles para la aceleración, por lo que, para choques relativistas, el resultado esperado es que la distribución de partículas consista de una distribución Maxwelliana con una cola de ley de potencia a altas energías. De acuerdo con este escenario, la emisión radiativa debe consistir de dos componentes: fotones provenientes de electrones térmicos y no térmicos, que en ambos casos giran a lo largo de líneas de *MF* en las regiones ópticamente delgadas del *jet* [Burgess, 2011]¹.

Hasta la fecha, la caracterización del espectro de los *GRBs* ha sido dominada por la facilidad del uso de la función empírica de Band ([Band, 1993]). En Burgess [2011] y Burgess [2014], por otro lado, se adoptó una parametrización que incluya las poblaciones térmicas y no térmicas. En Burgess [2011] se mostró que el modelo de fotones de sincrotrón producido por una población térmica y no térmica, con un cuerpo negro adicional, es consistente con el espectro de emisión del GRB 090820A.

Además de modificar la distribución de partículas (creando una componente no térmica), la aceleración de partículas es asociada a una amplificación de campo magnético [Zhao, 2014], [Uhm, 2014]. Para reproducir las observaciones de los *GRBs*, la amplitud del *MF* debe ser grande, cerca del valor de equipartición. El *fast cooling* de electrones en *MFs* fuertes produce una pendiente a baja energía con $\alpha = -3/2$, mucho más suave que la observada. Esto da paso al problema de la “línea de la muerte de la radiación de sincrotrón en los *GRBs*”, que consiste en que la pendiente observada sube más rápidamente de la pendiente que se puede modelar por medio de radiación de sincrotrón. En años recientes, un modelo alternativo basado en la emisión fotosférica ha sido ampliamente discutido para explicar la *prompt emission*. En general, un espectro duro, tan duro como $\nu F_\nu \propto \nu^3$, se puede producir. Se ha encontrado que una cierta cantidad de *GRBs* son consistentes con emisión fotosférica; sin embargo, el espectro predicho puede ser muy duro a bajas energías y muy suave a altas energías, comparados con las pendientes espectrales típicas de $\alpha \sim -1$ y $\beta \sim -2.2$. De esta forma, una emisión no térmica puede aún objeto crucial en la *prompt emission* [Zhao, 2014], [Uhm,

¹No hay que confundir la emisión térmica y no-térmica mencionadas en el párrafo anterior con las poblaciones térmicas y no-térmicas mencionadas en este párrafo. Nos referimos a emisión térmica como la emisión (de cuerpo negro) producida por una población térmica en un medio ópticamente grueso. Por otro lado la emisión no-térmica de sincrotrón puede ser producida por electrones térmicos y no térmicos, los cuales en ambos casos darán lugar a un espectro totalmente distinto respecto al de cuerpo negro.

2014].

Es importante mencionar que en el modelo tradicional de *IS* se asume que el *MF* es homogéneo; sin embargo, en años recientes se han realizado simulaciones numéricas de choques que indican que el *MF* decae gradualmente, como se discutió en la sección (2.4).

En resumen, la emisión no-térmica observada en los *GRBs* debería ser producida por poblaciones de electrones quasi-térmicos y no térmicos. Además, se espera que el campo magnético en la región post-choque decaiga rápidamente. Por otro lado, estos dos efectos han sido típicamente ignorados, excepto en un número muy limitado de casos, en la enorme literatura dedicada a estudiar los *GRBs*. En los últimos años se ha demostrado que poblaciones quasi térmicas (con electrones calentados por el choque arriba de su temperatura de equilibrio post-choque) pueden ser importantes en el ajuste de los *GRBs*. Además, se ha propuesto que campos magnéticos que decaen en la región post-choque pueden explicar la emisión en gamma en los *GRBs*. En el resto de este capítulo, vamos a considerar estos dos efectos, demostrando que:

1. Campos magnéticos que decaen puedan explicar las observaciones de los *GRBs* solo si hay un extremo “fine tuning” en las condiciones de la región emisora.
2. La población térmica de electrones fríos puede explicar el exceso de emisión en óptico respecto a gamma en algunos *GRBs*, en particular en el GRB 130427A.

3.2. Descripción del modelo realizado

Como parte de este trabajo, se escribió un código numérico que calcula la emisión de sincrotrón resultante de la colisión de choques internos. El código numérico se encuentra en el apéndice A). El modelo empleado es el de *IS* para *GRBs*. En éste, cuando dos partes de la eyección del *GRB* con diferentes velocidades colisionan, se generan ondas de choque que se propagan libremente. Asumimos que las ondas de choque aceleran a los electrones en el frente de choque y emiten radiación de sincrotrón. Suponemos que en la región post-choque el campo magnético decae conforme se va alejando de la onda de choque. La estructura exacta del *MF* del flujo en propagación aún no es clara. En esta tesis, se considera un decaimiento de ley de potencia con el tiempo, o un decaimiento exponencial de acuerdo con Zhao [2014] y Uhm [2014], además del caso de campo magnético constante.

El código desarrollado calcula la radiación de sincrotrón producida por electrones acelerados en la región post choque. Los detalles del cálculos están descritos en el apéndice E. El código mencionado obtiene el flujo de la emisión de sincrotrón en 2 casos importantes: en el caso de la emisión producida por electrones no térmicos y en el caso de la emisión producida por electrones térmicos; es importante mencionar que en ambos casos se tomó en cuenta la evolución en el tiempo de la emisión y el enfriamiento de la población de electrones para encontrar el flujo final en cada caso.

3.3. Emisión debida a una población no térmica de electrones

La figura (3.1) muestra el resultado del cálculo de la radiación de sincrotrón para una población de electrones no térmicos y un campo magnético uniforme en la región emisora. El cálculo de la emisión se hace integrando la emisión de los electrones mientras se van enfriando en la región emisora. En la figura (3.1) se muestra la emisión total obtenida a distintos tiempos de integración (es decir, sobre distintas distancias espaciales respecto a la posición del choque).

Caso 1. A tiempos pequeños (curvas roja y verde en la figura 3.1), el espectro se caracteriza por tres leyes de potencia distintas. A bajas frecuencias ($\nu < \nu_c$), $F_\nu = P(\nu)N(\gamma_e) \sim \nu^{1/3}$. A frecuencias intermedias ($\nu_m < \nu < \nu_c$), $F_\nu \sim \nu^{-(p-1)/2}$, y a altas frecuencias ($\nu > \nu_m$), $F_\nu \sim \nu^{-p/2}$. La curva azul tiene ν_c arriba de la máxima frecuencia considerada en el cálculo y por esta razón presenta solo dos leyes de potencia, mientras que la curva naranja muestra el espectro completo. Estos casos corresponden al caso del *slow cooling*.

Caso 2. A tiempos mas largos (curvas verde naranja y roja en la figura 3.1), la frecuencias características se cruzan ($\nu_c < \nu_m$). y el espectro en el rango de frecuencias $\nu_c < \nu < \nu_m$, escala como $F_\nu \sim \nu^{-1/2}$ (la figura 3.1 muestra $\nu F_\nu \sim \nu^{1/2}$). Este caso corresponde al caso del *fast cooling*.

Las curvas grises muestran las predicciones analíticas esperadas para *slow cooling* y *fast cooling* [Piran, 2004]. Como se puede notar, el acuerdo entre los resultados del código y las predicciones analíticas es excelente². También,

²El pico en el flujo a baja frecuencia y el ruido en la curva azul de la Figura (3.1) son errores numéricos debidos a que el tiempo de integración tomado no fue suficientemente pequeño, es decir, que no se usaron suficientes tiempos de integración en el cálculo. Estos efectos no son presentes en ninguno de los otros cálculos mostrados en el resto de este capítulo.

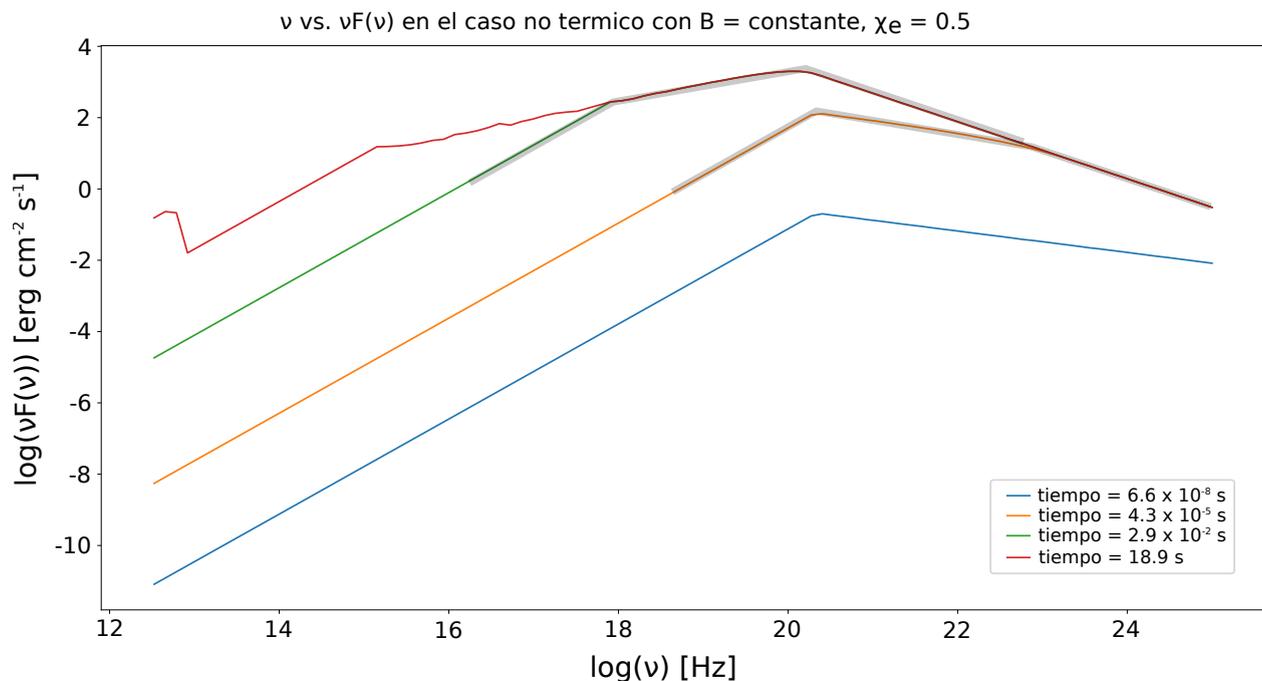


Figura 3.1: Espectro de sincrotrón producido por una población de electrones no térmicos con un MF constante a diferentes tiempos. La velocidad del choque es $\Gamma = 100$ y la fracción de electrones acelerados es de $\chi_e = 0.5$. Esta figura muestra que el código produce los resultados esperados. La comparación con las observaciones será presentada en la sección 3.5.

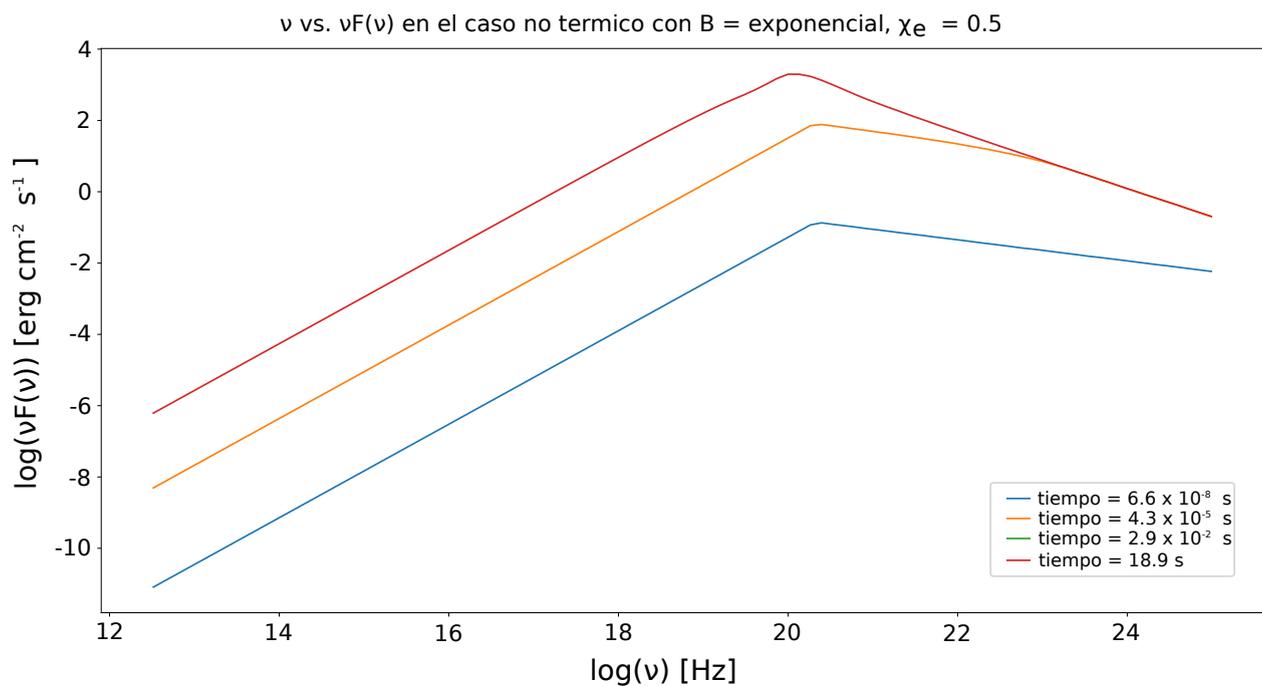


Figura 3.2: Gráfica de $\nu F(\nu)$ vs ν para el caso no térmico con un MF exponencial a diferentes tiempos con $\Gamma = 100$ y $\chi_e = 0.5$.

es importante notar que en el caso de *fast cooling* (que es el caso que se cree aplique a la emisión temprana en *GRBs*), la emisión en bajas frecuencias en gamma tienen $\nu F_\nu \propto \nu^{1/2}$ (con una subida muy suave) mientras que la componente a alta energía tiene $\nu F_\nu \propto \nu^{-p/2+1}$. También, cuando ν_c cruza $\nu_{m,0}$ (que es el punto en el que se da el cambio de *power law* de *slow cooling* a *fast cooling*), se encuentran ahora 2 *power laws* en lugar de 3, y al dejar evolucionar el sistema, de nuevo se pueden ver 3 *power laws*. En el punto exacto de la transición, se da que la emisión a bajas frecuencias (en

gamma) está dada por $\nu F_\nu \propto \nu^{4/3}$ mientras que la parte a altas frecuencias sigue cayendo como $\nu F_\nu \propto \nu^{-p/2+1}$. Es decir, la parte a bajas frecuencias sube mucho más rápidamente en este caso.

En la figura (3.2) presentamos el cálculo de la radiación de sincrotrón en el caso de un campo magnético que es constante para $t < t_0$ y decae exponencialmente para tiempos más grandes. Mientras a tiempos cortos el comportamiento es similar al caso de campo constante, a tiempos grandes presenta solo dos leyes de potencia en lugar que las tres encontradas en el caso de campo magnético constante. Los resultados presentados anteriormente permiten entender bien lo que está pasando: la caída exponencial en el campo magnético hace que la contribución a tiempo $t > t_0$ sea despreciable, por lo que la curva queda igual a la que se obtuvo integrando la emisión desde $t = 0$ (el tiempo en el que los electrones cruzan el choque) hasta $t = t_0$ (el tiempo en que hay un quiebre en la intensidad del campo magnético). Eligiendo el tiempo oportunamente (en la figura, $t_0 = 2.5 \times 10^{-3}$ s), se obtiene que el quiebre corresponde exactamente al punto en que $v_m \approx v_c$ y se obtiene una subida rápida en el espectro como discutido anteriormente. Si el tiempo t_0 es distinto, el espectro en el campo magnético presenta tres quiebres como discutido en el caso de campo magnético constante.

Estos resultados implican entonces que, si la presencia de un campo magnético que decae fuera la explicación para el espectro observado en los *GRBs* (como fue propuesto por Zhao [2014] y Uhm [2014]), debería haber un extremo “fine tuning” en el tiempo en que el campo magnético decae para que se pudiese observar una subida rápida a bajas frecuencias. Curvas con distintos valores de t_0 serán discutidas en la próxima subsección y son presentadas en la figura 3.6.

Finalmente, hay que mencionar que los resultados obtenidos con el campo magnético que decae como una ley de potencia y el caso exponencial presentan un comportamiento similar al que se muestra en la Figura (3.2), como se puede observar en la figura 3.5.

3.4. Emisión debida a una población térmica de electrones

Después de encontrar el espectro de sincrotrón para el caso de una población no térmica de electrones, se realizó el modelo de la población térmica, y de la misma forma que en el caso anterior, se agregó la evolución temporal y, por primera vez, se calculó el espectro resultante de un *MF* dependiente del tiempo que evoluciona con una población térmica de electrones. Una vez completado el modelo para la población térmica, se agregó al modelo inicial para una población no térmica con un *MF* que evoluciona con el tiempo, con lo que se encontró la expresión dada por la ecuación (2.54).

La Figura (3.3) describe la evolución temporal de una población térmica de electrones asociada a una población no térmica para $\epsilon_B = 0.1$ y $\chi_e = 0.5$ (es decir, mitad de los electrones son acelerados y forman la componente no térmica). La componente térmica es visible como un bulto o *bump* en la distribución. A tiempos pequeños, los electrones rápidos (principalmente los no térmicos) se enfrían. Cuando $\gamma_e \propto 1/t \lesssim \gamma_{m,0}$, donde $\gamma_{m,0}$ es el mínimo factor de Lorentz de la población no térmica, la población térmica empieza a enfriarse también.

La figura (3.4) muestra la emisión de una población de electrones térmicos y no térmicos en el caso de un *MF* constante. En la figura (3.3) el tiempo es medido en el sistema de referencia del laboratorio (para seguir el enfriamiento de los electrones), mientras que en esta figura el tiempo se mide en el sistema de referencia del observador (por esta razón no se muestran los resultados de la figura (3.3) a los mismos tiempos que las demás figuras). Mientras que la evolución de la componente no térmica es similar a la descrita anteriormente, la población térmica produce un incremento en el flujo con un pico a frecuencias $\approx 10^{18}$ Hz. Este pico se diferencia de un pico debido a radiación de cuerpo negro por tener una subida a baja frecuencias como $F(\nu) \propto \nu^{1/3}$ (característico de la radiación de sincrotrón) en lugar que $F(\nu) \propto \nu^2$ observado en la radiación de cuerpo negro. Como se puede notar, la emisión de la componente térmica es mucho más visible si la emisión se encuentra en la fase de *slow cooling* (las curvas azul y naranja), mientras que la emisión térmica es suprimida respecto a la no térmica en la fase de *fast cooling* (las curvas verde y roja). Esto es debido a que, en la fase de *fast cooling*, los electrones no térmicos se enfrían mucho más que los térmicos (contribuyendo entonces mucho más a la radiación observada), que tienen factores de Lorentz menores.

La figura (3.5) muestra el espectro producido por una población térmica y no térmica en el caso de un campo magnético que decae como una ley de potencia y exponencialmente en el tiempo. El resultado principal que se puede observar es que, mientras que en el caso de campo magnético constante la componente no térmica domina completamente en la fase de *fast cooling*, cuando decae el *MF* la componente térmica presenta un pico visible durante toda la evolución temporal del espectro *slow cooling + fast cooling*, debido a que la emisión no térmica durante la fase del *fast cooling* se encuentra suprimida por la falta de campo magnético. Esto implica que, por un lado campos magnéticos que decaen difícilmente pueden explicar la subida rápida observada en *GRBs* solo bajo extremos “fine tuning”. Por

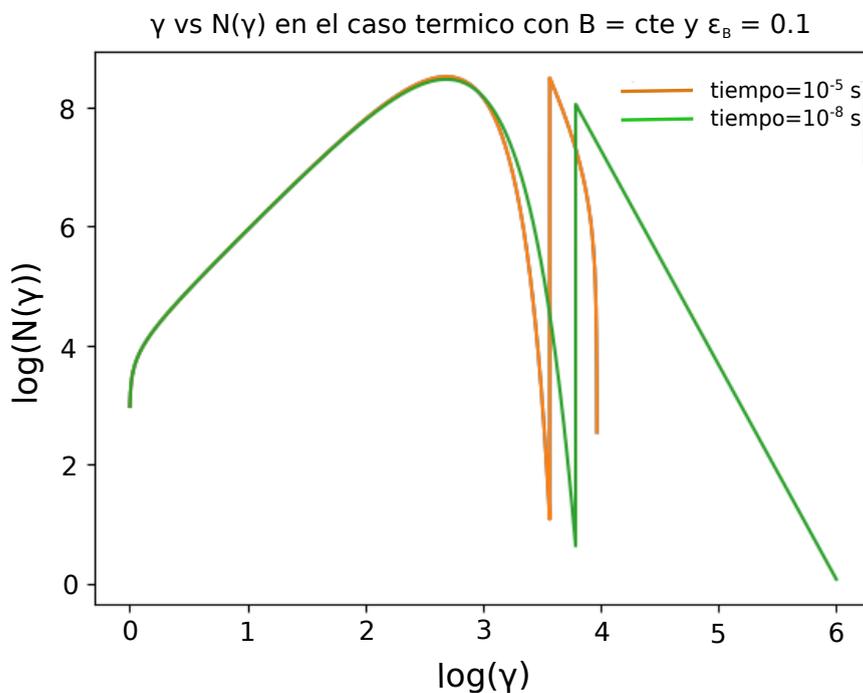


Figura 3.3: Gráfica de $N(\gamma)$ vs γ a diferentes tiempos con $\epsilon_B = 0.1$.

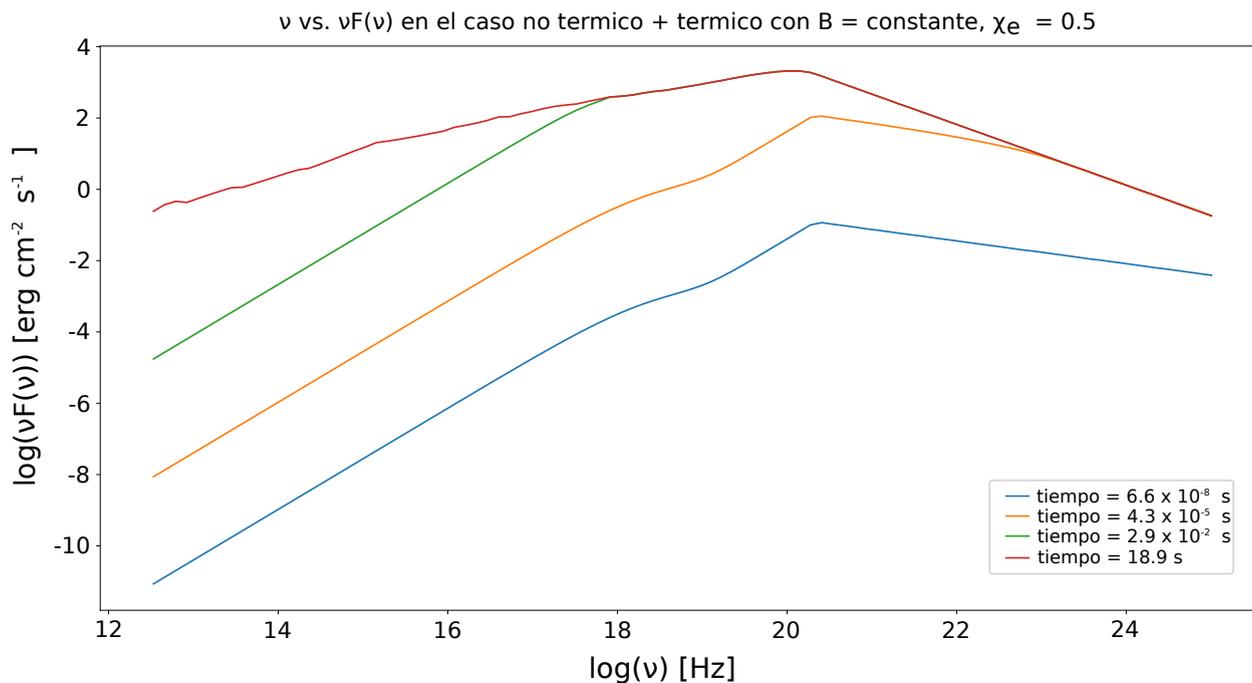


Figura 3.4: Gráfica de $\nu F(\nu)$ vs ν para el caso térmico con un campo magnético constante a diferentes tiempos con $\Gamma = 100$ y $\chi_e = 0.5$.

otro lado, campos magnéticos que decaen pueden permitir observar la componente térmica en rayos X duros o rayos gamma suaves.

Finalmente, la figura 3.6 muestra el efecto de modificar el tiempo t_0 (medido en el sistema de referencia del laboratorio) después del cual el campo magnético cae exponencialmente en la región post-choque. Para $t_0 \approx 10^{-5}$ s (curvas punteadas en la figura) el flujo crece en el tiempo hasta que el campo magnético empieza a caer exponencialmente.

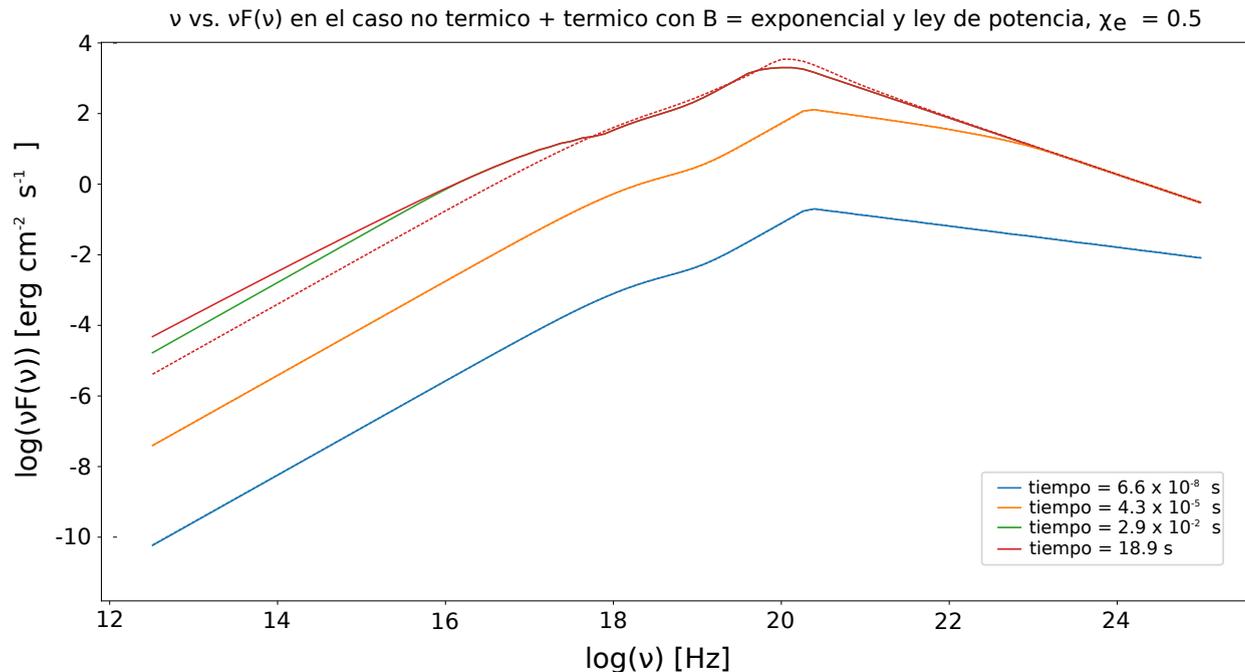


Figura 3.5: Gráfica de $\nu F(\nu)$ vs ν para el caso térmico con un campo magnético que decae exponencialmente (curvas continuas) y como ley de potencia (curva punteada), con $\Gamma = 100$ y $\chi_e = 0.5$. Las curvas punteadas azules y naranja no son visibles en la figura porque son idénticas a las continuas.

Como resultado, el flujo máximo es aproximadamente dos ordenes de magnitud menor que en los otros casos. Para $t_0 \approx 1$ s, por otro lado, los electrones se enfrían completamente, y el espectro final (la curva continua-punteada de la figura 3.6) es similar al espectro que se observa cuando hay un campo magnético constante (figura 3.1). Por otro lado, en este caso el flujo sube lentamente (como $\nu F_\nu \propto 1/2$) a frecuencias menores del pico, lo que está en contradicción con las observaciones de buen parte de los GRBs. Por último, para $t_0 \approx 10^{-3}$ s (curvas continuas en la figura), el flujo sube rápidamente a frecuencias menores al pico (consistentemente con las observaciones de GRBs), y el flujo queda tan alto (lo que facilita explicar los enormes flujos observados en gamma en los GRBs) como en el caso de *fast cooling* con campo magnético constante. Por otro lado, esto se da solo si $\nu_c \approx \nu_m$, como se ha discutido anteriormente.

Observaciones de *GRBs* con picos quasi térmicos, interpretados típicamente como debidos a emisión fotosférica, pueden ser evidencia de una población térmica de electrones en campo magnéticos que decaen en la región emisora. Este interesante resultado será estudiado en detalle en el futuro.

Por otro lado, en la siguiente sección, se considera el efecto de una población fría de electrones térmicos (con energías capaces de producir un pico en el óptico) y se muestra cómo se pueden usar para ajustar la curva en óptico y gamma de *GRBs* específicos.

3.5. Ajuste de las observaciones correspondiente a éstos modelos

Como se comentó anteriormente, las observaciones de los *GRBs* han establecido que la fase de la *prompt emission* y los *afterglows* de los *GRBs* se producen por flujos altamente relativistas y colimados (Panaitescu [2002], Fraija [2018]), pero a pesar de esto, aún no ha sido posible identificar de manera precisa cual es el origen físico de la emisión en gamma. Generalmente se propone que el espectro de la *prompt emission* de los *GRBs* es no térmico, por lo que se considera comúnmente a la función de Band (Band [1993]) como la mejor opción para modelar el espectro de la *prompt emission* de la mayoría de los *GRBs*, pero en los últimos años se han comenzado a considerar otras opciones viables para describir al espectro. El espectro de la *prompt emission* de los *GRBs* se puede interpretar como radiación de sincrotrón proveniente de electrones acelerados en *internal shocks*; estos *IS* ocurren si el proceso de eyección realizado por la fuente central es variable.

Existen evidencias fuertes en favor de una componente adicional brillante a bajas energías. Dos casos están dados por los GRB 080319B y GRB 130427A; estos destellos se encuentran entre los más brillantes y más energéticos que han sido observados por varios satélites e instrumentos localizados en tierra, y presentan emisión en óptico (el “flash

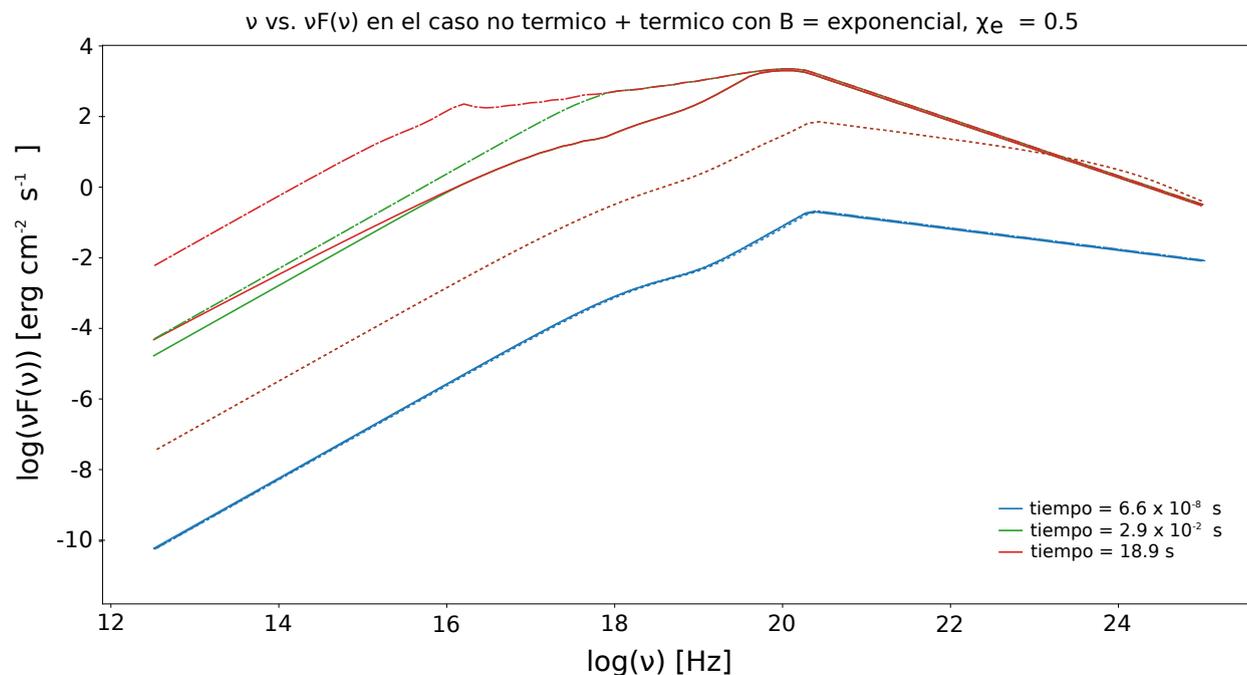


Figura 3.6: Gráfica de $vF(v)$ vs v para el caso térmico con un MF exponencial a diferentes tiempos con $\Gamma = 100$, $\chi_e = 0.5$. Las curvas continuas-punteadas corresponden a $t_0 = 2.5 \times 10^{-5}$ s, las curvas continuas a $t_0 = 2.5 \times 10^{-3}$ s y las curvas punteadas a $t_0 = 0.5 \text{mes} 10^{-5}$ s.

óptico”) asociada temporalmente a la emisión en gamma.

Típicamente se supone que los flashes ópticos se pueden describir por emisión de sincrotrón del choque reverso (*RS* por sus siglas en inglés) [Meszaros, 1997] o, cuando no muestran una clara similitud temporal con la emisión en gamma, por emisión del *ES* Beloborodov [2002]. En este trabajo nos centraremos en el análisis del GRB 130427A, y presentamos un modelo en el cual la emisión en óptico temprana es debida a emisión de sincrotrón del *RS* de la población térmica de electrones. Más observaciones tempranas de los *afterglows* ópticos de los *GRBs* permitirán en futuro determinar si la emisión inicial ocurre en el *IS* o el *ES*.

3.5.1. Propiedades del GRB 130427A

El GRB 130427A fue observado el 27 de Abril de 2013, en longitudes de onda desde radio hasta rayos gamma en GeV. El *GRB* ha fue detectado por el monitor de destellos de rayos gamma (*GBM* por sus siglas en inglés) a bordo del satélite *Fermi* a $T_0 = 07 : 47 : 06.42$ en tiempo universal coordinado (*UTC* por sus siglas en inglés) (von Kienlin [2013]). *LAT* siguió a este estallido hasta que se eclipsó por la Tierra 715 s después de la detección del *GRB*. Además de un pico brillante en $T_0 \sim 15$ s, este estallido desplegó su mayor flujo con una energía isotrópica de $\sim 1.4 \times 10^{54}$ erg junto con la mayor energía de fotones detectada (hasta ese momento), 73 GeV y 95 GeV (en el sistema de referencia del observador) observados a 19 s y 244 s, respectivamente (Ackermann [2014]). Además, el telescopio para detección rápida de objetos transientes (*RAPTOR* por sus siglas en inglés) reportó un flash óptico brillante que se correlacionó temporalmente con el pico de *LAT* (Silva [2010]), el cual poseía una magnitud de 7.03 ± 0.03 y fue detectado en el intervalo de tiempo de [14 – 16 s] después de la detección inicial del *GRB* (Vestrand [2014]).

El telescopio de alertas de destellos (*BAT* por sus siglas en inglés), parte del telescopio espacial *Swift*, empezó a detectar el estallido al tiempo 07:47:57.51 *UTC*, mientras que el telescopio de ultravioleta y óptico (*UVOT* por sus siglas en inglés) y el telescopio de rayos X (*XRT* por sus siglas en inglés) comenzaron sus observaciones en $\sim T_0 + 181$ s y $\sim T_0 + 195$ s, respectivamente (Maselli [2014]).

La curva de luz (*LC* por sus siglas en inglés) exhibida por el instrumento *BAT* mostró una estructura compleja con una duración de ~ 20 s. Debido a su *prompt emission* extremadamente brillante, este estallido también se detectó por otros satélites: por el telescopio telescopio de observación de rayos gamma (*INTEGRAL* por sus siglas en inglés) y su espectrómetro (*SPI* por sus siglas en inglés) [Pozanenko, 2013], por el satélite de rayos gamma de la agencia espacial italiana ASI (*AGILE* por sus siglas en inglés) [Verrecchia, 2013], por el detector de rayos gamma a bordo del satélite Konus (*KW* por sus siglas en inglés) [Golenetskii, 2013], por el arreglo de telescopios electroscópicos

nucleares (*NuSTAR* por sus siglas en inglés) [Kouveliotou, 2013], por el observatorio espacial de rayos X y rayos gamma de la NASA Reuven Ramaty (*RHESSI* por sus siglas en inglés) [Smith, 2013]), y hubo seguimiento en tierra y el espacio por el monitor del cielo en rayos X de la Estación Espacial Internacional (*MAXI* por sus siglas en inglés) con el apoyo del catálogo de estrellas del telescopio espacial Hubble (*GSC* por sus siglas en inglés) [Kawamuro, 2013] y por el espectroscopio (*X-shooter*) del gran telescopio de Atacama (*VLT* por sus siglas en inglés) [Flores, 2013]. La espectroscopía óptica del observatorio Gemini-North determinó que el redshift del *GRB* es de $z = 0.34$ (confirmado después por *X-shooter* [Flores, 2013], lo que revela su distancia de la Tierra [Levan, 2014], y la contraparte óptica/*NIR* observada con el Hubble Space Telescope sugirió la asociación del *GRB* 130427A con una *SN* tipo Ic (*SN2013cq*; Levan 2014, Xu 2013). Además, el observatorio de rayos gamma de gran altitud de efecto Cherenkov en agua (*HAWC* por sus siglas en inglés) [Abeysekara, 2015; Lennarz, 2013] siguió este estallido, y aunque los fotones de GeV-TeV no fueron detectados, se pudieron derivar los límites superiores en el flujo [Fraija, 2018]. Las cantidades observadas para el *GRB* 130427A se encuentran en la Tabla (3.1).

Tabla 3.1: Cantidades observadas para el *GRB* 130427A

Parámetro	<i>GRB</i> 130427A
Energía isotrópica ($\times 10^{54}$ erg)	1.2
Redshift	0.34
Índice de la ley de potencia para energías bajas (α)	0.789
Índice de la ley de potencia para energías grandes (β)	3.06
Energía de quiebre espectral	830

(a) Las luminosidades para rayos X fueron reportadas por el observatorio Swift- *BAT* (Banda 15 - 350 keV; Maselli [2014]). La magnitud de los flashes ópticos fue de 7.03 en la banda R para el *GRB* 130427A.

3.5.2. Ajuste del modelo con las observaciones del *GRB* 130427A

La figura 3.7 muestra los datos arrojados por *BAT* + *LAT* a altas frecuencias (rayos X y gamma) y los datos de *RAPTOR* a frecuencias más bajas (en óptico) para el caso del *GRB* 130427A.

Como podemos ver, la distribución de energía espectral (*SED* por sus siglas en inglés) del *GRB* 130427A tiene emisión en rayos gamma con una componente que sube aproximadamente como una ley de potencia (10^{18} Hz $< \nu < 10^{20}$ Hz), acompañado por una caída a frecuencias mas grandes ($\nu > 10^{20}$ Hz). Esta componente puede ser modelada como emisión de sincrotrón de una población no térmica de electrones. También la figura 3.7 muestra emisión en óptico a bajas frecuencias que no puede ser modelada como la cola de baja energía de la ley de potencia (debida a una población no térmica) que ajusta la componente de altas energías.

Para realizar el ajuste de los datos, se tomaron los datos obtenidos por *BAT* + *LAT* y por *RAPTOR* y se modelaron usando los siguientes 3 casos: el caso de una emisión debida a una población no térmica de electrones con *MF* constante, el caso una emisión debida a una población no térmica de electrones con *MF* exponencial, y el caso una emisión debida a una población térmica + no térmica de electrones con *MF* con decaimiento exponencial.

La emisión debida a una población no-térmica de electrones no logra ajustar bien los datos en rayos-gamma (curva azul en la figura 3.7), debido a que el incremento en el espectro a frecuencias menores que el pico es demasiado lento (como discutido anteriormente). Por otro lado, una población no-térmica de electrones con *MF* constante produce un flujo en óptico dos ordenes de magnitud menor que el flujo observado (curva roja en la figura 3.7), debido a que la componente térmica es ausente en la fase de *fast cooling* como se mostró anteriormente. Luego, se hizo la comparación entre la emisión debida a una población térmica de electrones con *MF* de ley de potencia y la emisión debida a una población térmica de electrones con *MF* con decaimiento exponencial y se encontró que la segunda se ajusta mejor al ajuste del *SED* (Figura 3.7), con los valores siguientes: $\gamma_h = 3$, $\chi = 0.005$, $\Gamma = 210$.³

Es importante aquí mencionar que las Figuras (3.1, 3.2, 3.4, 3.5) se realizaron con unos valores de $\Gamma = 100$ y $\chi_e = 0.5$, mientras que la Figura (3.7) se realizó con unos valores de $\Gamma = 210$ y $\chi_e = 0.005$ para ajustarse con la *SED* del *GRB* 130427A.

³El ajuste es cualitativo. Dejamos para futuro trabajo explorar el rango de parámetros que mejor ajustan las observaciones.

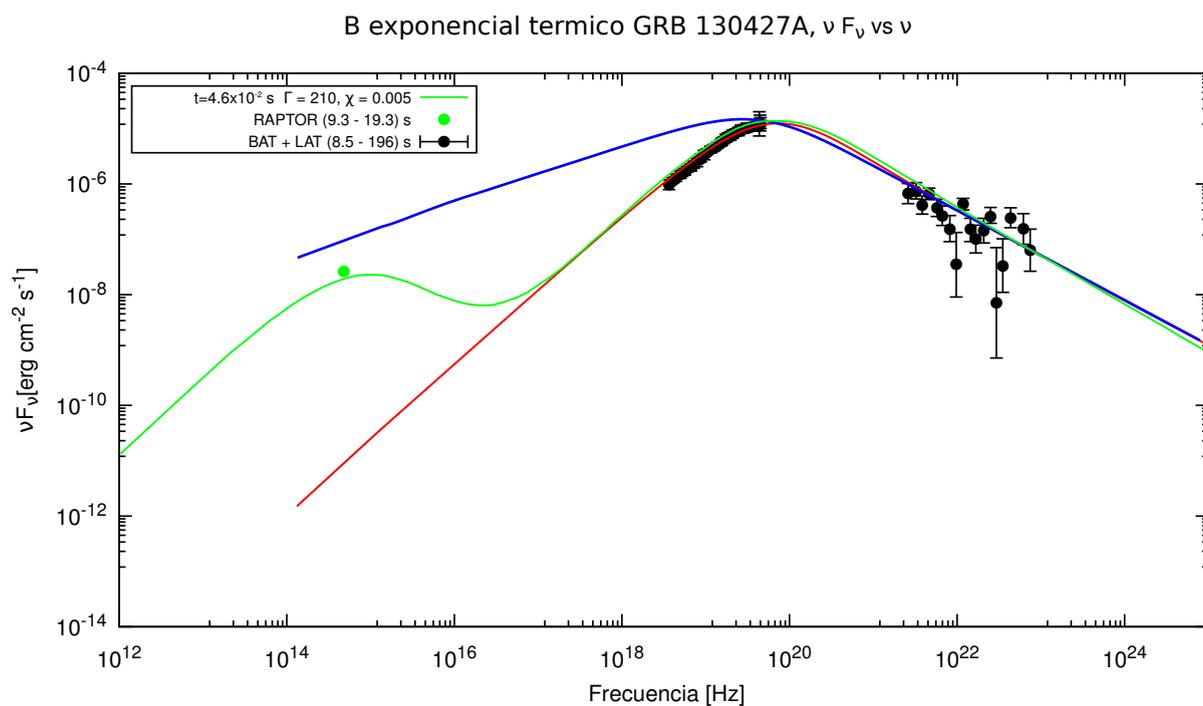


Figura 3.7: Gráfica del *SED* $\nu F(\nu)$ vs ν del GRB 130427A obtenido por *BAT + LAT* y *RAPTOR* a diferentes longitudes de onda ajustado con el *SED* térmico con *MF* exponencial. La figura también muestra el espectro que se obtiene considerando un campo magnético constante (curva azul) y un campo magnético que decae exponencialmente pero sin componente térmica asociada (curva roja). Debido a que el instrumento GBM reportó los datos sin incertidumbres y en otro intervalo de tiempo al considerado, estos no fueron considerados dentro del ajuste [Vestrand, 2014]

Capítulo 4

Conclusiones

En este proyecto se realizó un modelo para describir el espectro de sincrotrón tanto de una población de electrones no térmicos como de una población de electrones térmicos.

Se consideró la emisión de sincrotrón de la población de electrones en un *MF* con tres configuraciones diferentes: un *MF* constante, un *MF* que cae como una ley de potencia en la región emisora y un *MF* con un decaimiento exponencial.

Para describir adecuadamente el modelo, desarrollamos un código numérico para calcular la emisión de sincrotrón de electrones térmicos y no térmicos en los tres tipos de *MF* mencionados anteriormente, en el cual además se consideró la evolución temporal de la población de electrones mientras se enfrían. Se validó el código desarrollado comparando los resultados obtenidos con resultados previamente publicados.

Se encontró que el espectro producido por un campo magnético que decae tiene una subida rápida a bajas frecuencias solo si el campo magnético decae a un tiempo t_0 tal que $v_m(t = t_0) \approx v_c(t = t_0)$, lo cual requiere un extremo “fine tuning” en las condiciones del campo magnético post-choque. Siendo que el campo magnético es producido por la dinámica del choque, su comportamiento en la región post-choque no tiene porque estar regulado por los procesos radiativos. Por lo tanto, concluimos que es muy poco probable que este sea el caso en la mayoría de los *GRBs*, y por lo tanto no se puede explicar la subida rápida a baja energía en el espectro en gamma de *GRBs* como evidencia de un campo magnético no homogéneo, como se hizo en Zhao [2014] y Uhm [2014].

Reprodujimos las observaciones de la componente en óptico del GRB 130427A a través de un espectro de sincrotrón con una componente no térmica + térmica y un campo magnético que decae de forma exponencial. Este ajuste se pudo lograr a condición de que solamente el 0.5 % de las partículas sean no térmicas, esto es, el proceso de aceleración de partículas debe ser ineficiente. Además, se encontró que el valor necesario para ajustar las observaciones de esta componente en óptico con la sección del espectro de electrones térmicos es de $\gamma_{th} = 3$, esto es, el factor de gamma térmico debe ser pequeño para ajustarse con el valor de la componente en óptico de los electrones térmicos.

Para trabajos futuros, se plantea hacer un mejor ajuste de las observaciones del GRB 130427A usando métodos estadísticos como el MCMC (Markov chain Monte Carlo) y publicar los resultados presentados en esta tesis en una publicación arbitrada.

Apéndice A

Código

Se realizó un modelo semi analítico basado en el procedimiento explicado en el capítulo (2) en el lenguaje de programación Fortran 90. En éste, se hizo evolucionar el número de electrones con el tiempo y se probó con diferentes formas del MF para encontrar el comportamiento de la radiación de sincrotrón en todas éstas, para finalmente realizar el ajuste con la emisión de sincrotrón de un GRB (en la sección (3.5)).

Nuestro programa depende de 5 variables primordiales: γ (función de Lorentz de los electrones), ν (frecuencia de los electrones), $Epsilon_b$ (parámetro microfísico del MF), $time$ (el tiempo de evolución del MF) y j_{tot} (densidad de flujo). Todas las funciones dependen de estas 5 variables.

A.1. Funciones iniciales

Para definir al flujo, es necesario describir primero 4 funciones primordiales: $\gamma_{m,0}$, α_c y γ_c , dadas como

```
double precision function gam_m0()
use parameters, only : Epsilon_e, X_e, m_e, cl,p, Lor, m_p, dist, L, pi
implicit none
double precision :: E, n_e
double precision :: Mdot, rho_0, rho, n_pre
Mdot = L/(Lor*(cl**2d0))
rho_0 = Mdot/(4d0*pi*(dist**2d0)*cl)
n_pre = rho_0/m_p
E = Lor**2d0*cl**2*n_pre*m_p
n_e = 2d0*(sqrt(2d0))*Lor*n_pre
gam_m0 = ((p-2d0)/(p-1d0))*((Epsilon_e*E)/(X_e*n_e*m_e*cl**2d0))
end function gam_m0

double precision function alpha_c(Epsilon_b)
use parameters, only : m_e, cl, Lor, m_p, pi, sigma_T, dist, L
implicit none
double precision, intent(in) :: Epsilon_b
double precision :: k_c, E, B, U_B
double precision :: Mdot, rho_0, rho, n_pre
Mdot = L/(Lor*(cl**2d0))
rho_0 = Mdot/(4d0*pi*(dist**2d0)*cl*Lor)
rho = 2d0*(sqrt(2d0))*(Lor**2d0)*rho_0
n_pre = rho_0/m_p
E = Lor**2d0*cl**2*n_pre*m_p
B = sqrt(8d0*pi*E*Epsilon_b)
U_B = (B**2d0)/(8d0*pi)
k_c = 4d0*sigma_T*cl*U_B/3d0
alpha_c = k_c/(m_e*cl**2d0)
end function alpha_c
```

```

double precision function gam_c(Epsb_max)
use parameters, only : time, alpha_b, t_0
implicit none
double precision, intent(in) :: Epsb_max
double precision :: alpha_c
! caso constante
gam_c = 1d0/(alpha_c(Epsb_max)*time)
! caso ley de potencia
if(time.le.t_0) then
gam_c = 1d0/(alpha_c(Epsb_max)*time)
else
gam_c = 1d0/(alpha_c(Epsb_max)*(time*(time/t_0)**(-2d0*alpha_b)-t_0)/
(1d0-2d0*alpha_b)+t_0)
end if
! caso exponencial
gam_c = 1d0/(alpha_c(Epsb_max)*0.5d0*t_0*(1d0-dexp(-2d0*time/t_0)))
end function gam_c

```

Podemos ver que en este caso, la función α_c depende del caso que tomemos, ya sea el caso constante, ley de potencia o exponencial (dependiendo del MF que tomemos), como se explicó previamente. Podemos ver que además el primer valor de γ_c se asigna a partir del valor constante $\epsilon_{B_{max}}$, lo que permite que corra desde este y evolucione con el tiempo. En todos los casos tomamos al valor $\alpha_b = 1.5$, tomado de Burgess [2014].

A.2. Componente no térmica y térmica

Se realizó un modelo basado en (B, B.1 y 2.5). A partir de esto, se definió a la potencia de radiación y a la población de electrones para una población de electrones térmicos y no térmicos como

```

double precision function Ngamma(gam, Epsilon_b)
use parameters, only : Lor, cl, m_p, pi, q_e, m_e, p, X_e, time, k_b, a_p, dist, L
implicit none
double precision, intent(in) :: gam, Epsilon_b
double precision :: A, gam_mt, gam_c, E, B, nu_s, n_e, gam_m0, temp, gam_th, alpha_th
double precision :: Mdot, rho_0, rho, n_pre
Mdot = L/(Lor*(cl**2d0))
rho_0 = Mdot/(4d0*pi*(dist**2d0)*cl)
rho = 2d0*(sqrt(2d0))*Lor*rho_0
n_pre = rho_0/m_p
E = Lor**2d0*cl**2*n_pre*m_p
B = sqrt(8d0*pi*E*Epsilon_b)
n_e = 2d0*sqrt(2d0)*Lor*n_pre
nu_s = (3d0*q_e*B*gam**2d0)/(16d0*m_e*cl)
A = (p - 1d0) * X_e* n_e* gam_m0()**(p - 1d0)
gam_mt = gam_m0()/(1d0+gam_m0()/gam_c(Epsb_max))
temp = ((2d0*(Lor)**(2d0)*rho_0*cl**2d0)/a_p)**(1d0/4d0)
gam_th = (k_b*temp)/(m_e*(cl**2d0))
alpha_th = ((1d0 - X_e)*n_e)/gam_th/(exp(-1d0/gam_th)*(((1d0/(gam_th**2d0)) &
+ (2d0/(gam_th)) + 2d0)))
Ngamma = 0d0
if(gam.ge.gam_c(Epsb_max)) then
Ngamma = 0d0
else
! poblacion no termica
if(gam < gam_mt) then
Ngamma = 0d0

```

```

else
Ngamma = A*gam**(-p)*(1-(gam/gam_c(Epsb_max)))**(p-2d0)
end if
! poblacion termica
Ngamma = Ngamma + alpha_th*(1d0-1d0/gam**2)**0.5*((gam/gam_th)**2d0) &
&      *exp(-gam/gam_th/(1d0-gam/gam_c(Epsb_max)))/(1d0-gam/gam_c(Epsb_max))**4
end if
end function Ngamma

```

y a la potencia de radiación como

```

double precision function Pnu(gam,nu,Epsilon_b)
use parameters, only : Lor, cl, m_p, pi, q_e, m_e, p, sigma_T, dist, L
implicit none
double precision, intent(in) :: gam,nu,Epsilon_b
double precision :: alpha, gam_m0, nu_s, E, B, U_B, nu_m0
double precision :: Mdot, rho_0, rho, n_pre
Mdot = L/(Lor*(cl**2d0))
rho_0 = Mdot/(4d0*pi*(dist**2d0)*cl)
rho = 2d0*(sqrt(2d0))*(Lor**2d0)*rho_0
n_pre = rho/m_p
E = Lor**2d0*cl**2*n_pre*m_p
B = sqrt(8d0*pi*E*Epsilon_b)
nu_s = (3d0*q_e*B*gam**2d0)/(16d0*m_e*cl)
U_B = (B**2d0)/(8d0*pi)
nu_m0 = (3d0*q_e*B)/(16d0*m_e*cl)*gam_m0()**2d0
alpha = (16d0/9d0)*sigma_T*cl*U_B*(gam_m0()**2d0)*(nu_m0**(-4d0/3d0))
if(nu < nu_s) then
Pnu = alpha*(gam/gam_m0())**(-2d0/3d0)*nu**(1d0/3d0)
else
Pnu = 0d0
end if
end function Pnu

```

Para encontrar el flujo, se realiza la multiplicación de la potencia de radiación y la población de electrones como

```

double precision function power(gam,nu,Epsilon_b)
implicit none
double precision, intent(in) :: gam,nu,Epsilon_b
double precision :: Ngamma, Pnu
power = Ngamma(gam, Epsilon_b)*Pnu(gam,nu,Epsilon_b)
end function power

```

A.3. Componente relativista y flujo

El flujo se afecta por la componente relativista, como se describe en (E) de la forma

```

double precision function F(jtot)
use parameters, only : z, d, dtheta, theta, pi, Lor, cl, tobs, delta
implicit none
double precision :: jtot,dS, dl, beta, v, t, r
beta = (1d0 - (1d0/Lor**2d0))**(0.5d0)
v = beta*cl
t = tobs/(1 - beta*cos(theta))
r = v*t
dl = delta*r

```

```
dS = pi*(r**2d0)/Lor**2
F = (((1+z)/d**2d0)*jtot*dS*d1)/((Lor*(1-beta)**2d0))
end function F
```

A.4. Componente magnética

Primero, definimos al tiempo en función de los valores límite de ϵ_B ($\epsilon_{B_{max}}$ y $\epsilon_{B_{min}}$) como

```
tfin = 1d0/(gam_m0()*alpha_c(epsb_max))*10000
con
time = 1d-10*(tfin/1d-10)**(k/dbl(e(n_epsb))
if(k.eq.0) then
dt = 1d-10*((tfin/1d-10)**(1/dbl(e(n_epsb))) - 1d0)
else
dt=1d-10*(tfin/1d-10)**(k/dbl(e(n_epsb))-1d-10*(tfin/1d-10)**((k-1)/dbl(e(n_epsb)))
end if
```

donde k es una variable que va de 0 a $\epsilon_{B_{max}}$ y n_{ϵ_B} es un valor constante, definido como la cantidad de iteraciones realizadas en la simulación. Como se describió anteriormente, se usaron 3 MF s diferentes: MF constante, MF de ley de potencia y MF exponencial, definidos como:

```
!campo magnetico constante
Epsilon_b = epsb_max
!campo magnetico ley de potencia
if(time.le.t_0) then
Epsilon_b = epsb_max
else
Epsilon_b = epsb_max*((time/t_0)**(-2d0*alpha_b))
end if
!campo magnetico exponencial
if(time.le.t_0) then
Epsilon_b = epsb_max
else
Epsilon_b = epsb_max*(exp(-(2d0*time/t_0)))
end if
```

A.5. Programa principal e integral

Una vez definidas todas las funciones necesarias para encontrar el flujo, se realiza la integral dentro del programa principal. En este programa principal se inician las 5 variables mencionadas anteriormente, se define el caso a usar del MF y se realiza la integral sobre gam , nu y Epsilon_b , para finalmente definir a la densidad de flujo y al flujo dependiente de ésta, de la forma

```
program calculation
use parameters, only : n_nu, nu_min, nu_max, n_epsb, epsb_min, epsb_max
use parameters, only : Lor, cl, z, pi, tfin, time, t_0, alpha_b, eta
implicit none
double precision :: gam_0, gam_1, nu, power_ana, power_num, Epsilon_b
double precision :: nu_obs, gam_c, gam, ngamma
double precision :: power, gam_s, gam_f, int_s, int_f, beta, flux(n_nu)
double precision :: jtot(n_nu), F, alpha_c, gam_m0, dt
integer, parameter :: itot = 100
integer :: i, j, k, lt
```

```

! Evolucion de Ngamma con respecto a gamma
open(unit=10, file=trim(fileout), status='unknown')
do k = 0, 10000
time = 1d-8
Epsilon_b = 0.9d0
gam = 1d0*(1d6)**(k/10000d0)
print*,gam,Ngamma(gam, Epsilon_b)
write(10,*) gam, Ngamma(gam, Epsilon_b)
end do
close(10)
stop

!se le dan valores iniciales al flujo
flux = 0d0
jtot = 0d0

!se hace correr al tiempo
tfin = 1d0/(gam_m0()*alpha_c(epsb_max))*10000
do k = 0, n_epsb
time = 1d-10 + tfin*(k/dble(n_epsb))
time = 1d-10*(tfin/1d-10)**(k/dble(n_epsb))
if(k.eq.0) then
dt = 1d-10*((tfin/1d-10)**(1/dble(n_epsb)) - 1d0)
else
dt=1d-10*(tfin/1d-10)**(k/dble(n_epsb))-1d-10*(tfin/1d-10)**((k-1)/dble(n_epsb))
end if

!se define al campo magnetico
!campo magnetico constante
Epsilon_b = epsb_max

!campo magnetico ley de potencia
if(time.le.t_0) then
Epsilon_b = epsb_max
else
Epsilon_b = epsb_max*((time/t_0)**(-2d0*alpha_b))
end if

!campo magnetico exponencial
if(time.le.t_0) then
Epsilon_b = epsb_max
else
Epsilon_b = epsb_max*(exp(-(2d0*time/t_0)))
end if

!se hace correr a la frecuencia
do i = 1, n_nu
nu_obs = nu_min*(nu_max/nu_min)**((i-1)/dble(n_nu-1))
beta = (1d0 - (1d0/Lor**2d0))**(0.5d0)
nu = nu_obs*(1+z)*Lor*(1 - beta)

! se realiza la integral y se suma
gam_0 = 1d0
gam_1 = gam_c(Epsb_max)

```

```
power_ana = 0d0
do j = 0, itot - 1
gam_s = gam_0*(gam_1/gam_0)**( j /dble(itot))
gam_f = gam_0*(gam_1/gam_0)**((j+1)/dble(itot))
int_s = power(gam_s,nu,Epsilon_b)
int_f = power(gam_f,nu,Epsilon_b)
power_ana = power_ana + (gam_f-gam_s)*(int_s+int_f)*0.5d0
end do

jtot(i) = jtot(i) + power_ana/4*pi*dt
flux(i) = F(jtot(i))
write(10,*) nu_obs, flux(i), nu_obs*flux(i)/eta
end do
end do
close(10)
end program calculation
```

Podemos ver que al final se le agregó un factor η al valor del flujo que se define como $\eta = 1 \times 10^8$, el cual se utilizó para ajustar con los datos observacionales.

Apéndice B

Evolución de una distribución de electrones $N(\gamma_e)$ que se enfrían con el tiempo.

En esta sección, queremos encontrar la evolución temporal de $N(\gamma_e)$ mientras los electrones se enfrían por radiación de sincrotrón. Para esto, sabemos que podemos definir la energía E de un electrón en función del factor γ_e de la forma

$$E = \gamma_e mc^2. \quad (\text{B.1})$$

La pérdida de energía se define a partir de la ecuación (2.12) como

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma_e^2 \right) = k' \gamma_e^2, \quad (\text{B.2})$$

con

$$k' = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B. \quad (\text{B.3})$$

Derivando, tenemos que

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \gamma_e mc^2 = -k' \gamma_e^2.$$

Integramos

$$\begin{aligned} mc^2 d\gamma_e &= -k' \gamma_e^2 dt, \\ \int_{\gamma_0}^{\gamma} \frac{d\gamma'_e}{\gamma_e'^2} &= -\frac{k'}{mc^2} \int_{t_0}^t dt', \\ -\gamma_e'^{-1} \Big|_{\gamma_0}^{\gamma} &= -\frac{k'}{mc^2} t' \Big|_{t_0}^t, \\ \frac{1}{\gamma_0} - \frac{1}{\gamma_e} &= -\frac{k'}{mc^2} (t - t_0) \end{aligned}$$

de donde encontramos que

$$\frac{\gamma_0}{\gamma_e} = \frac{k' \gamma_0}{mc^2} (t - t_0) + 1$$

despejando a γ_e se tiene que

$$\gamma_e = \gamma_0 \left(\frac{k' \gamma_0 (t - t_0)}{mc^2} + 1 \right)^{-1}$$

Con $t_0 = 0$. Definimos a

$$\alpha_c = \frac{k'}{mc^2} \quad (\text{B.4})$$

Entonces

$$\gamma_e = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha_c \gamma_0 t} \quad \text{y} \quad \gamma_0 = \frac{\gamma_e}{1 - \alpha_c \gamma_e t} \quad (\text{B.5})$$

es decir, que un electrón pasa de γ_0 a $\gamma_0/2$ en un tiempo $t = 1/\alpha_c \gamma_0$. Electrones inicialmente en un cierto rango de factores de Lorentz $d\gamma_0$ evolucionan a otro rango $d\gamma_e$, con lo que

$$N(\gamma_e(t))d\gamma_e = N(\gamma_0)d\gamma_0 \quad \Rightarrow \quad N(\gamma_e(t)) = N(\gamma_0) \frac{d\gamma_0}{d\gamma_e} \quad (\text{B.6})$$

que nos da la evolución temporal de la población de electrones. A partir de la ecuación (B.5), obtenemos que

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma_0}{d\gamma_e} &= \frac{d}{d\gamma_e} \left(\frac{\gamma_e}{1 - \alpha_c \gamma_e t} \right) = \frac{(1 - \alpha_c \gamma_e t)}{(1 - \alpha_c \gamma_e t)^2} + \frac{\gamma_e \alpha_c t}{(1 - \alpha_c \gamma_e t)^2} \\ &= \frac{1 - \gamma_e \alpha_c t + \gamma_e \alpha_c t}{(1 - \alpha_c \gamma_e t)^2} = \frac{1}{(1 - \alpha_c \gamma_e t)^2} \end{aligned}$$

entonces

$$\begin{aligned} N(\gamma_e(t)) &= N(\gamma_0) \left(\frac{1}{(1 - \alpha_c \gamma_e t)^2} \right) \\ \Rightarrow N(\gamma_e(t)) &= \frac{N(\gamma_0)}{(1 - \alpha_c \gamma_e t)^2} = \frac{N \left(\frac{\gamma_e}{1 - \alpha_c \gamma_e t} \right)}{(1 - \alpha_c \gamma_e t)^2} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

B.1. Evolución de la componente no-térmica con el tiempo

Para una distribución no-térmica, sabemos que $N(\gamma_e) = A\gamma_e^{-p}$, con lo que

$$N(\gamma_0) = N \left(\frac{\gamma_e}{1 - \alpha_c \gamma_e t} \right) = \frac{A\gamma_e^{-p}}{(1 - \alpha_c \gamma_e t)^{-p}}. \quad (\text{B.8})$$

Sustituyendo (B.7) con (B.8), se encuentra que

$$N(\gamma_e(t)) = \frac{A\gamma_e^{-p}}{(1 - \alpha_c \gamma_e t)^{-p}} = \frac{A\gamma_e^{-p}}{(1 - \alpha_c \gamma_e t)^{2-p}}.$$

Entonces, obtenemos la distribución

$$N(\gamma_e) = \begin{cases} 0 & \gamma_e > \gamma_{max} \\ A\gamma_e^{-p} \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_c} \right)^{p-2} & \gamma_m \leq \gamma_e \leq \gamma_{max}, \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

donde el factor de Lorentz de los electrones que se enfrían en el tiempo t es

$$\gamma_c = \frac{1}{\alpha_c t_c}, \quad (\text{B.10})$$

y

$$\gamma_m = \frac{\gamma_{m,0}}{1 + \frac{\gamma_{m,0}}{\gamma_c}} \quad (\text{B.11})$$

con el tiempo de enfriamiento dado por

$$t_c = \frac{m_e c^2}{\frac{4}{3} \sigma_T c U_B} \quad (\text{B.12})$$

donde U_B y B están definidas en la ecuación (2.28).

Apéndice C

Evolución del campo magnético con el tiempo

- **Caso constante.** Se utiliza un valor

$$\varepsilon_B = \varepsilon_{B_{max}}. \quad (C.1)$$

Como $\varepsilon_B = \varepsilon_{B_{max}}$, entonces $B(t) = \sqrt{8\pi E \varepsilon_{B_{max}}} = B_0$. Sustituyendo del lado derecho de (2.41), se tiene

$$\left(\frac{B(t)}{B_0}\right)^2 = \left(\frac{B_0}{B_0}\right)^2 = 1.$$

Sustituyendo en (2.41) e integrando, se tiene

$$\tau = \int_0^t \left(\frac{B(t)}{B_0}\right)^2 dt = \int_0^t dt = t,$$

$$\Rightarrow \tau = t,$$

con

$$\gamma_c = \frac{1}{\alpha_c t}. \quad (C.2)$$

- **Caso ley de potencia.** Suponemos en este caso que

$$\varepsilon_B = \begin{cases} \varepsilon_{B_{max}} & \text{si } t < t_0 \\ \varepsilon_{B_{max}} \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-2\alpha_B} & \text{si } t > t_0 \end{cases}$$

caso $t < t_0$. En este caso, se obtiene el mismo resultado del caso constante.

caso $t > t_0$. Como $\varepsilon_B = \varepsilon_{B_{max}} \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-2\alpha_B}$, entonces $B(t) = \left(8\pi E \varepsilon_{B_{max}} \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-2\alpha_B}\right)^{1/2} = B_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-\alpha_B}$.

Sustituyendo en el lado derecho de (2.41), se tiene

$$\left(\frac{B(t)}{B_0}\right)^2 = \frac{\left(B_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-\alpha_B}\right)^2}{B_0^2} = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-2\alpha_B}.$$

Sustituyendo en (2.41) e integrando, se tiene

$$\begin{aligned}\tau &= \int_0^t \left(\frac{B(t)}{B_0} \right)^2 dt = \int_0^t \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-2\alpha_B} dt = \frac{t \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-2\alpha_B} - t_0}{1 - 2\alpha_B}, \\ &\Rightarrow \tau = \frac{t \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-2\alpha_B} - t_0}{1 - 2\alpha_B}.\end{aligned}$$

Finalmente

$$\tau = \begin{cases} t & \text{si } t < t_0 \\ \frac{t \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-2\alpha_B} - t_0}{1 - 2\alpha_B} + t_0 & \text{si } t > t_0, \end{cases}$$

$$\text{con } \gamma_c = \frac{1}{\alpha_c t} \text{ y } \gamma_c = \frac{1}{\left(\alpha_c \left(\frac{t(t/t_0)^{-2\alpha_B} - t_0}{1 - 2\alpha_B} + t_0 \right) \right)}.$$

- **Caso exponencial.** Se utiliza un valor

$$\varepsilon_B = \begin{cases} \varepsilon_{B_{\max}} & \text{si } t < t_0 \\ \varepsilon_{B_{\max}} e^{-2t/t_0} & \text{si } t > t_0 \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

caso $t < t_0$. En este caso, se obtiene el mismo resultado del caso constante.

caso $t > t_0$. Como $\varepsilon_B = \varepsilon_{B_{\max}} e^{(-2t/t_0)}$, entonces $B(t) = \left(8\pi E \varepsilon_{B_{\max}} e^{(-2t/t_0)} \right)^{1/2} = B_0 e^{(-t/t_0)}$.

Sustituyendo del lado derecho de (2.41), se tiene

$$\left(\frac{B(t)}{B_0} \right)^2 = \frac{\left(B_0 e^{(-t/t_0)} \right)^2}{B_0^2} = e^{(-2t/t_0)}.$$

Sustituyendo en (2.41) e integrando, se tiene

$$\begin{aligned}\tau &= \int_0^t \left(\frac{B(t)}{B_0} \right)^2 dt = \int_0^t e^{(-2t/t_0)} dt = \frac{1}{2} t_0 \left(1 - e^{-2t/t_0} \right), \\ &\Rightarrow \tau = \frac{1}{2} t_0 \left(1 - e^{-2t/t_0} \right).\end{aligned}$$

Finalmente

$$\tau = \begin{cases} t & \text{si } t < t_0 \\ \frac{1}{2} t_0 \left(1 - e^{-2t/t_0} \right) & \text{si } t > t_0, \end{cases}$$

$$\text{con } \gamma_c = \frac{1}{\alpha_c t} \text{ y } \gamma_c = \frac{1}{\frac{1}{2} \alpha_c t_0 \left(1 - e^{-2t/t_0} \right)}.$$

Apéndice D

Evolución de la componente térmica con el tiempo

En esta sección, describimos la evolución de una componente térmica con el tiempo. Para esto, retomamos la ecuación (2.49)

$$N(\gamma_e) = \alpha_{th} \left(\frac{\gamma_0}{\gamma_{th}} \right)^2 e^{-[\gamma_0/\gamma_{th}]}, \quad (\text{D.1})$$

Y definimos a la distribución de partículas como

$$N(\gamma_e) = \frac{N(\gamma_0)}{(1 - \alpha_{th}\gamma_e t)^2} \quad (\text{D.2})$$

con $\gamma_0 = \frac{\gamma_e}{1 - \alpha_{th}\gamma_e t}$.

Sustituyendo la ecuación (2.49) en (D.2), se tiene que

$$\begin{aligned} N(\gamma_e(t)) &= \alpha_{th} \left(\frac{\gamma_e}{1 - \alpha_{th}\gamma_e t} \frac{1}{\gamma_{th}} \right)^2 \frac{e^{-\left[\frac{\gamma_e/\gamma_{th}}{1 - \alpha_{th}\gamma_e t} \right]}}{(1 - \alpha_{th}\gamma_e t)^2} \\ &= \alpha_{th} \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_{th}} \right)^2 \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_c} \right)^{-4} e^{-\left[\frac{\gamma_e/\gamma_{th}}{1 - \alpha_{th}\gamma_e t} \right]}, \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

pero sabemos que $\frac{1}{1 - \alpha_{th}\gamma_e t} = \frac{1}{\gamma_e/\gamma_c}$, por lo que

$$N(\gamma_e(t)) = \alpha_{th} \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_{th}} \right)^2 \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_c} \right)^{-4} e^{-\left[\frac{\gamma_e/\gamma_{th}}{1 - (\gamma_e/\gamma_c)} \right]}. \quad (\text{D.4})$$

Podemos ver que nuestra componente térmica es muy similar a los modelos presentados por Burgess [2011] y Ressler [2017], pero evolucionada en el tiempo.

Apéndice E

Efectos relativistas

Para encontrar el flujo observado, definimos la contribución de un elemento de volumen dV al flujo observado por un observador distante como

$$\begin{aligned} dF_V(\hat{n}) &= I_V(\hat{n}) \cos \theta_{sd} d\Omega_{sd} \\ &\approx I_V(\hat{n}) d\Omega_{sd}. \end{aligned} \quad (\text{E.1})$$

En la práctica, $\theta_{sd} \ll 1$ (el tamaño de la fuente es mucho menor que la distancia de la fuente al observador), por lo que $\cos \theta_{sd} \approx 1$ [De Colle, 2012].

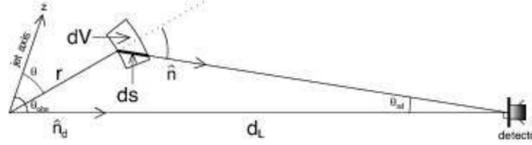


Figura E.1: La contribución de un elemento de volumen dV con el flujo observado por un objeto distante es $dF_V(\hat{n}_d) = I_V(\hat{n}) \cos \theta_{sd} d\Omega_{sd}$, donde θ_{sd} es el ángulo entre la dirección opuesta a la cual el detector apunta ($\hat{n}_d = z$ en la figura) y la dirección local de una pequeña región emisora dentro de la fuente (de volumen dV) al detector. Como el observador se encuentra lejos, la dirección de la emisión en el marco de referencia del observador es casi paralela al eje z . Tomado de De Colle [2012]

Además, $d\Omega_{sd} = d\phi_{sd} d \cos \theta_{sd}$ es el ángulo sólido diferencial subtendido por la porción de la fuente vista desde el observador. Entonces, lo que nosotros queremos calcular es el flujo observado $F_V = \frac{dE}{dA d\nu dt}$ (esto es, la energía por unidad de área, frecuencia y tiempo en la dirección \hat{n}_d normal a dA) [De Colle, 2012].

De la definición de la distancia angular a la fuente, $d_A(z)$, donde z es el redshift cosmológico, se tiene que

$$d\Omega_{sd} = \frac{dS_{\perp}}{dA^2}, \quad (\text{E.2})$$

con dS_{\perp} el área diferencial en el plano del cielo (normal a \hat{n}_d) subtendida por la fuente. La distancia angular a la fuente está relacionada con la distancia de luminosidad $d_L(z)$ de la forma

$$dA = (1+z)^{-2} dL. \quad (\text{E.3})$$

Así, la contribución diferencial al flujo se puede escribir como

$$\begin{aligned} dF_V(\hat{n}) &= I_V(\hat{n}) \cos \theta_{sd} d\Omega_{sd} \\ &\approx I_V(\hat{n}) d\Omega_{sd} = I_V \frac{dS_{\perp}}{dA^2} \\ \text{con } I_V(\hat{n}) &= \frac{dE}{dA d\Omega d\nu dt}, \end{aligned} \quad (\text{E.4})$$

donde $I_V(\hat{n})$ es la intensidad específica (energía por unidad de área, tiempo y frecuencia de radiación en un ángulo sólido pequeño $d\Omega$ centrado en la dirección $d\Omega$) evaluada en la ubicación del observador.

Luego, de acuerdo con la ley de transporte de radiación

$$\frac{dI_v}{dS} = j_v - \alpha_v I_v. \quad (\text{E.5})$$

Para una fuente ópticamente delgada, sabemos que $\tau = \int \alpha_v dS \ll 1$, por lo que

$$I_v = \int j_v dS, \quad \text{con} \quad j_v = \frac{dE}{dV d\Omega d\nu dt} = \frac{P_v}{4\pi}. \quad (\text{E.6})$$

Ahora nos movemos al marco de referencia del observador. Como $\frac{I_v}{\nu^3}$, $\frac{j_v}{\nu^2}$ y $\frac{dS}{\nu}$ son invariantes de Lorentz, entonces

$$\begin{aligned} \frac{I_{v'}}{\nu'^3} &= \frac{I_v}{\nu^3}, \quad \Rightarrow I_v = I_{v'} \left(\frac{\nu}{\nu'} \right)^3 \\ \frac{j_{v'}}{\nu'^2} &= \frac{j_v}{\nu^2}, \quad \Rightarrow j_v = j_{v'} \left(\frac{\nu}{\nu'} \right)^2 \\ \Rightarrow I_v &= \int j_v dS = \int j_{v'} \left(\frac{\nu}{\nu'} \right)^2 dS, \end{aligned} \quad (\text{E.7})$$

donde las comillas se refieren al marco de referencia propio (de la fuente). Luego, sabemos que

$$\begin{aligned} \frac{\nu}{\nu'} &= \left[\Gamma (1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta}) \right]^{-1} (1+z)^{-1} \\ \Rightarrow \nu' &= \nu (1+z) \Gamma (1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta}), \end{aligned} \quad (\text{E.8})$$

donde

$$\beta = \left(1 - \frac{1}{\Gamma^2} \right)^{1/2}, \quad (\text{E.9})$$

por lo que

$$I_v = I_{v'} (1+z)^{-3}. \quad (\text{E.10})$$

Luego

$$\begin{aligned} dF_v(\hat{n}) &= I_{v'} \frac{dS_{\perp}}{dA^2}, \\ \frac{1}{dA^2} &= \frac{1}{(1+z)^2} \frac{1}{dL^2} \\ \Rightarrow dF_v(\hat{n}) &= \frac{I_{v'} dS_{\perp}}{(1+z)^2 dL^2} = \frac{I_v (1+z)^3 dS_{\perp}}{(1+z)^2 dL^2}, \end{aligned} \quad (\text{E.11})$$

con lo que

$$dF_v(\hat{n}) = I_v (1+z) \frac{dS_{\perp}}{dL^2}. \quad (\text{E.12})$$

Pero sabemos que

$$I_v = j_{v'} \left(\frac{\nu}{\nu'} \right)^2 dS = j_{v'} \left[\Gamma (1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta}) \right]^{-2} dS, \quad (\text{E.13})$$

entonces

$$dF_V(\hat{n}) = \frac{j'_{\nu'}(1+z)}{\left[\Gamma(1-\hat{n}\cdot\vec{\beta})\right]^2} \frac{dS_{\perp}}{dL^2} dS, \quad (\text{E.14})$$

por lo que

$$F_V(\hat{n}) = \frac{(1+z)}{dL^2} \int j'_{\nu'} dS_{\perp} \left[\Gamma(1-\hat{n}\cdot\vec{\beta})\right]^{-2} dS. \quad (\text{E.15})$$

Además, vamos a tomar el caso del flujo dependiente del tiempo por aparte [De Colle, 2012]. Para esto, sabemos que

$$t = t' - \frac{R \cos \theta}{c}, \quad (\text{E.16})$$

donde t es el tiempo del observador y t' es el tiempo propio. Sabemos además que $R = vt'$ y $\beta = \frac{v}{c}$, con lo que

$$t = t' - \frac{v}{c} t' \cos \theta = t' (1 - \beta \cos \theta). \quad (\text{E.17})$$

Ahora, definimos al flujo dependiente de t y \hat{n} , como

$$F_V(t, \hat{n}) = \frac{(1+z)}{dL^2} \int j'_{\nu'} dS_{\perp} dS \left[\Gamma(1-\hat{n}\cdot\vec{\beta})\right]^{-2} \times \delta\left(t - t' + \frac{R}{c} \cos \theta\right), \quad (\text{E.18})$$

donde δ es la función Delta de Dirac. Sabemos además que $t = t' + \frac{R}{c} \cos \theta$, por lo que $\delta\left(t - t' + \frac{R}{c} \cos \theta\right) = 1$, con lo que $t' = t'(\theta, t)$, con lo que

$$F_V(t, \hat{n}) = \frac{(1+z)}{dL^2} \int j'_{\nu'} dS_{\perp} \left[\Gamma(1-\hat{n}\cdot\vec{\beta})\right]^{-2} dS. \quad (\text{E.19})$$

En nuestro caso, vamos a suponer que $\vec{\beta}$ y \hat{n} son perpendiculares, por lo que podemos reescribir nuestras ecuaciones principales sabiendo que $1 - \hat{n}\cdot\vec{\beta} = 1 - \beta$, lo que nos da

$$\begin{aligned} v' &= v(1+z)\Gamma(1-\vec{\beta}) \\ t' &= \frac{t}{1-\beta \cos \theta} \\ F_V(t, \hat{n}) &= \frac{(1+z)}{dL^2} \int j'_{\nu'} dS_{\perp} \left[\Gamma(1-\vec{\beta})\right]^{-2} dS. \end{aligned} \quad (\text{E.20})$$

Esta es la ecuación usada por nuestro modelo para encontrar el flujo del choque del *GRB*.

Bibliografía

- Abeysekara, A. . o. (2015). Search for Gamma-Rays from the Unusually Bright GRB 130427A with the HAWC Gamma-Ray Observatory. *ApJ*, 800:78.
- Ackermann, M. . o. (2014). Fermi-LAT Observations of the Gamma-Ray Burst GRB 130427A. *Science*, 343:42–47.
- Band, D. . o. (1993). BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I - Spectral diversity. *ApJ*, 413:281–292.
- Baring, M. & Braby, M. (2004). A Study of Prompt Emission Mechanisms in Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 613:460–476.
- Beloborodov, A. (2002). Radiation Front Sweeping the Ambient Medium of Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 565:808–828.
- Blandford, R. & McKee, C. (1976). Fluid dynamics of relativistic blast waves. *Physics of Fluids*, 19:1130–1138.
- Burgess, J. . o. (2011). Constraints on the Synchrotron Shock Model for the Fermi GRB 090820A Observed by Gamma-Ray Burst Monitor. *ApJ*, 741:24.
- Burgess, J. . o. (2014). An Observed Correlation between Thermal and Non-thermal Emission in Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 784:L43.
- Cavallo, G. & Rees, M. J. (1978). A qualitative study of cosmic fireballs and gamma-ray bursts. *MNRAS*, 183:359–365.
- Chand, V. . o. (2018). Violation of Synchrotron Line of Death by the Highly Polarized GRB 160802A. *ApJ*, 862:154.
- Cheng, K. S. & Romero, G. E., editor (2004). *Cosmic Gamma-Ray Sources*, volume 304 of *Astrophysics and Space Science Library*.
- D’Avanzo, P. (2015). Short gamma-ray bursts: A review. *Journal of High Energy Astrophysics*, 7:73–80.
- De Colle, F. & Granot, J. . L. (2012). Gamma-Ray Burst Dynamics and Afterglow Radiation from Adaptive Mesh Refinement, Special Relativistic Hydrodynamic Simulations. *ApJ*, 746:122.
- Flores, H. . o. (2013). GRB 130427A: VLT/X-shooter redshift confirmation. *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 14491, #1 (2013)*, 14491.
- Fraija, N. & Veres, P. (2018). The Origin of the Optical Flashes: The Case Study of GRB 080319B and GRB 130427A. *ApJ*, 859:70.
- Golenetskii, S. . o. (2013). Konus-wind observation of GRB 130427A. *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 14487, #1 (2013)*, 14487.
- Janiuk, A. & Sapountzis, K. (2018). Gamma Ray Bursts. Progenitors, accretion in the central engine, jet acceleration mechanisms. *ArXiv e-prints*.
- Kawamuro, T. . o. (2013). GRB 130427A: MAXI/GSC detection. *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 14462, #1 (2013)*, 14462.
- Kouveliotou, C. . o. (2013). NuSTAR Observations of GRB 130427A Establish a Single Component Synchrotron Afterglow Origin for the Late Optical to Multi-GeV Emission. *ApJ*, 779:L1.
- Lennarz, D. & Taboada, I. (2013). GRB 130427A: non-observation of VHE emission with HAWC. *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 14549, #1 (2013)*, 14549.

- Levan, A. . o. (2014). Hubble Space Telescope Observations of the Afterglow, Supernova, and Host Galaxy Associated with the Extremely Bright GRB 130427A. *ApJ*, 792:115.
- Levan, A. . o. (2016). Gamma-Ray Burst Progenitors. *Space Science Reviews*, 202:33–78.
- Maselli, A. . o. (2014). GRB 130427A: A Nearby Ordinary Monster. *Science*, 343:48–51.
- Meszáros, P. & Rees, M. (1997). Optical and Long-Wavelength Afterglow from Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 476:232–237.
- Mészáros, P. (2006). Gamma-ray bursts. *Reports on Progress in Physics*, 69:2259–2321.
- others, C. . (1997). Discovery of an X-ray afterglow associated with the γ -ray burst of 28 February 1997. *Nature*, 387(6635):783–785.
- others, K. . (1973). Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin. *ApJ*, 182:L85.
- Panaitescu, A. & Kumar, P. (2002). Properties of Relativistic Jets in Gamma-Ray Burst Afterglows. *ApJ*, 571:779–789.
- Perley, D. A. (2014). THE AFTERGLOW OF GRB 130427a FROM 1 TO 1016ghz. *The Astrophysical Journal*, 781(1):37.
- Piran, T. (1999). Gamma-ray bursts and the fireball model. *Phys. Rep.*, 314:575–667.
- Piran, T. (2004). The physics of gamma-ray bursts. *Reviews of Modern Physics*, 76:1143–1210.
- Pozanenko, A. . o. (2013). GRB 130427A: SPI-ACS/INTEGRAL observations. *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 14484, #1 (2013)*, 14484.
- Rees, M. & Meszaros, P. (1994). Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts. *ApJ*, 430:L93–L96.
- Ressler, S. & Laskar, T. (2017). Thermal Electrons in Gamma-Ray Burst Afterglows. *ApJ*, 845:150.
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. (1986). *Radiative Processes in Astrophysics*. Springer Praxis Books.
- Sari, R. & Piran, T. . N. R. (1998). Spectra and Light Curves of Gamma-Ray Burst Afterglows. *ApJ*, 497:L17–L20.
- Schaefer, B. E. . o. (1992). High-energy spectral breaks in gamma-ray bursts. *ApJ*, 393:L51–L54.
- Silva, D. . o., editor (2010). *Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems III*, volume 7737.
- Smith, D. . o. (2013). GRB 130427A: RHESSI observations. *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 14590, #1 (2013)*, 14590.
- Swan, A. . (2007). An estimation of the gamma-ray burst afterglow apparent optical brightness distribution function. *ApJ*, 671.
- Tavani, M. (1996). Shock Emission Model for Gamma-Ray Bursts. *Physical Review Letters*, 76:3478–3481.
- Uhm, Z. Lucas & Zhang, B. (2014). Fast-cooling synchrotron radiation in a decaying magnetic field and γ -ray burst emission mechanism. *Nature Physics*, 10(5):351–356.
- Vedrenne, Atteia, J.-L. G. (2009). *Gamma-Ray Bursts: The brightest explosions in the Universe*. Wiley-VCH.
- Verrecchia, F. . o. (2013). GRB 130427A: high energy gamma-ray detection by AGILE. *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 14515, #1 (2013)*, 14515.
- Vestrand, W. . o. (2014). The Bright Optical Flash and Afterglow from the Gamma-Ray Burst GRB 130427A. *Science*, 343:38–41.
- von Kienlin, A. (2013). GRB 130427A: Fermi GBM observation. *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 14473, #1 (2013)*, 14473.
- Xu, D. . o. (2013). Discovery of the Broad-lined Type Ic SN 2013cq Associated with the Very Energetic GRB 130427A. *ApJ*, 776:98.
- Zhao, X. . o. (2014). Gamma-Ray Burst Spectrum with Decaying Magnetic Field. *ApJ*, 780:12.

Glosario

AGILE Astro-Rivelatory Gamma a Immagini Leggero (satélite de rayos gamma de la agencia espacial italiana ASI).

BAT Burst Alert Telescope (telescopio de alertas de destellos).

BATSE Burst and Transient Source Experiment (experimento de fuentes de estallidos y transientes).

BeppoSAX Satellite per Astronomia X (observatorio espacial de rayos X, nombrado así por el físico italiano Giuseppe "Beppo" Occhialini).

BH Black Hole (hoyo negro).

CGRO Compton Gamma Ray Observatory (observatorio Compton de rayos gamma).

DSA diffusive shock acceleration (aceleración de choque difusivo).

ES External Shocks (choques externos).

GBM Gamma-ray Burst Monitor (monitor de destellos de rayos gamma).

GeV Giga electron Volt.

GHz Giga Hertz.

GRB Gamma Ray Burst.

GRBs Gamma Ray Bursts.

GSC Guide Star Catalog (catálogo de estrellas del telescopio espacial Hubble).

HAWC High Altitude Water Cherenkov (observatorio de rayos gamma de gran altitud de efecto Cherenkov).

INTEGRAL INTErnational Gamma-RAY Laboratory (telescopio espacial de observación de rayos gamma).

IR infrarrojo.

IS Internal Shocks (choques internos).

ISM Inter Stellar Medium (medio interestelar).

keV kilo electron Volt.

KW Konus Wind (detector de rayos gamma a bordo del satélite Konus).

LAT Large Area Telescope (telescopio de gran área).

LC Light Curve (curva de luz).

- LIGO** LIGO (Laser Interferometer-Wave Observatory) (observatorio de ondas gravitacionales por interferometría láser).
- LOD** Line Of Death (línea de la muerte).
- MAXI** Monitor of All-Sky X-ray Image (monitor de todo el cielo con imágenes en rayos X, experimento de la ISS).
- MeV** Mega electron Volt.
- MF** Magnetic Field (campo magnético).
- mJy** mili Jansky.
- Mpc** Mega parsec.
- NIR** Near Infra Red (infrarrojo cercano).
- NS** Neutron Star (estrella de neutrones).
- NuSTAR** Nuclear Spectroscopic Telescope Array (arreglo de telescopio electroscópico nuclear).
- OT** Optic Emission (emisión óptica).
- RAPTOR** Rapid Telescopes for Optical Response (telescopio diseñado para detectar rápidamente objetos transientes).
- RHESSI** Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (observatorio espacial de rayos X y rayos gamma de la NASA).
- RS** Reverse Shock (choque reverso).
- SED** Spectral Energy Distribution (distribución de energía espectral).
- SN** Supernova.
- SNe** Supernovas.
- SPI** SPectrometer on INTEGRAL (espectrómetro en INTEGRAL).
- SSM** Synchrotron Shock Model (modelo de choque de sincrotrón).
- TeV** Tera electron Volt.
- UTC** Coordinated Universal Time (Tiempo universal coordinado).
- UV** Ultra Violeta.
- UVOT** UV/Optical Telescope (telescopio de ultravioleta y óptico).
- VLT** Very Large Telescope (gran telescopio, en Atacama).
- X-shooter** espectroscopio que trabaja en el rango de UV al NIR, forma parte del VLT.
- XRFs** X-Ray Flashes (flashes de rayos X).
- XRT** X ray telescope (telescopio de rayos X).