

TESIS
CARRERA LICENCIATURA EN FÍSICA

**Cascadas Electromagnéticas Atenuadas de
Fotones de Altas Energías**
Proyecto LAGO

Tutores: Dr. Luis Nuñez
Dr. Xavier Bertou

Br. Karen Gabriela Varela González

Mérida, Venezuela, 2009

*A mi madre...
te debo todo lo que soy.*

Índice general

Agradecimientos	1
1. Introducción	2
2. Gamma-Ray Bursts	4
2.1. Introducción.	4
2.2. Modelo de Fireball	8
2.3. Progenitores de Gamma Ray Bursts	10
2.3.1. GRB Largos	11
2.3.2. GRB Cortos	12
2.4. Fotones de Altas Energías	13
2.5. Medio Interestelar	13
2.5.1. El Fondo Cósmico de Microondas	13
2.5.2. El Fondo Extragalactico Infrarrojo (CIB)	14
2.5.3. Expansión del Universo	15
3. Propagación de Fotones de Alta Energía	18
3.1. Introducción	18
3.2. Producción de Pares $\gamma\gamma_{bg} \rightarrow e^+e^-$	19
3.3. Compton Inverso	19
3.4. Método de Monte Carlo. Conceptos Básicos	20
3.4.1. Elementos de la teoría de la Probabilidad	21
3.4.2. Métodos de Muestreo Aleatorio	23
3.5. Simulación de la Cascada Electromagnética	27
3.5.1. Modelo de Interacción	27
3.5.2. Seguimiento Aleatorio de los Fotones: Simulación del Evento	28
3.5.3. Seguimiento Aleatorio de los Electrones: Simulación del Evento	29
3.6. Espectro de Fotones al alcanzar la Atmósfera	31
4. Propagación de Fotones en la Atmósfera Terrestre	35
4.1. Lluvias Atmosféricas Extendidas	35
4.1.1. La Cascada Electromagnética	37
4.2. La Atmósfera Terrestre	40

4.3. Estructura Vertical de la Atmósfera	41
4.4. Modelización de la Atmósfera: Profundidad Atmosférica	42
4.5. Simulaciones de Cascadas Aéreas Extendidas	42
4.5.1. Distribución de las partículas que llegan a la superficie como función de la Energía de las partículas.	44
4.5.2. Distribución de las partículas que llegan a la superficie como función de de la distancia al eje de la cascada.	44
4.5.3. Relación entre las partículas producidas con o sin presencia de campo geomagnético.	47
4.5.4. Desarrollo Longitudinal de las Cascadas	47
5. Conclusiones	50
.0.5. Base de Datos y Archivos de Entrada	53
.0.6. Estructura del Programa	53

Agradecimientos

Con este trabajo cierro un importante capítulo de mi vida, cinco años maravillosos en los que deje de ser una niña y se abrió un nuevo mundo para mí. Durante este tiempo nunca me ha faltado la compañía ni el apoyo y por eso hay muchas personas a quienes quiero darles las gracias.

A mi mami, por estar siempre allí y ser apoyo incondicional durante mi carrera.

A mis hermanos, Hailleen y Andrés, porque compartimos la vida con ilusión e incluso la física también.

A Fernando, el enano, gracias por acompañarme en el camino amigo.

A los profesores Luis, Pantoja y Khoudeir, por la gran oportunidad que me dieron. Gracias por confiar en mí.

Al profesor Marcos Rodriguez, por demostrarme su amor por la física y por ser apoyo incondicional en todo momento.

A Flor, Benja, Leo, Kari, Laura, Ignacio, Ezequiel, Alejandro, Adrien y todos los que me hicieron sentir en familia cuando estaba lejos, desde ahora son parte de mi vida y mi corazón. Mi familia internacional, jamás los olvidaré!

A Hernán y Xavier, por su paciencia y dedicación.

A todo el grupo de Partículas y Campos del Centro Atómico de Bariloche con quienes conté durante el desarrollo de este trabajo.

Y a toda mi familia y amigos por el afecto y la compañía de siempre.

Capítulo 1

Introducción

Los destellos gamma (GRB por sus siglas en inglés: Gamma Ray Burst) fueron por mucho tiempo unos de los mayores enigmas de la astrofísica. Estos fueron descubiertos en 1967 por el satélite "Vela", satélite de la fuerza armada estadounidense que monitoreaba pruebas nucleares de la Unión Soviética y otras naciones a fin de evitar la violación del tratado de prohibición de pruebas nucleares. Este satélite contaba con detectores de rayos X, rayos- γ y neutrones, y no fueron públicamente anunciados hasta 1973. Aparecen como un flash de fotones muy energéticos ($E > 1\text{keV}$) llegando a un período muy corto del orden del segundo. En los 90, el satélite Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) -con su detector BATSE (Burst And Transient Source Experiment)- aportó importantes informaciones sobre los destellos. Primero, eran isótropos y se veía en promedio de uno por día. Segundo, la duración de esos destellos era entre 0,01 y 100 segundos, con dos poblaciones, llamadas destellos cortos ($< 2\text{s}$) y destellos largos ($> 2\text{s}$). Por fin, la distribución de luminosidad observada no era compatible con una distribución uniforme de fuentes, ya que se observaba un déficit a baja luminosidad.

Con el satélite Beppo-SAX, lanzado en 1996, se hizo un gran avance en la comprensión de los GRB. Beppo-SAX permitió la detección de contrapartes de los destellos largos en otras bandas de energía, en X con sus propios instrumentos, y en óptico comunicando las coordenadas de los destellos detectados a otros telescopios. Las observaciones en el rango óptico permitieron -midiendo el doppler de las líneas de absorción y emisión típicas - determinar el redshift de los GRBs. Estos tenían orígenes cosmológicos, y el déficit a baja luminosidad se explica por la expansión del universo (los destellos de baja luminosidad son destellos lejanos, y la expansión del universo nos permite ver menos de los esperados). Una vez medida la distancia, se pudo deducir una luminosidad absoluta de entre 10^{51} y 10^{54} erg, correspondiendo en un segundo a lo que emite nuestra galaxia en algunos años y fueron explicados con modelos de fenómenos cataclísmicos.

Con Swift (2004), se observaron contrapartes ópticas también para destellos cortos, confirmando el entendimiento más aceptado sobre las posibles fuentes de destellos gamma: los cortos serían el resultado del choque entre dos estrellas de neutrones

o agujeros negros en un sistemas binario, mientras que los largos provendrían de hipernovas, explosiones de estrellas tipo supernovas cuyas masas serían mayor a 40 masas solares. En ambos casos, un mismo modelo describe el mismo destello: el modelo de choque de *fireball*. La explosión produce chorros colimados ultrarrelativistas ($\Gamma \approx 200$ o más), y choques internos producen los fotones vistos en el destello. La interacción del choque con el medio interestelar produce la contraparte en otras longitudes de onda. Hasta el día de hoy, el mayor aporte al conocimiento de los GRB vino de los satélites. Si bien el espectro en energía de esos destellos se conoce bien a altas energías, se tiene muy poca información sobre las bajas energías (1GeV). El detector EGRET a bordo del CGRO detectó la contraparte de alta energía de 16 GRB, con un fotón de 18 GeV como mayor energía. A esas energías, los flujos son demasiado bajos para los satélites, e intentar observar los GRB desde el suelo parece ser la única solución.

La ventaja de un detector en tierra sobre uno espacial es esencialmente su tamaño. Mientras que el metro cuadrado parece ser un límite de superficie para la detección en el espacio, uno puede hablar razonablemente desde decenas hasta miles de metros cuadrados en el suelo. Fotones de energía mayor a 1 GeV desarrollan una cascada electromagnética en la atmósfera, y se puede detectar los fotones a través de esta cascada. Un grupo de trabajo del Observatorio Pierre Auger decidió creó, a través de una colaboración Interlatinoamericana, el Observatorio de Ráfagas de Rayos Gamma de Gran Apertura o proyecto LAGO por sus siglas en inglés Large Aperture GRB Observatory, utilizando sus detectores y aprovechando la altura de las cordilleras de los países participantes. El proyecto LAGO cuenta con detectores en Sierra Negra, México y Cerro Chacaltaya, Bolivia, que actualmente están efectuando mediciones. En Venezuela el Pico Espejo será el lugar estratégico para este proyecto, sitio geográfico a partir del cual han sido realizadas las simulaciones desarrolladas en el siguiente trabajo.

Capítulo 2

Gamma-Ray Bursts

2.1. Introducción.

Los GRB son eventos que ocurren en con tasa de unos pocos por día a través del Universo, con duraciones de unos pocos milisegundos hasta algunos minutos. Inundan el Universo con su brillo, son ciento de veces más brillantes que una supernova y alrededor de millones de trillones de veces más brillantes que el sol. **GRB** son detectados aproximadamente una vez por día de direcciones totalmente aleatorias en el cielo [1].

Podría decirse que los **GRB** fueron, hasta hace poco, el misterio más grande de la astronomía de altas energías. Durante los siguientes 25 años solo fueron observados, y podían ser aproximadamente localizados ya que se desvanecían muy rápido sin dejar trazas o al menos eso parecía. Este misterioso fenómeno despertó el interés de muchas conferencias, publicaciones y la proliferación de muchas teorías. En 1975, un famoso artículo del Simposio de Astrofísica Relativista de Texas enumeró más de 100 diferentes modelos teóricos para los **GRB**, los cuales no pudieron ser descartados por las observaciones disponibles en esos tiempos.

El primer gran paso en el estudio de los **GRB** se dio en 1991 cuando la NASA lanza el Observatorio Compton de rayos *gamma* [2], en el cual el experimento BATSE detecta en un período de nueve años alrededor de 2700 ráfagas. Todo el cielo fue sondeado por el BATSE y mostró que los **GRB** están distribuidos uniformemente en el cielo, no concentrados en el plano de nuestra galaxia La Vía Láctea indicando que se originan fuera de esta y que están a distancias cosmológicas, como concluyeron en 1992 Meegan y su grupo de investigación [3]. A distancias cosmológicas los flujos de GRB observados implican energías enormes, con lo cual, la rápida variación en el tiempo, debe surgir en un pequeño volumen en un tiempo muy corto. Lo que lleva a la formación de la bola de fuego (*fireball*) de pares electrón-positrón y fotones, que se expanden relativísticamente [4, 5]. La dificultad principal de este modelo era que una *fireball* en expansión convierte la mayoría de su energía en energía cinética para acelerar bariones (en vez de energía de fotones) y producir un espectro

cuasi-térmico, al mismo tiempo las escalas temporales no explicarían eventos mucho mayores de los milisegundos. Esta dificultad fue tratada por el “escenario de choques de *fireball*”, basado en los choques que probablemente surgen, por ejemplo, cuando la *fireball* es expulsada a el medio externo, esta se hace ópticamente delgada, con lo que reconvierte la energía de expansión cinética en radiación no térmica. Las complicadas curvas de luz (ver figura 2.1), pueden además ser entendidas en términos de choques internos en el flujo mismo, antes de que pase al medio externo, causados por las variaciones de velocidad del flujo desde la fuente. A finales de 1995, la NASA lanza el Explorador coordinado de rayos X Rossi (the Rossi X-ray Timing Explorer), el cual estaba diseñado para ver como las líneas de emisión de rayos X de la fuente cambiaba con el tiempo y fue posteriormente usado para el estudio de los *afterglow* en rayos X de los GRB, meses después es lanzado el satélite BeppoSAX, en una colaboración realizado por la agencias espaciales de Holanda e Italia.

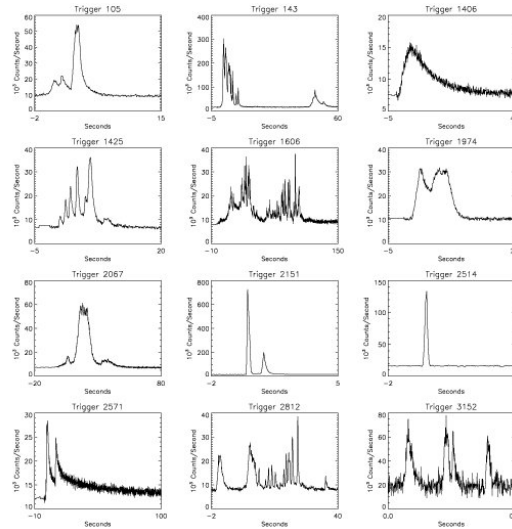


Figura 2.1: Diversidad de curvas de luz de rayos- γ observados por BATSE. Las curvas de luz de los rayos- γ son diversas, desde curvas suaves, algunas de rápido aumento y decaimiento casi exponencial (FREDs), curvas con algunos picos y otras altamente variables con muchos picos.

El siguiente gran desarrollo se dio en febrero de 1997, cuando BeppoSAX detecta un *afterglow* en rayos X asociado por primera vez con un *gamma ray burst* GRB979228 [6]. Exitosamente se obtienen imágenes atenuadas en rayos X, las cuales después de un retraso de 4 o 6 horas de procesamiento, da lugar y posiciones, lo que permite el seguimiento en el rango óptico y otras longitudes de onda. Esto pavimentó la vía para la medida de distancias corridas al rojo, la identificación de candidatos a galaxias anfitrionas y la confirmación de que efectivamente están a distancias cosmológicas comparables con la mayoría de galaxias distantes y cuasares conocidos.

en el Universo. Su salida de energía electromagnética durante décimas de segundo es comparable con la del sol \sim algunos 10^{10} años, o a la de nuestra galaxia, la vía láctea, completa en un período de algunos años. La interpretación de como esta prodigiosa energía liberada se produce, es que una gran cantidad de energía gravitacional (de alrededor de una masa solar) es liberada en un corto tiempo (un segundo o menos) en una región muy pequeña (de diez kilómetros más o menos) por un evento estelar cataclísmico, ya sea el colapso del núcleo de una estrella masiva o la fusión de dos núcleos remanentes compactos [7, 8, 9, 10]. La mayoría de la energía podría escapar durante los primeros segundos como neutrinos térmicos y otra cantidad substancial puede ser emitida como ondas gravitacionales. Esta repentina liberación de energía podría resultar en una *fireball* de muy alta temperatura que se expande a velocidades altamente relativistas, la cual experimenta una disipación interna dejando los rayos- γ y podría desarrollarse luego dentro de una onda de choque que se desacelera en el medio externo, produciendo un *afterglow* que se hace progresivamente más débil. La energía electromagnética emitida parece ser del orden de un porcentaje o menos de la energía total de salida, pero incluso la energía de estos fotones de rayos-gamma puede ser comparada con la energía de fotones ópticos emitidos en una supernova (SN) por un período de una semana. Lo más resaltante de este escenario teórico es que predice exitosamente las propiedades observadas de los ráfagas. Este modelo de *fireball* (ver figura 2.2) y ondas de choque han sido probados a lo largo de las observaciones y ayudan a entender los GRB.

La detección de otros GRB *afterglow* seguidos en una sucesión rápida, algunas veces extendiéndose al radio y con escalas de tiempo de algunos meses y en un número de casos resulto en la identificación de galaxias huéspedes. El estudio de los *afterglow* proporcionó una fuerte confirmación del modelo de choque de *fireball* de GRB. Este modelo lleva una correcta predicción de la naturaleza cuantitativa de los *afterglow* en longitudes de onda mayores que rayos- γ . En 1999, se detecta un *afterglow* segundos después del burst inicial, GRB990123. Se determinó que la energía de los burst se canalizaba en chorros y que solo podíamos detectar los GRB solo si el chorro estaba en nuestra línea de visión. La energía calculada del GRB990123, fue de 1043 watt, lo indicaba que era miles de veces más luminosos que un quasar y cuadrillones de veces más luminosos que el sol. Este mismo año, son detectados otros dos GRB, en el GRB990705, estudiando las líneas de emisión del *afterglow* se observa absorción de hierro que es característico de una supernova, y en el GRB991216, observado por el satélite japonés de rayos X ASCA y el Observatorio de rayos-X Chandra de la NASA detectaron líneas de hierro. Esto ayudo a establecer con exactitud la distancia de los ráfagas.

El 26 de marzo del año 2000, BATSE detecta el burst número 2704, su último burts. Siete meses después la NASA lanza el HETE (High Energy Transient Explorer), diseñado para detectar y apuntar rápidamente la dirección del GRB. En diciembre de 2001, se detecta el GRB011211 y el satélite multi-vistas de la agencia espacial europea detecta evidencias de silicio, azufre, argón y otros elementos en

un caparazón de gas alrededor del burst, elementos relacionados una vez más con supernovas. El 4 de octubre de 2002, HETE detecta un burst que ha sido observado rápidamente por otros satélites, los científicos encuentran evidencia de la muerte de una estrella masiva y del nacimiento de un hueco negro en su lugar. Trece días después la agencia espacial Europea lanza INTEGRAL, un observatorio de rayos γ que cuenta con un detector de burst. El 23 de diciembre de ese mismo año fue detectado un rayos- γ “oscuro” con un *afterglow*, por el satélite HETE. La clasificación de oscuros que se les da a estas ráfagas se debe a que se pensaba que eran libres de *afterglow* óptico, al menos para aproximadamente la mitad de todos los **GRB**. El *afterglow* del ráfagas desaparece en un lapso promedio de dos horas, con lo que si no es detectado en este corto lapso se le etiqueta como oscuros, quizás si fueran rápidamente observados no sería necesario esta clasificación. En el 2003, el 19 de marzo, es anunciada por la NASA la evidencia de una ráfaga de rayos *gamma* de larga duración (al menos 10 segundos) relacionados con la muerte de una estrella y la creación simultanea de un hueco negro.

El tercer gran paso de estos significantes avances en el campo se debe a el Satélite de la NASA Swift, lanzado en noviembre de 2004 [11]. Este satélite representa un gran avance, ya que facilita el estudio de la transición desde la emisión del GRB hasta los últimos términos de su *afterglow*, revelando en la etapa temprana del ráfagas una abundancia de rayos-X. Permitió el descubrimiento de las ráfagas cortas, en los cuales la emisión *gamma* dura aproximadamente dos segundos, así como también rompió la barrera de el corrimiento al rojo simbólico $z = 6$, donde solo unos pocos objetos de cualquier tipo han sido medidos.

Teóricamente, el resultado más importante del corrimiento al rojo, fue la medida de la fluidez (flujo integrado sobre en tiempo) de los rayos- γ , que implica una energía total es del orden de una masa solar en reposo $M_{\odot}c^2 \sim 2 \times 10^{54}$ ergs, si estos fueran emitidos isotrópamente. En cambio, la radiancia total de una supernova, que se detecta a escalas de tiempo de semanas o meses, es del orden de miles de masas solares en reposo, 10^{51} ergs. La cantidad total inferida de la radiancia y energía cinética envuelta durante la emisión del **GRB** es comparable a la emitida por una supernova, a diferencia que en estos la energía es emitida en un chorro de rayos- γ en décimas de segundos, mientras que en la supernova se emite isotrópamente durante semanas. Entonces la energía electromagnética de salida en un GRB es por lo tanto solo del mismo orden de magnitud que la energía de salida de la supernova, con una explosión mucho más concentrada, tanto en el tiempo como en dirección, por lo que el brillo específico para un observador alineado con el chorro, es muchos ordenes de magnitud más intensa y aparecen fotones característicos de energías mucho mayores. Una vez tomada en cuenta la corrección de colimación, la emisión electromagnética del GRB bastante compatible con un origen en, digamos cualquiera de estos modelos, la fusión de núcleos compactos de estrellas de neutrones- estrellas de neutrones (NS-NS), huecos negros-estrellas de neutrones (BH-NS) o con el colapso de de núcleos (hipernova o colapsar), que son modelos de progenitores estelares masivos los

cuales podrían estar relacionados pero más extraños que el colapso del núcleo de una supernova. En ambos casos el resultado podría llevar, al menos temporalmente, a la formación de una estrella masiva de neutrones que gira rápidamente en un campo magnético ultra-fuerte (magnétar) o de un hueco negro central, que crece a través de la acreción de la materia del núcleo estelar circundante, el cual provee de energía a la fuente para la expulsión de materia relativista responsable de la radiación.

En ambos escenarios, ya sea en la fusión de dos núcleos masivos o en la hipernova, la materia central es comprimida a densidades nucleares y calentado a temperaturas viriales característicamente en el rango multi-MeV, con neutrinos térmicos del orden de $5-30\text{MeV}$. Al mismo tiempo la fusión o colapso del material nuclear adquiere un momento de masa cuadrípolar que varia en el tiempo, el cual conduce a la emisión de ondas gravitacionales. En GRB y en SN la emisión de neutrinos es del orden de una fracción de una masa solar en reposo \sim algunos $\times 10^{53}$ ergios. La emisión gravitacional es del mismo orden para fusión de núcleos, un poco menos para colapsares y mucho menor en una fusión de núcleos normales de SN [1].

2.2. Modelo de Fireball

El *fireball* puede experimentar choques en los cuales hay conversión de energía cinética en energía aleatoria que ganan las partículas que componen el fluido. Estos choques se presentan entre capas internas del *fireball* que se mueven con diferentes factores de Lorentz. De la energía ganada por los leptones, estos comenzaran a emitir radiación por proceso de sincrotrón si el fluido esta inmerso en un campo magnético, y/o presentar dispersión por efecto compton inverso con fotones del *fireball*; esta emisión se presenta en escalas de tiempo bastante cortas. A su vez, se puede presentar aniquilación de pares e^+ , e^- . La presencia de contaminación por bariones en el plasma relativista hace que el *fireball* sea ópticamente opaco y por lo tanto, los fotones emitidos vierten nuevamente su energía y momento al fluido. Cuando el *fireball* se hace ópticamente transparente en parte debido a la velocidad relativista que tiene, fotones energéticos en el orden de rayos γ pueden escapar y como característica de esta región delgada, el espectro de radiación emitido es de naturaleza no termal, lo cual constituye el evento de emisión de GRB. En la expansión del *fireball*, este es enfriado por la emisión *gamma* y al interactuar con el medio interestelar pueden sufrir repetidos choques externos, razón por la cual emitirá radiación en longitudes de onda cada vez más largas, lo que constituye la emisión de *afterglow*. La frecuencia de los *afterglows* decae según una ley de potencias de la forma $F_\nu \propto t^{-\alpha}$ con el índice espectral $\alpha = 1,1-1,6$ para rayos X y $\alpha = 1,2-2,1$ para la banda óptica. En el momento en que se presentan los choques externos se originan frentes de fluido en reversa, es decir, ondas de choque en el plasma relativista que retroceden e interactúan con las ondas directas produciendo brillantes emisiones en el óptico (figura 2.2). Sin embargo, la ocurrencia de estos choques en reversa y del *afterglow* depende de la densidad del la interacción con el medio interestelar y del

factor de Lorentz con que se mueve el *fireball*.

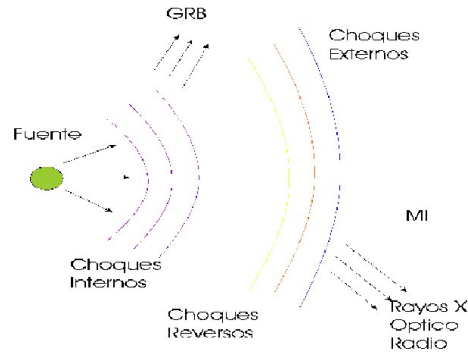


Figura 2.2: Modelo de Fireball para la Generación de GRB.

La interacción entre el frente de fluido relativista y con el medio interestelar así como con las capas internas del fluido tiene lugar en forma de dos choques, un choque hacia adelante que se propaga dentro del medio interestelar y un choque en reverso que se propaga dentro del fluido (figura 2.2). Se consideran dos cantidades básicas que determinan la estructura del choque, el factor γ del fluido antes del choque y la razón entre la densidad del número de partículas del fluido y del la interacción con el medio interestelar. Al hacer un análisis de la dinámica de esta interacción se definen cuatro regiones de interacción bien diferenciadas que se pueden apreciar en la figura 2.3:

1. La interacción con el medio interestelar en reposo.
2. Material del la interacción con el medio interestelar en colisión por el que ha pasado el choque hacia adelante.
3. Material del fluido en colisión que ha pasado a través de los choques en reversa.
4. Material del fluido que no ha sido afectado por el choque.

Cada una de estas regiones se mueve con un diferente factor de Lorentz. De esta forma, se puede considerar que la región 1 está en reposo con lo cual $\gamma_1 = 1$. La región 4 se mueve a la velocidad relativista a la que fue acelerado el fluido por el motor central es decir, $\gamma_4 = \gamma$. La velocidad en las regiones 2 y 3 debe ser tal que se cumpla $\gamma_1 < \gamma_2$ y $\gamma_3 < \gamma_4$.

La eficiencia de los procesos de enfriamiento y por consiguiente, la naturaleza de la radiación emitida dependen de las condiciones en las regiones 2 y 3. Los parámetros que determinan el enfriamiento por radiación son la intensidad de campo magnético y la distribución de velocidades para el conjunto de electrones.

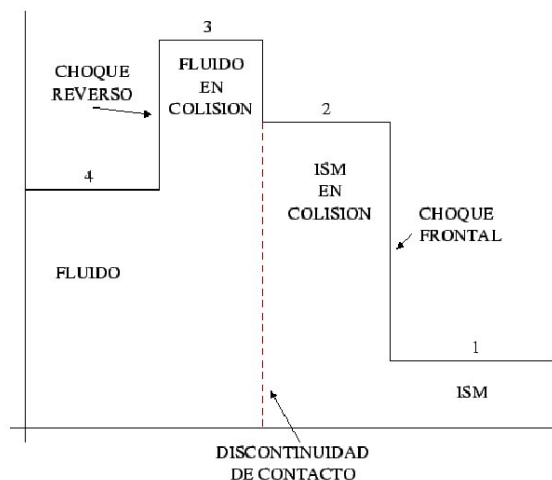


Figura 2.3: Regiones de interacción entre el fluido relativista y la Interacción con el Medio Interestelar.

El proceso de emisión de sincrotrón es un fuerte candidato para el origen de la radiación observada en el GRB y en los *afterglows*. Otros mecanismos posibles de emisión son la comptonización cuasi-termal, el frenado Compton, la emisión por el proceso Compton inverso. Si las partículas que componen el *fireball* están en presencia de un campo magnético y además se mueven a velocidades relativistas se puede esperar que emitan radiación por proceso de sincrotrón. Los electrones que emiten tendrán una distribución de energía por ley de potencia de la forma $N(E) \propto E^{-p}$ con el índice de distribución de partículas $p \sim 2,5$ según se ha observado. Además, como se mencionó anteriormente, se puede presentar interacción de leptones con campos de radiación que da lugar a la emisión por dispersión efecto efecto compton inverso.

2.3. Progenitores de Gamma Ray Bursts

Basados en observaciones realizadas por BATSE, Kouvelioti y un grupo de la Universidad de Alabama [12], encontraron una distribución bimodal en los GRB basándose en sus propiedades espectrales y temporales. Unos son de larga duración y espectro suave (GRB largos) y otros muy breves con espectro duro (GRB cortos). Hay al menos dos tipos diferentes de fuentes progenitoras de GRB: una es responsable de los GRB largos. Y otra (posiblemente más de un tipo) responsable de los GRB cortos.

2.3.1. GRB Largos

Este tipo de ráfagas está asociado con la muerte de estrellas masivas en un tipo específico de supernovas, eventos comúnmente conocidos como hipernova [13, 14]. Estrellas masivas son capaces de fusionar todo el material en su centro al punto que ya no pueden producir más energía por fusión y colapsan, en este caso forman de manera inmediata un hueco negro. El material de la estrella que se encuentra alrededor del núcleo cae hacia el centro y comienza a girar en un disco de acreción. La caída de este material hacia el hueco negro propulsióna un par de chorros a lo largo del eje rotacional, donde la densidad de materia es mucho menor que en el disco de acreción, hacia los polos de la estrella a una velocidad aproximada a la velocidad de la luz y crea una onda de choque relativista en la parte delantera. Si la estrella no esta rodeada por una densa capa difusa de hidrógeno, el material del chorro puede acabar con toda la superficie estelar. Este choque se acelera a medida que la densidad de materia estelar decrece, y en cualquier momento alcanza la superficie de la estrella viajando con un factor de Lorentz de 100 o mayor (lo que representa una velocidad de 0,9999 veces la velocidad de la luz). Una vez alcanzada la superficie, la onda de choque sale al espacio y la mayor parte de la energía liberada son rayos *gamma*. Una estrella para evolucionar a ráfagas *gamma* bajo esta teoría, necesita cumplir tres requisitos: en primer lugar debe ser una estrella masiva (probablemente con al menos 40 masas solares en la secuencia principal) para que pueda formar un hueco negro, la estrella debe girar rápidamente para formar un toro de acreción capaz de lanzar chorros, y la estrella debe ser de baja metalicidad en orden de quitar el hidrógeno que lo rodea para que los chorros puedan alcanzar la superficie. Como resultado, los ráfagas son menos frecuentes que un colapso de supernova ordinario, el cual el único requerimiento es que la estrella sea lo suficientemente masiva para fusionarse en hierro.

Evidencias Experimentales del Modelo de Colapsar

Se basa principalmente en dos evidencias. La primera es que la mayoría de GRB largos han sido encontrados, sin excepción, en sistemas en los cuales hay una gran población de estrellas en formación, tales como galaxias irregulares y galaxias con brazos de espiral [15]. Esto es evidencia de un fuerte vinculo con las estrellas masivas, las cuales evolucionan y mueren en un período de cientos de millones de años y nunca han sido encontradas en regiones donde haya cesado la formación estelar. Esto no es necesariamente una prueba del modelo de colapsar pero le da un buen soporte. La segunda evidencia es que existen cientos de casos donde una supernova es seguida inmediatamente por una ráfaga de rayos *gamma*. Ya que la mayoría de los GRB ocurren muy lejos de los instrumentos de detección, estos no tienen la oportunidad de detectar la débil emisión de la supernova a esas distancias, pero para sistemas de más bajo corrimiento al rojo hay cientos de casos donde el GRB ha sido seguido dentro de unos pocos días por la aparición de una supernova. Exitosamente

esta supernova ha sido bien clasificada y es del tipo Ib/c, una rara clase de supernova causada por el colapso de su núcleo. Esta supernova carece de hidrógeno en sus líneas de absorción y es consistente con la predicción teórica de la pérdida de hidrógeno en las estrellas durante su evolución. Recientemente con la observación de las ráfagas GRB060505 y 060634 [16, 17], han sido encontrados rastros de supernovas desafiando las predicciones. Sin embargo, estos eventos están asociados con una población activa de estrellas en formación.

2.3.2. GRB Cortos

Solo pocos GRB cortos han sido asociados con fuentes estelares. Al menos una de estas ráfagas cortas ha sido asociado a estrellas que se forman en la región central de una galaxia, algunos otros han sido asociados con regiones externas e incluso externas al halo de grandes galaxias elípticas en las cuales la formación estelar ha terminado. Todas las galaxias huéspedes identificados hasta ahora han sido a bajos redshift.

Fusión de Estrella de Neutrones - Estrella de Neutrones/Hoyo Negro

Este modelo consiste en la fusión de dos objetos compactos como resultado de succión gravitacional: dos estrellas de neutrones [18] o una estrella de neutrones y un hueco negro [19]. Según la Teoría de la Relatividad General de Einstein, sistemas de esta naturaleza pierden energía lentamente debido a la radiación gravitacional y los dos objetos en degeneración forman un espiral acercándose uno al otro hasta que la fuerza de marea rompe la estrella de neutrones, o las estrellas según sea el caso, y se libera una inmensa cantidad de energía antes de que la materia se sumerja en un hueco negro. El proceso completo ocurre extremadamente rápido y dura unos cuantos segundos, de aquí la naturaleza corta de estas ráfagas. Pero el panorama de observación no está del todo claro ya que los destellos en rayos-X [20], que pueden durar hasta varios días después de que se ha completado la fusión, son obstáculos para identificar huéspedes cercanos.

Destellos de Magnetares Gigantes

Existen un pequeño subconjunto de GRB cortos que están descritos por el modelo de los llamados destellos de magnetares gigantes. Un magnetar o magnetoestrella es una estrella de neutrones alimentada con un campo magnético extremadamente fuerte. Se trata de una variedad de pulsar cuya característica principal es la expulsión, en un breve periodo de tiempo, de enormes cantidades de alta energía en forma de rayos X y rayos *gamma*. Solo se conocen cinco en nuestra galaxia. Sin embargo, ninguno de esos eventos observados son lo suficientemente luminosos como para poder ser detectados, y no fue hasta el 27 de diciembre de 2004, cuando la radiación de la explosión del magnetar SGR1806-20 saturó todos los detectores de

rayos-gamma en de los satélites en orbita y afecto significativamente la ionosfera de la tierra. Un evento como ese es fácilmente detectable más allá de nuestra galaxia, y se ha especulado que unos cuantos de los GRB conocidos está asociado con estos eventos, como lo es el caso del GRB051103.

2.4. Fotonos de Altas Energías

La emisión en Alta Energía (AE), en el rango de los GeV y mayores [21], es producida por electrones mediante efecto Compton inverso tanto en el choque externo como es los choques internos en la fase rápida. La combinación de la emisión temprana en MeV durante los choques internos y la emisión tardía en GeV de los choques externos, explica la radiación tardía en GeV observada en algunas ráfagas de rayos *gamma*. La componente GeV de los fotonos producidos por Compton inverso representa la contribución más importante al espectro a estas energías, que una posible componente dada por la radiación de sincrotrón producida por un electrón o un protón en este mismo rango [22]. Otra componente espectral importante en el rango de los GeV, proviene de los GRB barionicos, donde el decaimiento de los π^0 produce una cascada de fotonos de AE en el rango de los GeV. El espectro GeV final resulta de una cascada compleja, pero un estimado aproximado indica que el flujo de 1 – 10 GeV debería ser detectable con GLAST [23] para ráfagas a $z \lesssim 0,1$. La componente espectral en TeV es degradada a bajas energías por la producción de pares $\gamma\gamma$, en la fuente misma o en las interacciones con el medio interestelar [1].

2.5. Medio Interestelar

La radiación de fondo de importancia para determinar las interacciones durante la propagación del fotón consiste de la radiación de microondas a 2,7 K y de la radiación en infrarrojo [24]. Otro factor importante a considerar es la perdida de energía que sufren las partículas debido a la expansión del Universo.

2.5.1. El Fondo Cósmico de Microondas

En cosmología, la radiación de fondo de microondas (en inglés Cosmic Microwave Background o CMB) es una forma de radiación electromagnética descubierta en 1965 que llena el Universo por completo. También se denomina radiación cósmica de microondas o radiación del fondo cósmico. Esta radiación es isótropa y es el espectro de cuerpo negro medido con más precisión en la naturaleza, con una temperatura de $2,725K$ y se encuentra en el rango de microondas con una frecuencia de 160, $2GHz$, ver figura 2.4. La densidad espectral de fotonos en el CMB está dada por la relación

$$n(\varepsilon) = \frac{4\pi I(\nu)}{hc h\nu} \quad \text{donde} \quad I(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.1)$$

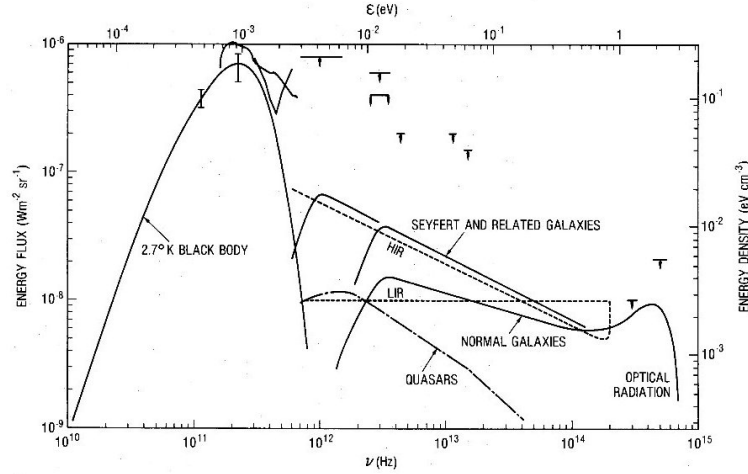


Figura 2.4: Radiación de los campos de fondo. Espectro de cuerpo negro para el CMB. Las líneas punteadas corresponden a los modelos de el fondo intergaláctico infrarrojo usado en los cálculos.

La cual es usada para calcular el camino libre medio o la longitud de interacción de los fotones del CMB, como se muestra en la figura ???. El camino libre medio nos da la probabilidad que tienen los fotones del CMB de interactuar con las ráfagas de rayos *gamma*, como función de la energía de los fotones del GRB. La probabilidad es inversamente proporcional al camino libre medio, con lo que podemos notar que mientras mayor sea la energía del fotón incidente, mayor será la probabilidad de interactuar con un fotón del CMB.

2.5.2. El Fondo Extragaláctico Infrarrojo (CIB)

La radiación infrarroja se asume que se origina principalmente de objetos extragalácticos. El fondo Infrarrojo está dado por una ley espectral como se muestra en la figura 2.4, la cual describe desde el campo de radiación óptico de cuerpo gris hasta el campo de radiación de microondas de cuerpo negro. Hay dos límites para este fondo, alto-infrarrojo y el bajo-infrarrojo. En términos de la densidad espectral del fotón, en cada caso *alto infrarrojo* (HIR) y *bajo infrarrojo* (LIR), están dados por las expresiones numéricas

$$HIR : n(\varepsilon) = 1,1 \times 10^3 \varepsilon^{-2,5} (m^{-3} eV^{-1}) \quad (2.2)$$

y

$$LIR : n(\varepsilon) = 2,6 \times 10^3 \varepsilon^{-2} (m^{-3} eV^{-1}) \quad (2.3)$$

con las energías de los fotones dadas en eV y el espectro sobre el rango de energía de $2 \times 10^{-3} < \varepsilon < 0,8$ eV [24].

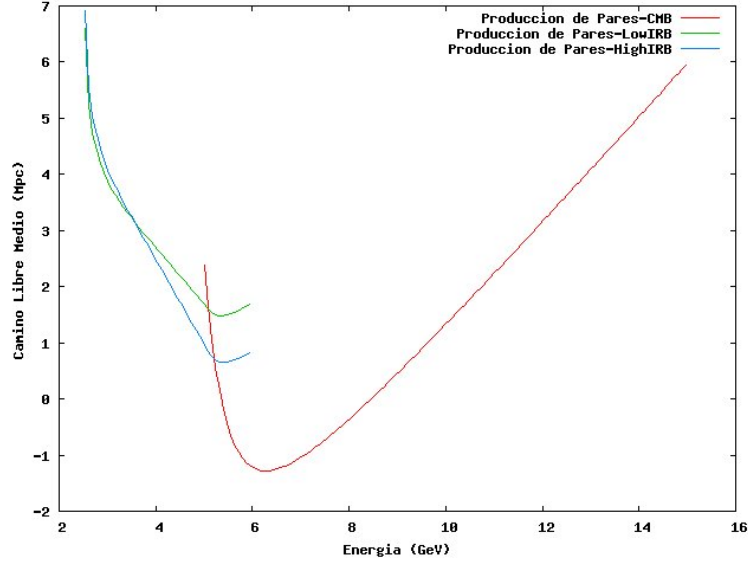


Figura 2.5: Camino libre medio para la producción de pares para rayos- γ en el fondo de microondas e infrarrojo

Estas relaciones son usadas para calcular el camino libre medio o la longitud de interacción en este fondo ???. Como se mencionó con anterioridad, el camino libre medio describe la probabilidad de interacción, y en este caso la probabilidad de interacción con este fondo incrementa con la energía del fotón incidente y es mucho menos que para las interacciones con los fotones del CMB. Las interacciones de atenuación que sufre el fotón durante la propagación por el medio interestelar están descritas por los caminos libres medios ver figura 2.5 y 2.6

2.5.3. Expansión del Universo

El efecto de la expansión del Universo afecta la radiación emitida por los objetos que se encuentran en él. En el caso de un fotón, usando la relación de Broglie $p = h/\lambda$, se puede obtener el corrimiento al rojo del fotón

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{a(t_1)}{a(t_0)} \Rightarrow z \equiv \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_1} = \frac{a_0}{a_1} - 1 \quad (2.4)$$

donde λ_0 es la longitud de onda medida por un observador a un tiempo t_0 , mientras λ_1 es la longitud de onda emitida cuando el Universo era más joven ($t_1 < t_0$) y $a(t)$ es el *factor de escala* que determina el tamaño físico del Universo. Normalmente se mide el espectro de luz de las estrellas en galaxias distantes y se compara con el espectro medido en laboratorio (sistema de referencia en reposo). La fracción 2.4 nos da entonces el corrimiento al rojo del objeto. Suponiendo que, ambos el espectro emitido y el medido en el sistema de referencia en reposo son idénticos y por lo

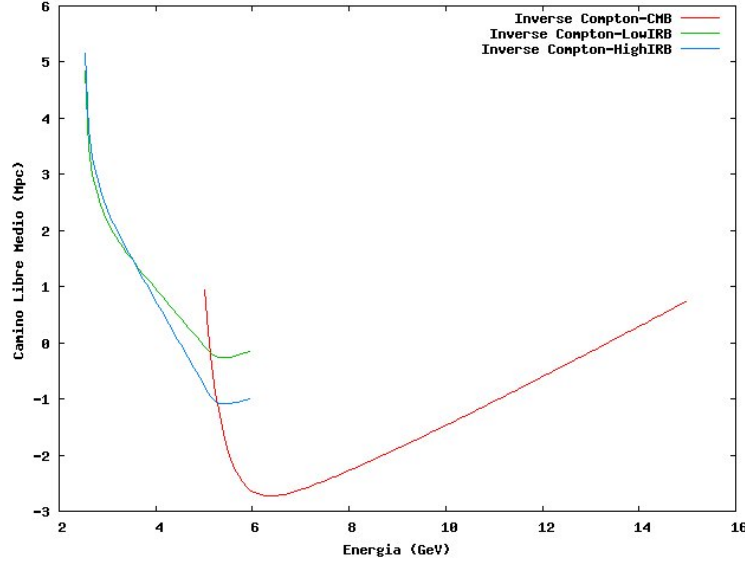


Figura 2.6: Camino libre medio para el Compton inverso para electrones interactuando en el fondo de microondas e infrarrojo

tanto se puede medir el efecto de la intervención de la expansión. Por lo tanto es la distancia entre las galaxias lo que cambia con el tiempo, no el tamaño de las galaxias, o bien la medida de las distancias locales. La relación entre distancia física y corrimiento al rojo, puede ser evaluada como función de la expansión del Universo y está dada por la *Ley de Hubble*

$$H_0 d = a_0 H_0 r_1 = z \simeq vc \quad (2.5)$$

La ley de Hubble ha sido confirmada por observaciones desde 1920 y el valor de su parámetro (H_0) a sido determinado con mucha precisión. Hoy en día, la mejor determinación de su valor fue hecha con el Telescopio Espacial Hubble [25], $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km/s/Mpc}$. Esta determinación está basada en objetos a distancias por arriba de los 500 Mpc , correspondiente a un corrimiento al rojo $z \leq 0,1$. La conexión entre la observación de supernovas de alto corrimiento al rojo y los parámetros cosmológicos se hacen vía la distancia de luminosidad, definida como la distancia d_L a la cual una fuente de luminosidad absoluta \mathcal{L} (energía por unidad de tiempo) dado un flujo $\mathcal{F} = \mathcal{L}/4\pi d_L^2$.

$$H_0 d_L(z) = \frac{(1+z)}{|\Omega_K|^{1/2}} \sin n \left[\int_0^z \frac{|\Omega_K|^{1/2} dz'}{\sqrt{(1+z')^2(1+z'\Omega_M - z'(2+z')\Omega_\Lambda)}} \right] \quad (2.6)$$

donde la constante K caracteriza la curvatura *espacial* del Universo, dependiendo de su valor tenemos: $\sin n(x)$ será igual a x si $K = 0$ que corresponde al Universo

plano; $\text{seno}(x)$ si $K = +1$ describe un Universo cerrado con geometría esférica y $\text{senohiperbólico}(x)$ si $K = -1$ el Universo es abierto con una geometría espacial local hiperbólica.

Los parámetros cosmológicos han sido encontrados gracias a una gran cantidad de observaciones cosmológicas y son los siguientes: la tasa actual de expansión H_0 ; la edad del Universo t_0 ; la curvatura espacial Ω_K ; la densidad de materia Ω_M ; la energía de vacío Ω_Λ ; la densidad bariónica Ω_B , y muchos otros que son responsables por la estructura a gran escala del Universo y las anisotropías del CMB. En particular, para un Universo plano $K = 0$ se tiene que $\Omega_M = 0,71 \pm 0,05$ y $\Omega_\Lambda = 0,29 \pm 0,05$ [26].

Capítulo 3

Propagación de Fotones de Alta Energía

3.1. Introducción

El Universo no es transparente a los rayos-*gamma* de altas energías dadas las interacciones con los fotones de bajas energías de los campos de radiación extragalácticos. El proceso más importante es la producción de pares fotón-fotón [27, 28, 29] y fue estudiado por primera vez en sistemas astrofísicos por Nikishov en 1962. En 1967 Gould and Schröder [30] realizan el primer estudio probabilístico de este proceso. Los pares producidos durante la propagación de estos fotones por el universo conducen al desarrollo de una *cascada electromagnética* que juega un papel importante en el espectro final observado del rayo- γ . Cuando la producción de pares se da en el régimen de Klein-Nishina, válido cuando $E_\gamma E_\gamma^{bg} \geq m_e c^2$, cualquiera de las dos partículas, el electrón o el positrón, producidas en el proceso $\gamma\gamma_{bg} \rightarrow e^+e^-$ se lleva la mayoría de la energía del fotón de alta energía. Este electrón principal es entonces dispersado por efecto Compton inverso dando como resultado un fotón dispersado que ahora será la partícula principal en el seguimiento de la cascada. Después de este ciclo de dos pasos el nuevo fotón lleva todavía la mayoría de la energía del rayo- γ primario, y puede iniciar otro ciclo debido a las interacciones de producción de pares y efecto Compton inverso.

La longitud media de interacción para una partícula de energía E esta dada por la relación

$$[\lambda(E)]^{-1} = \frac{1}{8E^2} \int_{\varepsilon_{min}}^{\text{inf}} d\varepsilon \frac{n(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \int_{s_{min}}^{s_{max}(\varepsilon, E)} ds s \sigma(s) \quad (3.1)$$

donde $n(\varepsilon)$ es la densidad diferencial correspondiente a los fotones de baja energía ε de la radiación de fondo del medio interestelar, $\sigma(s)$ es la sección eficaz del proceso como función del cuadrado de la energía en el centro de masa.

3.2. Producción de Pares $\gamma\gamma_{bg} \rightarrow e^+e^-$

La producción de pares es el proceso físico donde un fotón de Rayos- γ con la interacción con un campo de fotones, como es en este caso el Fondo Infrarojo y de Microondas, produce un electrón y un positrón. El fotón inicial desaparece cediendo su energía a las partículas producidas. La sección eficaz de la producción de pares por fotones no polarizados es una distribución isotrópa, ya que a energías muy altas los electrones se producen en ángulos pequeños respecto de la línea de incidencia. La sección eficaz total se expresa en términos de la energía en el centro de masa de la colisión w [32]

$$\sigma_{PP} = r_0^2 \pi \left(\frac{m}{w}\right)^2 \left(\ln\left(\frac{2w}{m}\right) - 1\right) \quad (3.2)$$

La cantidad de energía cedida a una partícula como resultado del proceso está dada por

$$\frac{E_e}{E_\gamma} = \frac{4s-1}{4s} f(s) \quad (3.3)$$

La cantidad s representa el cuadrado de la energía en el centro de masa de la colisión está dada por

$$s = \frac{E_\gamma E_{bg}^2}{m_e c^2} \quad (3.4)$$

En la figura 3.1 se muestra el comportamiento de la función $f(s)$ [31]

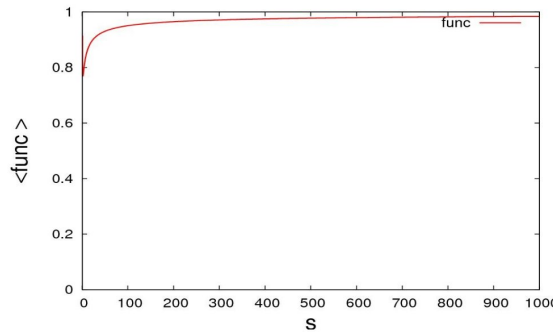


Figura 3.1: Función $f(s)$

Y por conservación de la energía, el otro electrón tendrá una energía $E_{e+} = E_\gamma - E_{e-}$

3.3. Compton Inverso

Es el proceso en el cual un electrón intertúa con un fotón de un campo de fotones del medio en el que se propaga. Este pierde energía e impulsa al fotón mediante la

transferencia de fracción de su energía. La sección eficaz [32] de este proceso está dada por

$$\sigma_{IC} = r_0^2 \pi \left(\frac{m}{w} \right) \left(\ln \left(\frac{2w}{m} \right) + \frac{1}{2} \right) \quad (3.5)$$

Y la energía del fotón resultante de las interacciones dada por la ecuación

$$\frac{E_\gamma}{E_e} = \frac{b}{1+b} f(b) \quad (3.6)$$

En este caso tendremos una cantidad b que físicamente representa el cuadrado de la energía en el centro de masa de la colisión

$$b = \frac{4E_e E_\gamma^{bg}}{(m_e c^2)^2} \quad (3.7)$$

En la figura 3.2 se muestra el comportamiento de la función $f(b)$ [31] Por conser-

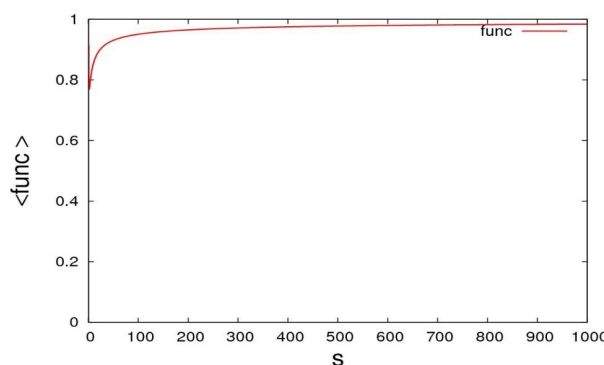


Figura 3.2: Función $f(b)$

vación de la energía, el electrón remanente de la interacción se propaga con energía $E_{e\pm} = E_\gamma - E_{e\mp}$

3.4. Método de Monte Carlo. Conceptos Básicos

El nombre de “*Monte Carlo*” fue usado por primera vez en 1940 por científicos que trabajaban en proyecto de arma nuclear en Los Alamos para designar un clase de métodos numéricos basado en el uso de números aleatorios. Hoy en día es ampliamente usado para resolver sistemas físicos complejos y problemas matemáticos (James, 1980; Rubinsten, 1981; Kalos y Wihitlock, 1986) particularmente aquellos que involucren múltiples variables independientes donde el método numérico convencional podría demandar cantidades enormes de memoria y tiempo de la computadora. En simulaciones de Monte Carlo de transporte de radiación, el seguimiento

de la partícula consiste en una secuencia aleatoria de vuelos libres que terminan con una interacción donde la partícula pierde energía y produce partículas secundarias. La simulación en Monte Carlo de un arreglo experimental, consiste en la generación de caminos aleatorios [33]. Para simular esos caminos se necesita un “modelo de interacción”, por ejemplo el conjunto de secciones eficaces diferenciales para los mecanismos de interacción relevantes. Estas secciones eficaces diferenciales determinan la distribución de funciones de probabilidad de las variables aleatorias que caracterizan el seguimiento de la partícula

1. Caminos libres entre eventos de interacciones sucesivas
2. Tipo de interacción que esta sucediendo
3. Pérdida de energía y estado inicial de las partículas secundarias emitidas

Una vez que se conocen esas funciones de probabilidad se pueden generar caminos aleatorios para las partículas usando métodos apropiados de muestreo. La principal desventaja del método Monte Carlo está en su naturaleza aleatoria, pero los resultados podrían ser más acertados al incrementar la muestra y por lo tanto, el tiempo de cálculo.

3.4.1. Elementos de la teoría de la Probabilidad

La característica principal de método de Monte Carlo es que usa números aleatorios y variables aleatorias. Un número aleatorio es un cantidad que resulta de repetidos procesos, cuyo valor actual no se puede predecir con certeza. En el mundo real , la aleatoriedad es originada por factores no controlados o por naturaleza cuántica de sistemas y procesos microscópicos. Por ejemplo, si lanzamos dos dados en una caja, la suma de los puntos sobre sus cara superiores es una variable discreta aleatoria que puede ir desde 2 a 12 y la distancia x entre estos puede ser cero si están en contacto los dados y el valor máximo está determinado por las dimensiones de la caja. En la computadora las variables aleatorias son generadas por transformaciones numéricas de números aleatorios. Llamemos x es una variable aleatoria continua que toma lugar entre un intervalo $x_{min} < x < x_{max}$. Para medir la probabilidad de obtener x en un intervalo dado (a, b) usamos la probabilidad $P\{x|a < x < b\}$, definida como la relación n/N de n valores de x que puede tomar en el intervalo N de números totales de x -valores generados en el límite cuando $N \rightarrow \infty$. La probabilidad de obtener x en un intervalo diferencial de tamaño dx alrededor de x_1 se puede expresar como

$$P\{x|x_1 < x < x_1 + dx\} = p(x_1)dx \quad (3.8)$$

donde $p(x_1)$ es la Función Distribución de Probabilidad (FDP) de x . Dado que las probabilidades negativas no tienen sentido y que el valor obtenido se debe encontrar

en algún lugar del intervalo (x_{min}, x_{max}) la función de distribución de probabilidad debe ser positiva y normalizada a uno

$$p(x) \geq 0 \quad (3.9)$$

y

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} p(x) dx = 1 \quad (3.10)$$

Cualquier función que cumpla las condiciones 3.9 y 3.10 se puede interpretar como una FDP, que en el método de Monte Carlo se usa frecuentemente una distribución uniforme

$$U_{x_{min}, x_{max}}(x) = \begin{cases} 1/(x_{max} - x_{min}) & \text{si } x_{min} < x < x_{max} \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (3.11)$$

la cual es discontinua. La FDP de una variable aleatoria x toma valores discretos $x = x_1, x_2, \dots$ con una probabilidad puntual p_1, p_2, \dots que puede ser expresada como una mezcla de funciones delta

$$p(x) = \sum_i p_i \delta(x - x_i) \quad (3.12)$$

Distribuciones discretas pueden por lo tanto formar una distribución continua. Dada una variable aleatoria continua x , la función distribución acumulativa de x esta dada por

$$P(x) \equiv \int_{x_{min}}^x p(x') dx' \quad (3.13)$$

Esta es una función no discreta de x que varia de $P(x_{min}) = 0$ a $P(x_{max}) = 1$. En el caso de una distribución completa de la forma 3.12, $P(x)$ es una función escalón. Por lo tanto la probabilidad $P\{x \mid a < x < b\}$ de encontrar x en un intervalo (a, b) es

$$P\{x \mid a < x < b\} = \int_a^b p(x) dx = P(b) - P(a) \quad (3.14)$$

y $p(x) = dP(x)/dx$. El n-ésimo momento de $p(x)$ esta definido como

$$\langle x^n \rangle = \int_{x_{min}}^{x_{max}} x^n p(x) dx \quad (3.15)$$

El momento $\langle x^0 \rangle$ es simplemente la integral de $p(x)$, la cual es la unidad por definición. Sin embargo, momentos de órdenes mayores pueden o pueden no existir. El primer momento, cuando existe, es llamado el valor medio esperado de la variable aleatoria x

$$\langle x \rangle = \int xp(x) dx \quad (3.16)$$

El valor esperado de la función $f(x)$ se define de la misma manera

$$\langle f(x) \rangle = \int f(x)p(x)dx \quad (3.17)$$

Si $f(x)$ es una variable aleatoria, tiene su propia FDP, $\pi(f)$, tal que la probabilidad de tener un valor de f en un cierto intervalo de longitud df es igual a la probabilidad de tener x en el correspondiente intervalos o intervalos¹. Por lo tanto si $f(x)$ es una función que incrementa monótonamente con x (que hay una correspondencia uno a uno entre x y f), $p(x)dx = \pi(f)df$ y

$$\pi(f) = p(x)(df/dx)^{-1} \quad (3.18)$$

Se puede demostrar en la definiciones 3.16 y 3.17 son equivalentes. Si $f(x)$ incrementa monótonamente con x , la prueba es trivial: de la definición 3.16 y escribimos

$$\langle f \rangle = \int f\pi(f)df = \int f(x)p(x)(dx/df)df = \int f(x)p(x)dx \quad (3.19)$$

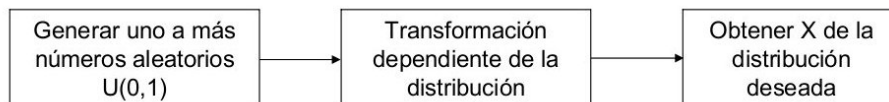
que a su vez concuerda con 3.17. Si existen el primer momento y el segundo de la FDP $p(x)$, se define la variancia de x o de $p(x)$ como

$$var(x) \equiv \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle = \int (x - \langle x \rangle)^2 p(x)dx = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad (3.20)$$

La raíz cuadrada de la varianza, $\sigma \equiv [var(x)]^{1/2}$, es llamada la “desviación estandar” y da una medida de la dispersión de la variable aleatoria.

3.4.2. Métodos de Muestreo Aleatorio

La primera componente de un cálculo de Monte Carlo es el muestreo numérico de variables aleatorias con una FDP específica. Existen diferentes técnicas para producir un número aleatorio en un intervalo (x_{min}, x_{max}) de acuerdo a una FDP $p(x)$. En forma general se consideran las siguientes etapas



¹Cuando $f(x)$ no incrementa o decrece monótonamente con x , debe haber múltiples valores de x que corresponde a un valor dado de f

Método de la transformada inversa

La función acumulativa de $p(x)$, ecuación 3.13, es una función creciente en x y por lo tanto tiene una función inversa $P^{-1}(\xi)$. La transformada $\xi = P(x)$ define una nueva variable aleatoria que toma valores entre $(0, 1)$, ver figura 3.3. Debido a la correspondencia entre los valores de x y ξ , la FDP de ξ , $p_\xi(\xi)$, y de x , $p(x)$, están relacionadas por $p_\xi(\xi) = p(x)dx$. Por lo tanto

$$p_\xi(\xi) = p(x) \left(\frac{d\xi}{dx} \right)^{-1} = p(x) \left(\frac{dP(x)}{dx} \right)^{-1} = 1 \quad (3.21)$$

donde ξ es uniforme en el intervalo $(0, 1)$.

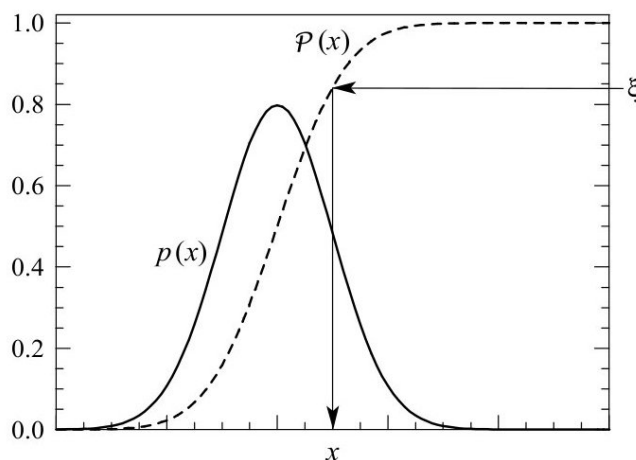


Figura 3.3: Muestreo Aleatorio a partir de una Distribución $p(x)$ usando el Método de la Transformada Inversa

De manera clara se puede notar que si ξ es un número aleatorio, la variable x definida por $x = P^{-1}(\xi)$ está aleatoriamente distribuida en el intervalo (x_{min}, x_{max}) con FDP $p(x)$ (ver figura 3.3). Esto provee un método práctico para generar valores aleatorios de x usando un generador de números aleatorios que posea una distribución uniforme entre $(0, 1)$. La aleatoriedad de x esta garantizada por ξ . Notando que x es la raíz de la ecuación

$$\xi = \int_{x_{min}}^{x_{max}} p(x')dx' \quad (3.22)$$

a la que podemos referenciar como la *ecuación de muestreo* de una variable x . Este procedimiento es adecuado para FDP $p(x)$ dadas por una expresión analítica tal que su ecuación de muestreo 3.22 pueda ser resuelta analíticamente.

Método de Aceptación Rechazo

El método de la transformada inversa está basado en la correspondencia uno a uno entre los valores de x y ξ , que son expresados en términos de una función de valor simple. Existe otro método, debido a Von Neumann, que consiste en muestrear una variable aleatoria usando una distribución (diferente de $p(x)$) y sujeta a una prueba aleatoria determinar si la variable producida es aceptada para ser usado o rechazada. Este método de rechazo conduce a una técnica muy general para muestrear a partir de cualquier FDP. Este método puede ser entendido en términos de argumentos gráficos figura 3.4. Considerando que, por medio de el método de transformada

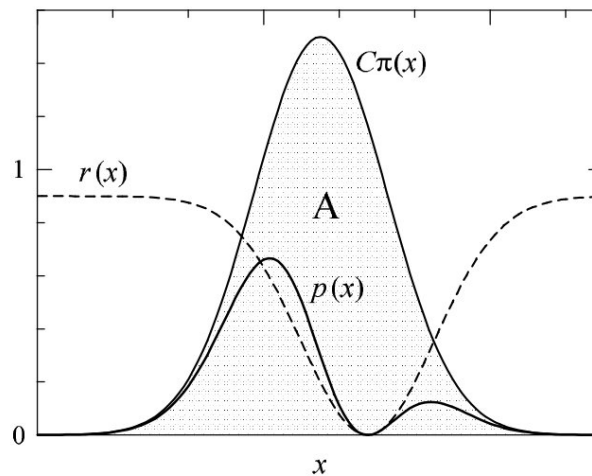


Figura 3.4: Muestreo Aleatorio de una Distribución $p(x)$ usando el Método de Rechazo

inversa o cualquier otro método de muestreo disponible, valores de x son generados a partir de una FDP $\pi(x)$. Para cada valor de x muestreado, se muestrea un valor aleatorio de y uniformemente distribuido en el intervalo $(0, C\pi(x))$, donde C es una constante positiva. Evidentemente, los puntos (x, y) generados de esta manera están uniformemente distribuidos en la región A de un plano limitado por el eje x ($y = 0$) y la curva $y = C\pi(x)$. En cambio, si generamos puntos aleatorios (x, y) uniformemente distribuidos en A, sus coordenadas x están distribuidas aleatoriamente de acuerdo a $\pi(x)$. Ahora consideramos que la distribución $\pi(x)$ es tal que $C\pi(x) \geq p(x)$ para algunos $C > 0$ y que los números aleatorios generados (x, y) están uniformemente distribuidos en la zona A descrita anteriormente. Si se rechazan los puntos $y > p(x)$, los aceptados están distribuidos uniformemente en la región entre el eje x y la curva $y = p(x)$ y por lo tanto sus coordenada x están distribuidas de acuerdo a $p(x)$. El método de rechazo está entonces completamente especificado por la FDP $p(x)$ como

$$p(x) = C\pi(x)r(x) \quad (3.23)$$

donde $\pi(x)$ es una FDP que puede ser fácilmente muestreada, por ejemplo usando el método de la transformada inversa, C es una constante positiva y la función $r(x)$ satisface $0 < r(x) \leq 1$. El algoritmo de rechazo para el muestreo a partir de $p(x)$ sería de la siguiente manera:

1. Generar un valor aleatorio a partir de $\pi(x)$
2. Generar un número aleatorio ξ
3. Si $\xi > r(x)$ regresa a el paso 1
4. Sino, devolver el valor de x

De los argumentos geométricos dados arriba, es claro que el algoritmo hace que los valores obtenidos de x sigan la distribución $p(x)$. Una prueba formal sería la siguiente: El paso 1 produce x valores en un intervalo $(x, x + dx)$ con la probabilidad $\pi(x)dx$, esos valores son aceptados con probabilidad $r(x) = p(x)/[C\pi(x)]$ y, por lo tanto, (aparte de la contante de normalización) la probabilidad del valor devuelto en $(x, x + dx)$ es igual a $\pi(x)dx$ como se requiere. Lo importante de realizar esto es que, como contempla el Monte Carlo, la normalización de la FDP simulada es garantizada por el mero hecho de que el algoritmo devuelve algún valor de x . La eficiencia del algoritmo, por ejemplo la probabilidad de aceptar el valor generado de x , es

$$\epsilon = \int_a^b r(x)\pi(x)dx = \frac{1}{C} \quad (3.24)$$

Gráficamente, la eficiencia es igual a la proporción de las áreas bajo las curvas $y = p(x)$ y $y = C\pi(x)$, la cual es 1 y C , respectivamente. Para una función dada $\pi(x)$, dado que $r(x) \leq 1$, la constante C debe satisfacer la condición $C\pi(x) \geq p(x)$ para todo x . El valor mínimo de C , con el requerimiento de que $C\pi(x) = p(x)$ para algún x , da la óptima eficiencia. La FDP $\pi(x)$ en la ecuación 3.23 debería ser seleccionada de tal manera que el algoritmo de muestreo resultante sea tan rápido como sea posible. Se desea una gran eficiencia pero no es decisiva, se obtiene un cien porciento de eficiencia solo cuando $\pi(x) = p(x)$ (pero justamente el problema que queremos resolver es el muestreo a partir de esa FDP), cualquier otra FDP da una eficiencia más baja. La utilidad de este método yace en el hecho de que ciertas pérdidas de eficiencia pueden ser compensadas con un fácil muestreo de x a partir de $\pi(x)$ en vez de $p(x)$. La desventaja de este método es que requiere la generación de algunos números aleatorios ξ para cada valor de x muestreado.

3.5. Simulación de la Cascada Electromagnética

En esta sección, se describe las simulaciones esenciales de Monte Carlo para la propagación de fotones en el espacio. Por simplicidad en la simulación solo se estudiarán las partículas resultantes hasta que la energía de estas sea mayor o igual a $0,01E_{\text{primario}}$.

3.5.1. Modelo de Interacción

La propagación de rayos- γ de alta energía en el Universo está limitada por la producción de pares. El Universo no es transparente a los rayos- γ debido a las interacciones con los fotones de baja energía de los campos de radiación extragalácticos. Por ejemplo, las interacciones en el fondo cósmico de microondas dan una longitud de camino medio de interacción de menos de $10kpc$ a $10^6 GeV$ como se conoce desde antes del descubrimiento del fondo de microondas. El umbral para las interacciones con el CMB es de $\sim 10^5 GeV$, y a bajas energías las interacciones con el infrarrojo y el fondo óptico limitan la transparencia a energías del orden de los TeV . Por encima de $\sim 10^{10} GeV$ las interacciones con el fondo radio son más importantes que las interacciones con el CMB, limitando la transparencia del Universo a los rayos- γ y controlando las cascadas electromagnéticas resultantes.

En este trabajo se considera la propagación de fotones con energía E , moviéndose en un medio homogéneo en el cual los fotones de baja energía están distribuidos aleatoriamente con densidad uniforme. La densidad del medio está dada por la correspondiente $n(\varepsilon)$ de cada fondo. En la interacción el fotón desaparece al crear un par con $E_\gamma = E_{e^-} + E_{e^+}$. La partícula interactúa a través de un solo mecanismo, la creación de pares, pero cuenta con dos medios para interactuar, el CMB y el IRB. El modelo de dispersión está completamente especificado por la sección eficaz. La dependencia de la sección eficaz con la energía de el fotón es explícita. Los fotones de la fuente ven una distribución de la forma $n(\varepsilon)$ en el espacio, por lo tanto la probabilidad de interacción entre dos fotones es igual a $n(\varepsilon)\sigma_T d\varepsilon$. Donde $n(\varepsilon)\sigma_T$ es la probabilidad de interacción por unidad de energía y su inversa es el camino libre medio (total) entre interacciones.

$$[\lambda_T]^{-1} = n\sigma_T \quad (3.25)$$

Considerando que el fotón se mueve en un medio sin límites, la FDP $p(s)$ es el camino libre medio de longitud s que recorre la partícula desde su posición actual hasta el siguiente paso. La probabilidad de que un fotón viaje un camino de longitud s sin interactuar es

$$F(s) = \int_s^{\text{inf}} p(s') ds' \quad (3.26)$$

Y la probabilidad de interacción esta dada por

$$P = 1 - e^{-\frac{s}{\lambda}} \quad (3.27)$$

3.5.2. Seguimiento Aleatorio de los Fotones: Simulación del Evento

Cada partícula comienza con una posición y una energía dada, de acuerdo a las características de la fuente. En las simulaciones de Monte Carlo el seguimiento de la partícula está determinado por la FDP $p(\varepsilon, E)$ y para las interacciones de los fotones esta dada por las siguientes relaciones:

CMB La FDP para el CMB esta en este caso dada en función de la frecuencia del fotón incidente. Está definida en el intervalo ($\nu_{min} = (\frac{2m_e}{Eh})$, $\nu_{max} = 4,838 \times 10^{11}$)

$$p(\nu, E) = \frac{\pi r^2 m^4}{E^2 c^3 h^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \left[\left(\frac{\sqrt{h\nu E}}{m} \right)^2 \left(\ln \left(\frac{4\sqrt{h\nu E}}{m} \right) - \frac{3}{2} \right) - \left(\ln(4) - \frac{3}{2} \right) \right] \quad (3.28)$$

IRB Para el infrarrojo hay dos FDP, ya que se consideran dos caso para este fondo (Bajo,Alto). En este caso la FDP esta en función de la energía E del primario y la energía ε del fotón del IRB y definida en el intervalo ($\varepsilon_{min} = (\frac{2m_e}{E})$, $\varepsilon_{max} = 0,8eV$)

$$p(\varepsilon, E) = \frac{2,6 \times 10^3 \pi r^2 m^4}{4E^2} \frac{1}{\varepsilon^4} \left[\left(\frac{\sqrt{E}}{m} \right)^2 \left(\ln \left(\frac{4\sqrt{\varepsilon E}}{m} \right) - \frac{3}{2} \right) - \left(\ln(4) - \frac{3}{2} \right) \right] \quad (3.29)$$

$$p(\varepsilon, E) = \frac{1,1 \times 10^3 \pi r^2 m^4}{4E^2} \frac{1}{\varepsilon^{4,5}} \left[\left(\frac{\sqrt{E}}{m} \right)^2 \left(\ln \left(\frac{4\sqrt{\varepsilon E}}{m} \right) - \frac{3}{2} \right) - \left(\ln(4) - \frac{3}{2} \right) \right] \quad (3.30)$$

Donde 3.29 corresponde al Bajo y 3.30 corresponde al Alto IRB. Los números aleatorios de acuerdo a las FDP son generados usando el método de aceptación rechazo sección 3.4.2.

La probabilidad de interacción de un fotón de energía E en cada paso de longitud dx está dada por la ecuación 3.27. Para saber si hay interacción, esta probabilidad es calculada y comparada con un número aleatorio entre cero y uno. Si la probabilidad es menor que este valor, el fotón avanza una distancia dx , y si la probabilidad es mayor al valor aleatorio, el fotón interactuó. Para conocer la energía de electrón producido es necesario conocer la energía del fotón del fondo con el cual interactuó el fotón primario. Para lo que

1. Se generan dos números aleatorios de distribución uniforme en el intervalo $(0, 1)$. Estos valores (u_1 y u_2) son generados usando la rutina $Ran2()$ [34] de C.

2. Los valores obtenidos anteriormente son transformados en números dentro del intervalo (x_{min}, x_{max}) a través de la relación

$$x_i = (x_{max} - x_{min})u_i + x_{min} \quad (3.31)$$

y evaluó la función $M(x_1)$ y $FDP(x_2)$

3. Si $M(x_1) > FDP(x_2)$ regreso al paso 1
4. Sino, devuelvo el valor de x_2 obtenido.

El valor de x obtenido es la energía del fotón del fondo, usando la relación 3.3 y 3.4, calculamos la energía de una de las partículas producidas en el proceso y después por conservación de la energía la energía de la segunda partícula esta dada por

$$E_{e_2} = E_\gamma - E_{e_1} \quad (3.32)$$

3.5.3. Seguimiento Aleatorio de los Electrones: Simulación del Evento

De la misma forma que en la producción de pares, el electrón tiene tres distribuciones de probabilidad dependiendo del fondo con el cual se realice la interacción

IRB L FDP está dada en función de la energía E del electrón y la energía ε del fotón del fondo, y es válida en al intervalo.

$$E_\gamma^{bg} \longrightarrow 2 \times 10^{-3} < \varepsilon < 0,8eV \quad (3.33)$$

$$p(\varepsilon, E) = \frac{1,664 \times 10^5 \pi r^2 m^3}{48E^2} \frac{1}{\varepsilon^4} \left[\left(\frac{\sqrt{E}}{m} \right)^3 \left(\ln \left(\frac{4\sqrt{\varepsilon E}}{m} \right) + \frac{1}{6} \right) - \left(\ln(4) + \frac{1}{1} \right) \right] \quad (3.34)$$

$$p(\varepsilon, E) = \frac{1,408 \times 10^5 \pi r^2 m^3}{48E^2} \frac{1}{\varepsilon^{4,5}} \left[\left(\frac{\sqrt{E}}{m} \right)^3 \left(\ln \left(\frac{4\sqrt{\varepsilon E}}{m} \right) + \frac{1}{6} \right) - \left(\ln(4) + \frac{1}{6} \right) \right] \quad (3.35)$$

Donde 3.34 corresponde al Bajo y 3.35 corresponde al Alto IRB. Los valores aleatorios de acuerdo a las FDP son generados usando el método de aceptación rechazo sección 3.4.2.

CMB La FDP está dada en función de la frecuencia ν del fotón del fondo y la energía e del electrón, valida en el intervalo

$$E_{\gamma}^{bg} \longrightarrow 2 \times 10^{-6} eV < \varepsilon < 2 \times 10^{-3} eV \quad (3.36)$$

$$p(\nu, E) = \frac{64\pi r^2 m^3}{6E^2 c^3 h^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{nT}} - 1} \left[\left(\frac{\sqrt{h\nu E}}{m} \right) \left(\ln \left(\frac{4\sqrt{h\nu E}}{m} \right) + \frac{1}{6} \right) - \left(\ln(4) + \frac{1}{6} \right) \right] \quad (3.37)$$

En este caso se procede de la misma forma que en la producción de pares. Los valores aleatorio de acuerdo a las FDP son generados usando el método de aceptación rechazo sección 3.4.2. La probabilidad de interacción de un electrón de energía E se calcula usando la ecuación 3.27. Para saber si hay interacción, esta probabilidad es calculada y comparada con un número aleatorio entre cero y uno. Si la probabilidad es menor que este valor, el electrón avanza una distancia dx , y si la probabilidad es mayor al valor aleatorio, el electrón interactuó. Para conocer la energía de fotón producido es necesario conocer la energía del fotón del fondo con el cual interactuó el electrón primario. Para lo que

1. Se generan dos números aleatorios de distribución uniforme en el intervalo $(0, 1)$. Estos valores (u_1 y u_2) son generados usando la rutina `Ran2()` [?] de C.
2. Los valores obtenidos anteriormente son transformados en números dentro del intervalo (x_{min}, x_{max}) a través de la relación

$$x_i = (x_{max} - x_{min})u_i + x_{min} \quad (3.38)$$

y evaluó la función $M(x_1)$ y $FDP(x_2)$

3. Si $M(x_1) > FDP(x_2)$ regreso al paso 1
4. Sino, devuelvo el valor de x_2 obtenido.

El valor de x obtenido es la energía del fotón del fondo, usando la relación 3.6 y 3.6, se calcula la energía del fotón producido en el proceso y después por conservación de la energía la energía con que queda es electrón está dada por

$$E_e = E_{\gamma} - E_e \quad (3.39)$$

3.6. Espectro de Fotones al alcanzar la Atmósfera

Las simulaciones se realizaron con el código PROPAGACION diseñado en lenguaje C. El código usa el método de Monte Carlo y sigue el desarrollo de la cascada mediante el seguimiento de la producción y propagación de las partículas, de esta manera conociendo la distancia de la fuente y en el rango de energía de interés de los fotones primarios podemos estimar el espectro que alcanza la atmósfera terrestre, como se explica de forma detallada en 3. Para esto se realizan una serie de suposiciones sobre los modelos de interacciones, simplificaciones para reducir el tiempo de cálculo y extrapolaciones de los caminos libres medios. El espectro esperado de llegada a tierra para los rayos- γ esta dado por una ley de potencia

$$\Phi_{esperado}(E) \propto E^{2 \rightarrow 3} \quad (3.40)$$

En la figura 3.5 se observa la similitud del espectro obtenido por las simulaciones realizadas y el espectro teórico. Esta figura muestra el espectro para una fuente a 150 Mpc, para los dos límites del fondo infrarrojo, como se mostró anteriormente en la sección 2.5.2. Los fotones de altas energías están mucho más atenuados en el límite del alto infrarrojo.

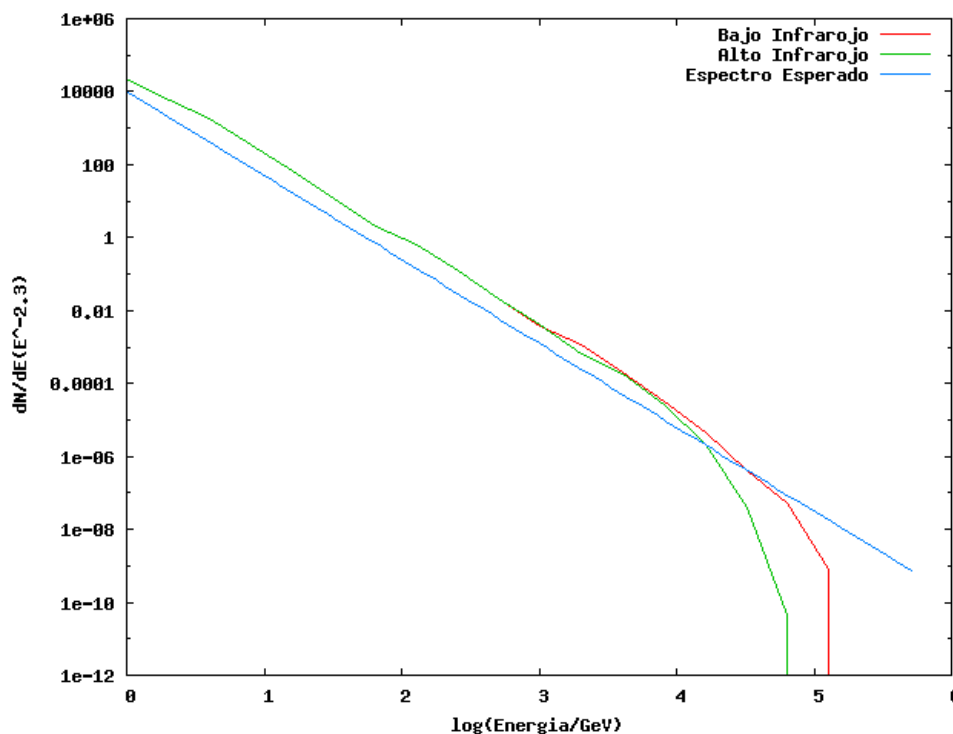
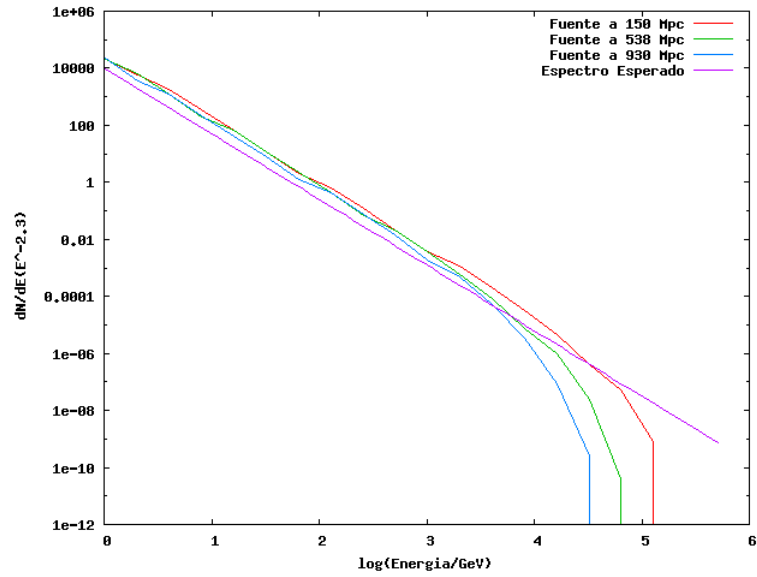
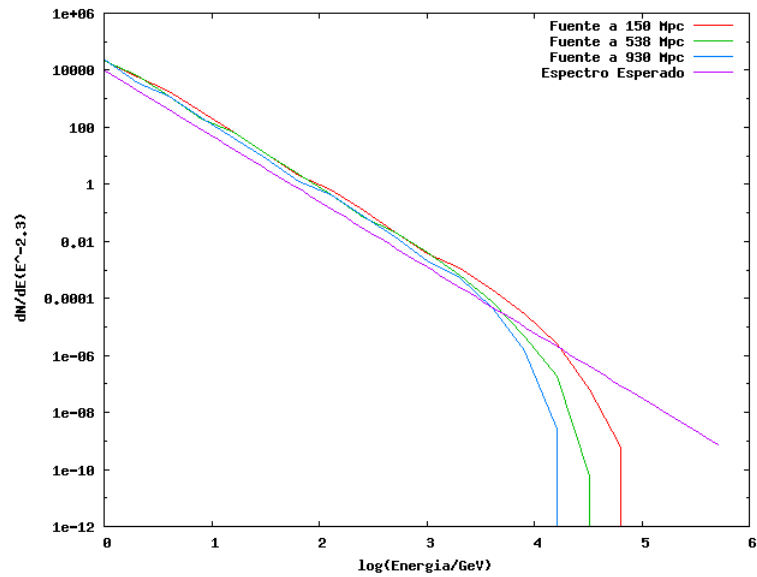


Figura 3.5: Espectro Esperado y obtenido en las simulaciones realizadas con el código PROPAGACION, para una fuente a 150 Mpc para ambos límites del fondo infrarrojo.



(a) Bajo Infrarrojo

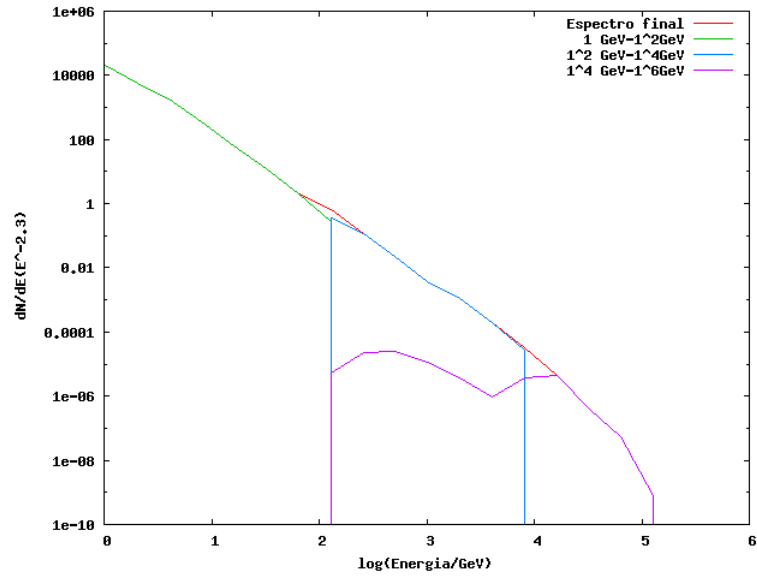


(b) Alto Infrarrojo

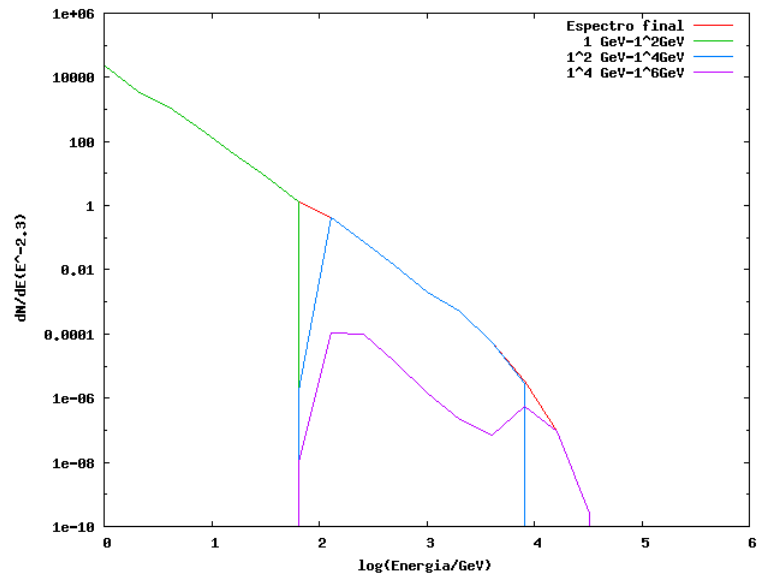
Figura 3.6: Atenuación del flujo final para diferentes distancias

En la figura 3.6, se puede notar que a medida que aumenta la distancia entre la fuente y la tierra, el espectro final se atenúa a energías menores. El flujo obtenido en las simulaciones tiene un corte notable a altas energías debido a el efecto de atenuación de las cascadas electromagnéticas, producidas por la interacción de los fotones emitidos en la fuente y los fotones de bajas energías de los fondos cósmicos del medio interestelar.

En la figura 3.7 se puede ver la contribuciones al flujo final, de las diferentes componentes espectrales del flujo inicial emitido en la fuente. A bajas energías los fotones no se atenúan, ya que no sufren interacción con los fotones de bajas energías. A medida que aumenta la energía los fotones interactúan cada vez más con los fotones del medio interestelar desarrollando cascadas y atenuándose a energías más bajas debido a estas interacciones.



(a) Fuente a 150 Mpc



(b) Fuente a 930 Mpc

Figura 3.7: Contribuciones al espectro final de los fotones emitidos en la fuente.

Capítulo 4

Propagación de Fotones en la Atmósfera Terrestre

Las partículas después de atravesar el espacio exterior y de interactuar con los fotones de los fondos, llegan a tierra y al interactuar con atmósfera pierden el resto de su energía. Estas interacciones con las moléculas de aire presentes en la atmósfera generan otras partículas que interactúan de nuevo o se desintegran, de esta forma se genera una reacción en cadena cuyo resultado es una “cascada” de partículas que se propaga en la atmósfera [35].

4.1. Lluvias Atmosféricas Extendidas

Se llama Lluvia Atmosférica Extendida (*EAS, Extensive Air Shower*) o lluvias, a las cascadas de partículas producidas por la interacción de una partícula primaria con la atmósfera terrestre. Esta es, en general, una colisión nuclear inelástica que genera un número de partículas secundarias. Estas partículas continúan interactuando y generando más partículas las cuales interactúan de vuelta de forma similar a sus predecesores. Este proceso de multiplicación continua hasta que un máximo es alcanzado y entonces la cascada es atenuada a la medida que más y más partículas caen por debajo del umbral para la producción de más partículas (ver figura 4.1).

A medida que la lluvia se desarrolla, las partículas se dispersan alejándose del eje determinado por la dirección de incidencia del primario, de esta forma las partículas se expanden y forman un “panqueque” en torno al eje de la lluvia, que va creciendo a medida que la cascada se propaga por la atmósfera. La extensión espacial de las cascadas, hace que sea posible detectarla mediante el uso de detectores en la superficie terrestre, que detectan parcialmente las partículas de la cascada, o mediante el uso de telescopios de Fluorescencia o Cherenkok, que detectan estos dos tipos de radiación emitidas a medida que se desarrolla la cascada. La mayor densidad de partículas se encuentra en la zona cercana al eje principal y disminuye de manera rápida a medida que nos alejamos del eje.

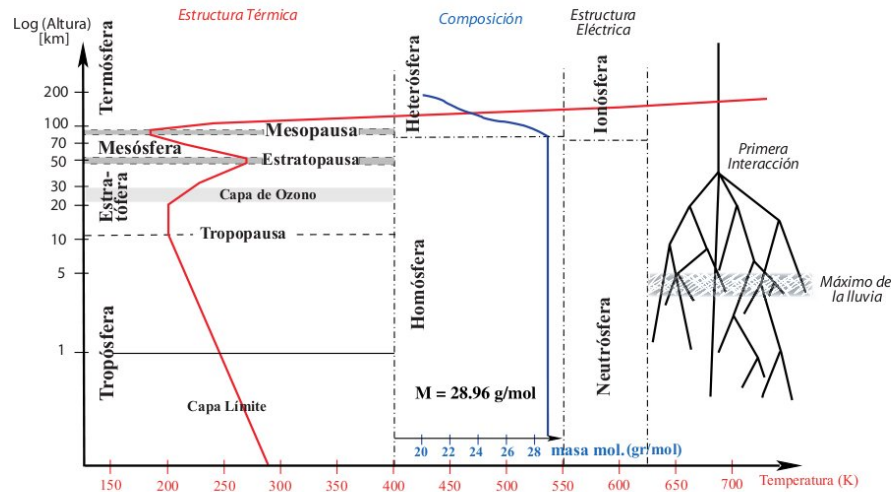


Figura 4.1: Estructura vertical de la atmósfera terrestre. Los valores corresponden al modelo estándar norteamericano pero las distintas divisiones son válidas para cualquier modelo atmosférico. A la derecha se encuentra el esquema del desarrollo de una EAS.

La Radiación de Cherenkov

Es una radiación de tipo electromagnética que se produce cuando una partícula cargada viaja en un medio en el cual adquiere una velocidad mayor a la velocidad a la que viajaría la luz en ese medio, emitiendo radiación. Esta radiación es un tipo de onda de presión que produce un color azulado (ultravioleta). Este efecto es usado tanto en los Telescopios Coherencia como en los detectores de agua Coherencia.

En el desarrollo de las cascadas se producen partículas cargadas las cuales polarizan asimétricamente los átomos de nitrógeno y oxígeno presentes en la atmósfera, los cuales al despolarizarse de manera espontánea emiten radiación de Coherencia. Son las partículas de la atmósfera las que emiten radiación y no las partículas producidas en la cascada. La polarización es asimétrica debido a que la partícula viaja más rápido que su campo eléctrico, con lo que polariza las que están detrás de ella más no a las que están delante de ella. Si el campo viajase a la misma velocidad que la partícula, la polarización no se produciría de este modo y no se emitiría este tipo de radiación. Esta radiación es detectada con telescopios Coherencia. Estos telescopios usan la atmósfera como medio de detección, con un área de alcance de miles de metros cuadrados. Detecta rayos- γ de muy altas energías ($25\text{GeV} - 50\text{TeV}$) desde la superficie de la tierra, rango inaccesible para los instrumentos espaciales. La cascada producida por un fotón primario, produce un par electrón-positrón de alta energía,

que a su vez produce más fotones por Bremsstrahlung, a su vez se producen más pares y más fotones por el mismo efecto, con lo que se tiene como resultado una cascada extensiva. Las partículas de la cascada, debido a su alta energía producen luz de Coherencia con unas duración de 5 – 20ns. Dada la extensión de la cascada se iluminan miles de kilómetros cuadrados y de allí a que el área efectiva de los telescopios Cherenkov sean tan grande.

La Fluorescencia

Es una propiedad de la sustancia, en nuestro caso la atmósfera, para emitir luz cuando se expone a rayos X, catódicos o radiación ultravioleta. Las moléculas de la atmósfera absorben un fotón de alta energía y lo liberan como un fotón de baja energía, la diferencia de energías es emitida en forma de calor. La brevedad del proceso lo caracteriza, es del orden de millonésimas de segundos. Esta radiación describe la traza seguida por la partícula a su paso por la atmósfera y es detectada con los telescopios de fluorescencia. ¹

4.1.1. La Cascada Electromagnética

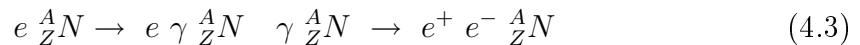
Dado que la partícula primaria se trata de un fotón de alta energía, el desarrollo de la cascada es completamente electromagnético, ver figura 4.2. Debido a que la densidad de la atmósfera varía fuertemente con la altura, la cantidad de aire “en contacto” con una partícula que se mueve hacia la superficie varía con la altura. Es por ello que se define la profundidad atmosférica X por

$$X = \int_l^\infty \rho[h(l, \theta)] dl \quad (4.1)$$

siendo ρ la densidad de la atmósfera, l la longitud recorrida en la dirección de incidencia del primario, con un ángulo zenital θ , y $h(l, \theta)$ dado por

$$h(l, \theta) \cong l \cos \theta + \frac{1}{2} \frac{l^2}{R_\oplus} \sin^2 \theta \quad (4.2)$$

y R_\oplus es el radio de la Tierra. El segundo termino corresponde corrección que es pequeña salvo las para las cascadas muy inclinadas, y por lo tanto, h es prácticamente igual a la altura vertical desde la superficie. Para la cascada EM existen dos canales posibles de interacción: *Bremsstrahlung* y creación de pares. Para un elemento de la atmósfera, con carga Z y número atómico A , notemos que $\frac{A}{Z}N$, las correspondientes reacciones son



¹En ambos casos, la atmósfera actúa como calorímetro diferencial, y lo que se intenta determinar es la cantidad de energía transferida a la misma.

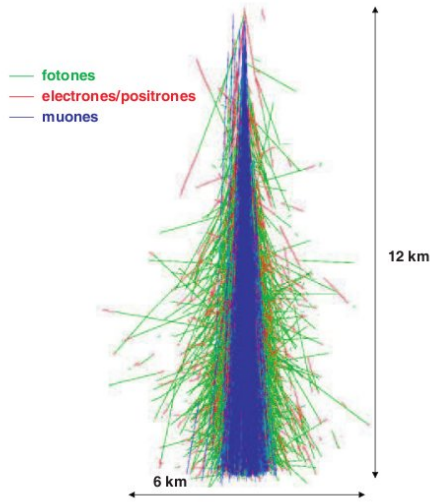


Figura 4.2: Esquema del desarrollo de una cascada vertical simulada con MOC-CA ($10^{19}eV$). Las líneas azules corresponden a las trayectorias de los muones, las verdes a las de los fotones y las rojas a los electrones y positrones. La abundancia de un color no implica la de la partícula sino el orden en que la trayectoria fue dibujada.

Ambas reacciones están acopladas, los fotones γ con energía suficiente son capaces de producir pares, que a su vez emiten radiación por desaceleración. Este acoplamiento de las reacciones es la razón principal para la formación de la cascada. La cantidad característica de aire atravesada para estas reacciones se denomina *longitud de interacción* X_0 y significa

- La distancia media para la cual un electrón energético pierde $\sim 63\%$ ($1 - 1/e$) de su energía por *bremsstrahlung*
- Aproximadamente $7/9$ del camino libre medio de producción de pares para un fotón de alta energía [36]
- Y la escala fundamental para considerar el desarrollo de la cascada electromagnética

además depende solamente de los valores A y Z del medio:

$$X_0 = \frac{716,4 A g cm^{-1}}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (4.4)$$

Suponiendo para el aire los valores medios $\langle A \rangle = 14,5$ y $\langle Z \rangle = 7,3$, obtenemos $X_0 = 37,1 g cm^{-1}$. Por otro lado, si se define la energía crítica ε , como la energía

en la cual un electrón radia todo su energía por atravesar X_0 $g\ cm^{-2}$ del medio. Siguiendo esta definición, debida a Rossi [37], se ha propuesto una forma funcional del tipo $\varepsilon = \frac{a}{(Z+b)^\alpha}$, siendo a, b y α parámetros a ajustar experimentalmente. Se encuentra que si bien $\alpha \sim 1$, los valores de a y b dependen de las características del medio. Utilizando los valores dados en [38], $\varepsilon = 610/(Z + 0,92)MeV$, obtenemos para el aire $\varepsilon = 74MeV$. Utilizando X_0 y ε , es posible normalizar la energía y la profundidad atmosférica de una partícula:

$$t(X_0) \equiv \frac{X}{X_0} \quad (4.5)$$

$$y(X_0) \equiv \ln \frac{E}{\varepsilon} \quad (4.6)$$

denominándose *letargo* a esta última expresión. Usando estas definiciones, se puede definir la *edad* de la lluvia S como

$$S \equiv \frac{3t}{t + 2y} \quad (4.7)$$

La evolución de la cascada obedece ecuaciones de transporte [39] parametrizadas por S , alcanzando el máximo desarrollo para $S = 1$, y la cascada se atenúa en el régimen $S > 1$. Las soluciones de las ecuaciones de transporte poseen las siguientes características generales:

- El desarrollo longitudinal de la lluvia alcanza su máximo a una profundidad atmosférica

$$X_{max} = X_0 \rightarrow t_{max} = y_0 \quad (4.8)$$

donde el *letargo* y_0 corresponde a la energía del primario E_0 . Es decir, la posición del máximo se incrementa logarítmicamente con la energía del primario.

- En primera aproximación (Modelo de Heitler), el número de partículas cuando la cascada alcanza su máximo es

$$N_{max} \approx 2^{(y_0/\ln 2)} \quad (4.9)$$

Un análisis más detallado muestra que el número de electrones en la lluvia está dado por

$$N_e(S) = \frac{0,31}{\sqrt{y_0}} e^{t(1-0,5\ln 2)} \quad (4.10)$$

con un espectro de energía dado por

$$\left(\frac{dN}{dE}\right) \propto E^{-(1+S)} e^{0,5t(S-1-e\ln S)} \rightarrow (N(E))_{max} \propto E^{-1} \quad (4.11)$$

La evolución de la lluvia también se desarrolla en sentido transversal a la dirección del movimiento, debido principalmente a la dispersión coulombiana, caracterizada por el radio de Molière, equivalente a la dispersión de un electrón con energía ε que atraviesa una cantidad de materia igual a X_0 :

$$X_m = \frac{m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}}}{\varepsilon} X_0 \simeq 9,3g \text{ cm}^{-2} \quad (4.12)$$

Para conocer la distribución transversal de las partículas en la lluvia es necesario resolver las ecuaciones de transporte. Soluciones aproximadas a las mismas han sido encontradas por Greisen [40] y por Nishimura y Kamata [41], y se condensan en la siguiente función de distribución lateral, denominada función de Nishimura-Kamata-Greisen (NKG), que refleja la densidad de electrones a una distancia r en metros del eje de la lluvia

$$\rho_e(r, S) = \frac{N_e(S)}{r_1^2} \left(\frac{r}{r_1}\right)^{S-2} \left(1 + \frac{r}{r_1}\right)^{S-4,5} \frac{\Gamma(4, 5 - S)}{2\pi\Gamma(S)\Gamma(4, 5 - 2S)} \quad (4.13)$$

donde $N_e(S)$ es el número total de electrones a la edad S de la lluvia, dado por 4.10, y r_1 es el radio de Molière expresado en metros ($r_1 \sim 78$ metros al nivel del mar) y Γ es la función matemática Gamma.

4.2. La Atmósfera Terrestre

El medio en el cual se propaga una partícula determina la intensidad de las interacciones que está sufra en ese medio, por lo tanto para hacer una buena descripción de las cascadas es necesario conocer las características principales de la atmósfera (composición química y densidad). Las cascadas a su vez están muy afectadas por el cambio en las condiciones meteorológicas. La atmósfera es un cascarón gaseoso que se extiende por varias centenas de kilómetros sobre la superficie de la tierra. Su masa está distribuida de manera no uniforme, encontrando un 90 % acumulada en los primeros 18 km sobre el nivel del mar (*snm*) y 1 % a partir de los 32 km *snm*.

Usando diferentes variables de estado podemos describir la atmósfera. Una de éstas, y la más intuitiva, es la temperatura $T(h)$ que nos da una medida de la energía cinética de las moléculas. Factores como

- la cantidad de calor, que depende de la posición del sol y de la cantidad de nubes
- el intercambio vertical entre la superficie de la tierra y la atmósfera
- el transporte horizontal de calor por el movimiento del aire
- el tipo de superficie de la tierra (nieve, agua, bosque, desierto, etc)

- la altitud
- los vientos
- la topografía

influyen la variabilidad de la temperatura. Otro factor que define la atmósfera es la presión $p(h)$, lo que nos da el peso del aire sobre la superficie debido a la fuerza gravitacional. La densidad de aire es una cantidad derivada ρ y puede escribirse (para aire seco) como

$$\rho(h) = \frac{p(h)M_m}{RT(h)} \quad (4.14)$$

donde R es la constante universal de los gases $R = 8,31451(Kmol)^{-1}$ y M_m es la masa molar del aire en g/mol .

4.3. Estructura Vertical de la Atmósfera

La atmósfera se divide en varias regiones que van a depender de la variación de la temperatura y de la composición (ver figura 4.1). Hasta los 80 km de altura, encontramos la *homósfera* donde la masa molecular es prácticamente constante. Dentro de la *homósfera* podemos clasificar de acuerdo a los gradientes de temperatura.

La troposfera se caracteriza por presentar variaciones a corto plazo y en esta se producen la mayoría de fenómenos meteorológicos. La temperatura decrece linealmente con la altura en esta región.

La tropopausa es la que separa a la *troposfera* de la *estratosfera* y en esta banda la temperatura se mantiene más o menos constante, pero su valor depende de la latitud.

La estratosfera comienza a los 50 km *snm* y se extiende hasta la *estratopausa*, contiene varias capas a temperaturas distintas, de las cuales una de ellas es muy rica en Ozono. En la *estratopausa* la presión es del orden de $1Pa$. Le sigue la *mesósfera*, donde la temperatura decrece de la misma manera que en la *troposósfera*. Esta es la capa más fría de la atmósfera, con temperaturas del orden de 100° . En la *heterósfera* encontramos la *termósfera*, donde la radiación ultravioleta del sol se absorbe por el oxígeno molecular y atómico, y la temperatura aumenta desde $\sim 300 - 1700^\circ$ dependiendo de la actividad solar.

Seguidamente encontramos la *heterósfera* donde los átomos más pesados se ubican en el fondo y los livianos flotan en la parte superior de la misma.

Las cascadas de partículas se desarrollan dentro de los primeros 50 km *snm*, es decir, en la *estratopausa* y el máximo de la lluvia se encuentra en los primeros 5 km *snm* para primarios de alta energía y para los más energéticos podría no estar completamente desarrollada a este nivel.

4.4. Modelización de la Atmósfera: Profundidad Atmosférica

Para la descripción de la cascada de partículas en la atmósfera, la unidad de longitud que se usa en lugar de la altura geométrica, es lo que se denomina *profundidad atmosférica*, que se define como la cantidad de materia atravesada en una trayectoria dada. La profundidad atmosférica vertical se define como

$$X_v(h) = \int_h^\infty \rho(z) dz \quad (4.15)$$

donde ρ representa la densidad de la atmósfera a la altura h . La profundidad atmosférica longitudinal es otra cantidad importante en la descripción de la cascada, que se define de la misma forma que la profundidad vertical, pero el camino de integración está sobre el eje de la lluvia. De manera razonable, puede ser aproximada a

$$X_s(h) = \frac{X_v(h)}{\cos\theta} \quad (4.16)$$

lo que es válido inclusive para ángulos cenitales de 70° . La profundidad atmosférica dependerá del modelo atmosférico usado. En el programa de simulación de cascadas atmosféricas AIRES [42] la parametrización usada de la atmósfera corresponde al “US Standard Atmosphere” [43]. Esta parametrización corresponde al modelo atmosférico de Linsley o modelo de Linsley. En este modelo la atmósfera se divide en capas y es válido para $h < h_{max} = 112,8$ km, valor a partir del cual la densidad atmosférica es considerada nula. De la descripción anterior de la atmósfera, se puede notar que la densidad a esta altura es constante. La atmósfera es generalmente dividida en 5 capas, comprendidas entre h_i y h_{i+1} , donde i corresponde al número de capa, de forma que $h_1 = 0$ y $h_6 = h_{max}$, de modo que como función de la altura geométrica puede ser descrita como

$$X_v(h) = \begin{cases} a_i + b_i e^{-h/c_i} & h_i \leq h < h_{i+1}, & i = 1, \dots, 4 \\ a_5 - b_5(h/c_5) & h_5 \leq h \leq h_{max} \\ 0 & h \geq h_{max} \end{cases} \quad (4.17)$$

Los coeficientes a_i, b_i y c_i son los parámetros que se deben ajustar con los datos experimentales.

4.5. Simulaciones de Cascadas Aéreas Extendidas

Las simulaciones de las cascadas aéreas nos dan una modelización teórica, para conocer el desarrollo de estas a partir de la energía del primario. Los códigos utilizan los métodos de Monte Carlo y el conocimiento de las interacciones a altas energías permiten simular en detalle el desarrollo de las lluvias atmosféricas. Estas lluvias

son generadas a partir de condiciones iniciales dadas por el usuario y realizan el seguimiento de producción y propagación de las partículas producidas por las distintas interacciones en la atmósfera. Las simulaciones de cascadas realizadas para este trabajo fueron llevadas a cabo con el código AIRES (AIR shower Extended Simulations) [42], desarrollado en la Universidad Nacional de La Plata y está basado en el programa MOCCA y se encuentra en permanente evolución. Las interacciones implementadas en AIRES son:

- Procesos electrodinámicos
 - Producción de pares y aniquilación electrón - positrón
 - Bremsstrahlung (electrones, positrones y muones)
 - Producción de pares muónicos
 - Electrones δ
 - Efecto fotoeléctrico y Compton
 - Efecto Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) y la supresión dieléctrica.
- Desintegración de partículas inestables
- Propagación de partículas cargadas
 - Pérdidas de energía por ionización del medio
 - Dispersión múltiple de Coulomb
 - Desviaciones en el campo magnético terrestre.

Las simulaciones se realizaron considerando:

- Partícula primaria: fotón y protón
- Energía de la partícula primaria 100GeV
- Campo Geomagnético: Encendido y apagado.
- Eje de la cascada: vertical y con un ángulo cenital de 30°
- La superficie terrestre ubicada a 4750 mts que corresponde al Pico Espejo, futura locación del proyecto LAGO

Para contar con buena estadística se realizaron 3000 cascadas para cada caso. Como se verá a continuación es notable que en ambas cascadas, hadrónica (Partícula primaria protón) y electromagnética (Partícula primaria fotón), no se ven afectada por la presencia del campo geomagnético y tampoco se observa diferencia entre las cascadas verticales y las inclinadas.

4.5.1. Distribución de las partículas que llegan a la superficie como función de la Energía de las partículas.

El espectro de llegada se ve atenuado en tres ordenes de magnitud para las partículas más energéticas que llegan a la superficie.

Cascada Electromagnética

Estas cascadas corresponden a las figuras 4.3(a) y 4.3(b). La componente muonica es despreciable en el rango 500 keV a 10 MeV, pero de 10–500 MeV es comparable con el número de fotones y electrones que se producen. Domina la cantidad de fotones (100 veces mayor al número de electrones) que llegan con un espectro casi plano en el rango 200 eV a 500 keV con un promedio de 10^5 fotones. Los electrones alcanzan su máximo a 600 MeV y son atenuados a más altas energías de forma similar a los fotones, esto se debe a las interacciones en la atmósfera.

Cascadas Hadrónicas

Estas cascadas corresponden a las figuras 4.3(c) y 4.3(d). Estas tienen las mismas características que las anteriores a diferencia que su componente muonica es significativa. Su máximo es comparable con el máximo de electrones ~ 1000 partículas, pero son mucho más energéticos, la mayoría se encuentran en el rango 1 – 100 MeV y por debajo de 100 keV esta componente es completamente atenuada.

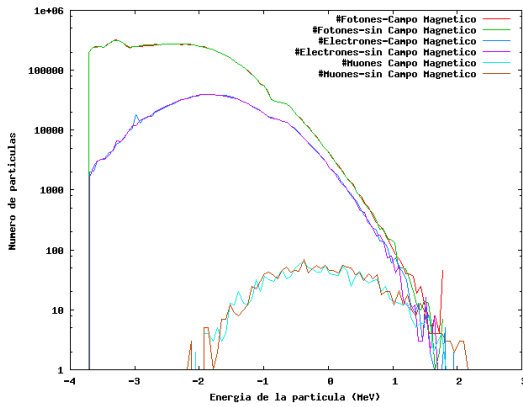
4.5.2. Distribución de las partículas que llegan a la superficie como función de la distancia al eje de la cascada.

Cascadas Electromagnéticas

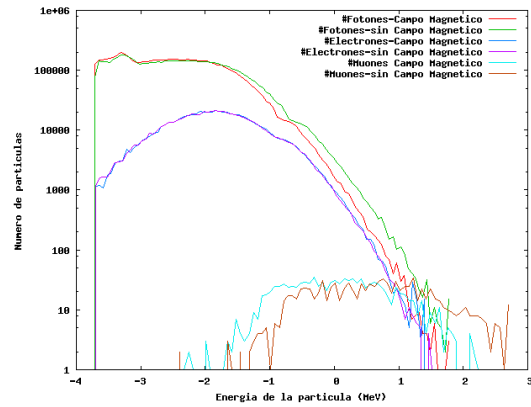
Estas cascadas corresponden a las figuras 4.4(a) y 4.4(b). La componente muonica como se señaló anteriormente es despreciable, pero se observa que los pocos que llegan se distribuyen de forma uniforme. Para fotones y electrones se observa que la mayoría de las partículas están concentradas en una zona de ~ 400 mts de radio alrededor del eje de la cascada y decaen lentamente con la distancia.

Cascadas Hadrónicas

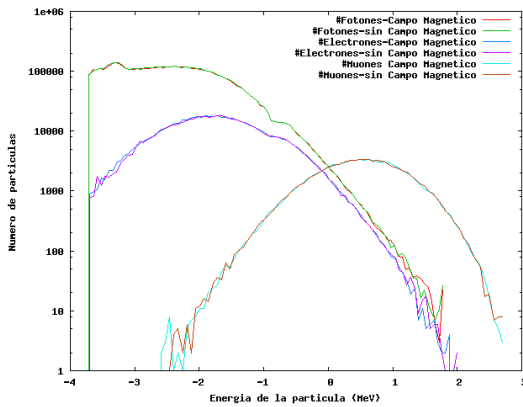
Estas cascadas corresponden a las figuras 4.4(c) y 4.4(d). Fotones, electrones y muones, alcanzan su máximo en un radio de 400 mts alrededor del eje de la cascada. La cantidad de fotones y muones decae de forma similar mientras que los electrones a distancias por encima de los 1000 mts de radio son $\sim 2\%$ de la cantidad de fotones que se observan en ese radio.



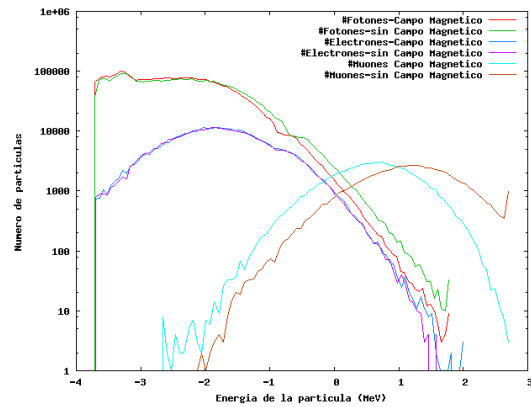
(a) Cascada Vertical



(b) Cascada con ángulo cenital = 30°

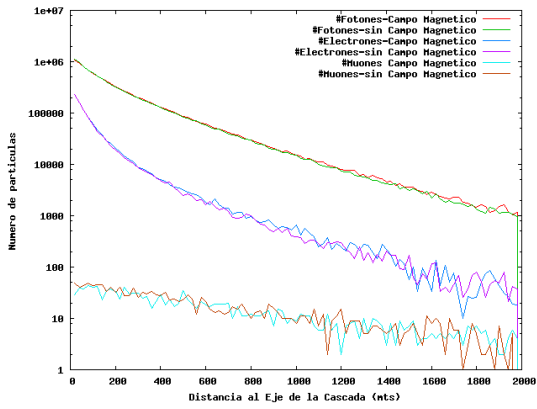


(c) Cascada Vertical

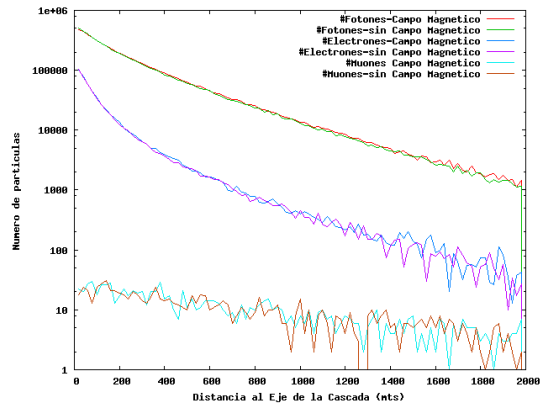


(d) Cascada con ángulo cenital = 30°

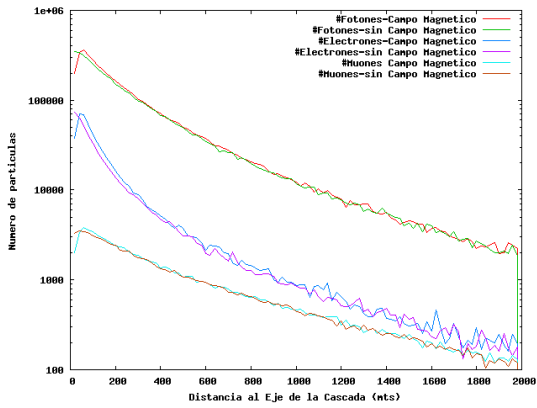
Figura 4.3: Distribución del número de partículas que alcanzan la superficie como función de la Energía de estas. Las figuras 4.3(a) y 4.3(b) corresponden a las cascadas electromagnéticas y las figuras 4.3(c) y 4.3(d) a las cascadas hadrónicas.



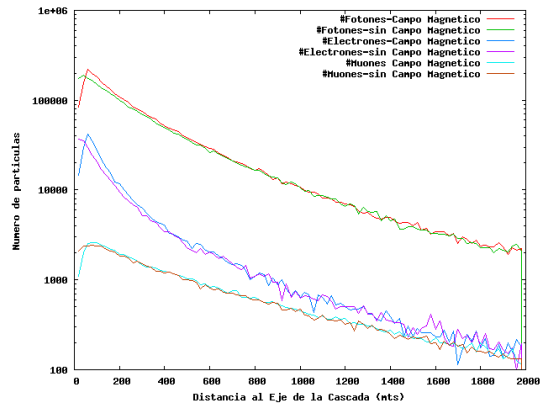
(a) Cascada Vertical



(b) Cascada con ángulo cenital = 30°



(c) Cascada Vertical



(d) Cascada con ángulo cenital = 30°

Figura 4.4: Distribución como función de la distancia al eje de la cascada como función partículas que llegan a tierra en una cascada iniciada por un fotón y un protón con energía 10GeV

A esta energía es de resaltar que en la cascada electromagnética el número de fotones y electrones que llegan a la superficies es 1000 veces mayor que en la cascada hadrónica.

4.5.3. Relación entre las partículas producidas con o sin presencia de campo geomagnético.

Cascada Electromagnética

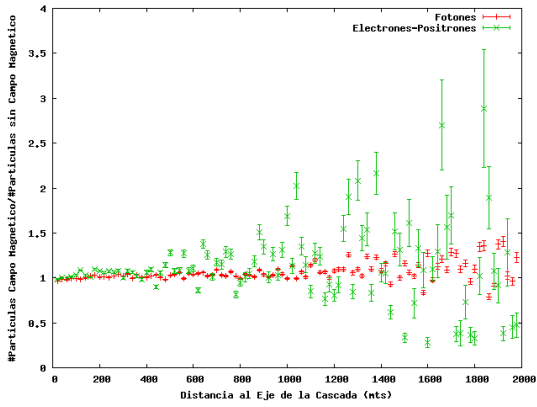
Estas cascadas corresponden a las figuras 4.5(a) y 4.5(b). Hasta un radio de 800 mts no existe diferencia si tomamos o no en cuenta el campo geomagnético. A radios mayores las fluctuaciones que se observan se deben al menor número de partículas. La componente muónica no está presente en el gráfico ya que a pesar de que se cuenta con buenas estadísticas las cantidades de muones que se producen es muy poca lo que hace que el error sea significativo.

Cascadas Hadrónicas

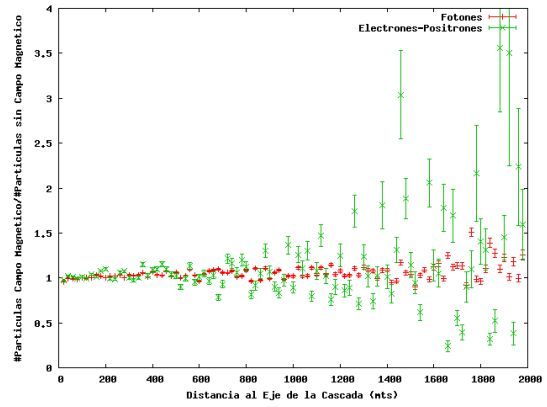
Estas cascadas corresponden a las figuras 4.5(c) y 4.5(d). Claramente el campo geomagnético no afecta el número de partículas que se producen en la cascada.

4.5.4. Desarrollo Longitudinal de las Cascadas

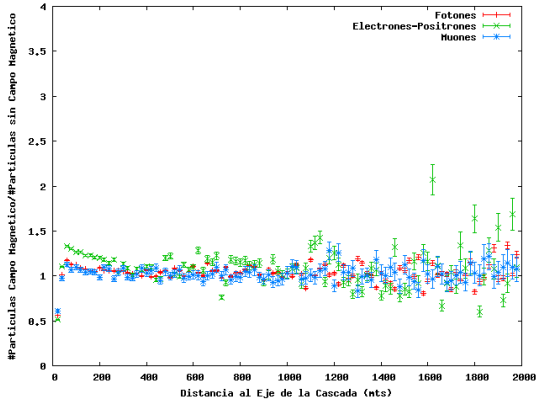
El desarrollo longitudinal de la cascada no se ve afectada por la presencia del campo geomagnético como se puede notar en la figura 4.6, como se dijo anteriormente, ambas cascadas alcanzan su máximo en el mismo punto de la atmósfera pero la cantidad de partículas producidas en este punto es 2,5 veces mayor en la cascada electromagnética.



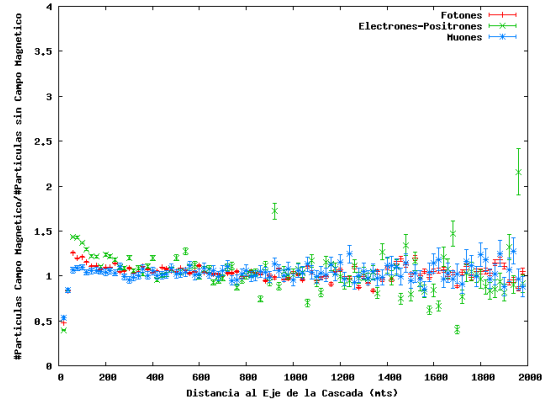
(a) Cascada Vertical



(b) Cascada con ángulo cenital = 30°s



(c) Cascada Vertical



(d) Cascada con ángulo cenital = 30°

Figura 4.5: Relación entre el Número de Partículas Producidas con Campo Geomagnético y sin Campo, para Cascadas Producidas a 10GeV, para ambas Partículas

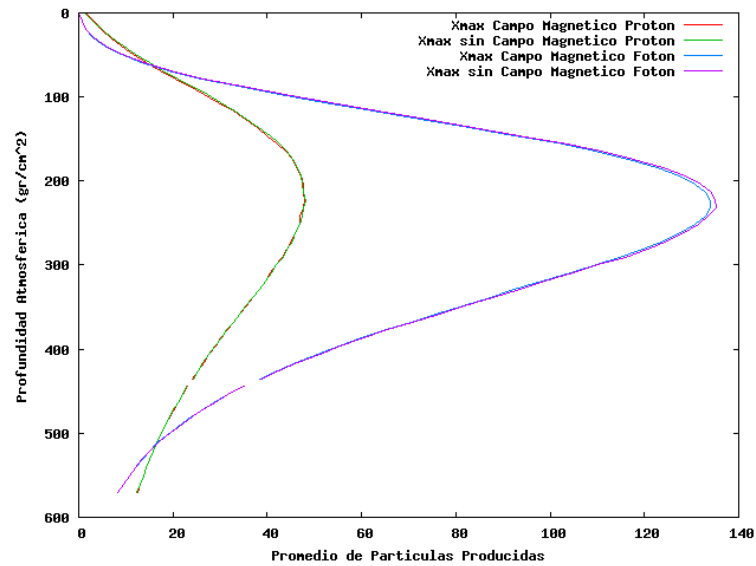


Figura 4.6: Desarrollo Longitudinal de las Cascadas Electromagnéticas y Hadrónicas.

Capítulo 5

Conclusiones

El proyecto LAGO esta enfocado a la detección de GRB a través del uso de detectores Cherenkov o detectores de superficie, que se encargan de registrar las señales producidas por las cascadas aéreas originadas por los rayos gamma que llegan a la atmósfera terrestre. Este trabajo tuvo como orientación principal el estudio de estas cascadas generadas por fotones, ya sea en el medio interestelar o en la atmósfera terrestre. El espectro obtenido considerando las principales interacciones que sufren los fotones en el medio interestelar (Producción de pares y efecto Compton inverso) concuerda satisfactoriamente con el espectro teórico esperado donde $N(E) \propto E^{-2,3}$, observándose cortes a altas energías dados por la atenuación en los fondos que conforman en medio interestelar y también debido al rango de energía en el que se considero los fotones primarios. A medida que aumenta la distancia de las fuentes la atenuación en este rango (10 TeV a 1 PeV) se hace más notoria, ya que al aumentar la distancia por recorrer de los fotones aumentamos la probabilidad de interactuar en el medio antes de alcanzar la atmósfera. Evaluando la energía de los fotones primarios se observa que a energías en el rango de 1 GeV a 100 GeV los fotones no sufren interacción en el medio, simplemente una disminución en su energía debido a la expansión del Universo. Los fotones con energías comprendidas en 100 GeV a 10 TeV, aumenta la cantidad de fotones debido a las cascadas electromagnéticas que se producen y finalmente en el rango de 100 GeV a 1 PeV, los fotones son atenuados en energía en dos ordenes de magnitud y representan la componente espectral más importante en el rango de 100 GeV a 10 TeV.

Por otro lado en el estudio de las cascadas aéreas extendidas realizado para un fotón y un protón (ambos con energías iniciales de 1 TeV), se observo que el campo geomagnético no afecta el desarrollo de la cascada, tomando en cuenta que la intensidad de campo geomagnético es la correspondiente a Pico Espejo (39,285 uT). En las cascadas electromagnéticas, la componente múonica es casi despreciable en el rango 500 keV a 10 MeV y comparable al número de fotones y electrones a energías entre 10 – 500 MeV, en el cual el número de fotones y electrones que llegan a tierra son del orden de 10. El número de fotones en el rango 200 – 500 keV es aproximadamente constante, con un valor promedio de 10^5 . Los electrones

alcanzan su máximo a 600 MeV y son atenuados a energías más altas, al igual que los fotones, esto se debe a las interacciones con la atmósfera. Al ver la distribución de las partículas respecto a la distancia al eje de la cascada, se nota que la mayoría de las partículas (fotones y electrones), están concentradas en un radio de ~ 400 mts de radio y decaen lentamente con la distancia. Ahora bien, el campo geomagnético no afecta el desarrollo de la cascada como se puede ver en las gráficas 4.5(a) y 4.5(b). Y tampoco produce diferencias relevantes el hecho de simular la cascada vertical o con un ángulo cenital de 30° .

Las cascadas hadrónicas presentan las mismas características que las cascadas electromagnéticas a esta energía. La diferencia es que la componente muonica en este caso es significativa, cuyo máximo es comparable con el de los electrones con un promedio de 1000 partículas, que se encuentra a ~ 10 MeV y es atenuada a energías por debajo de 100 keV. El máximo para todas las partículas en este tipo de cascadas se encuentra en un radio de ~ 400 mts del eje de la cascada. La cantidad de fotones y muones, respecto de la distancia, decaen de forma similar mientras que los electrones a distancias por encima de los 1000 mts de radio son aproximadamente el 2% de los fotones a esas distancias. Por otro lado, como se puede ver en las figuras 4.5(c) y 4.5(d), la presencia del campo magnético no afecta los resultados obtenidos, lo mismo para las cascadas verticales y aquellas cuyo eje forma un ángulo cenital de 30° . Longitudinalmente (ver gráfica 4.6) ambas cascadas alcanzan su máximo en el mismo punto, sin embargo, la cascada electromagnética tiene tres veces más el número de partículas que la cascada hadrónica. A esta energía es importante resaltar que en la cascada electromagnética, el número de fotones y electrones que llegan a la superficie terrestre es 1000 veces mayor que el obtenido a través de una cascada hadrónica.

Para próximos trabajos se puede simular de forma más completa el desarrollo de la cascada en el medio interestelar tomando en cuenta las interacciones de los pares producidos con el campo magnético extra-galáctico, en la cual se produce radiación de sincrotrón. En el programa desarrollado se podría incluir esta interacción de una manera sencilla, se sugiere que el campo geomagnético sea tratado como un campo virtual de fotones de bajas energías, donde la energía de estos fotones dependería de la intensidad del campo magnético extra-galáctico (ver apéndice B).

Apéndice

A. Estructura y Operación del Código

En esta sección se describe la estructura del código “propagación.c ”y su operación. El programa ha sido escrito en el lenguaje de programación C y durante su ejecución se simula, de forma semejante a lo que sucede en la realidad, el desarrollo de cascadas fotón-electrón en el Universo. Los caminos de los fotones son generados usando el método descrito en la sección 3.5.2, todos los eventos son simulados en sucesión cronológica. La generación de electrones y positrones se ejecuta como se describe en la sección 3.5.3. La cascada se desarrolla con la repetición de dos procesos (producción de pares y el efecto compton inverso), ver figura 1.

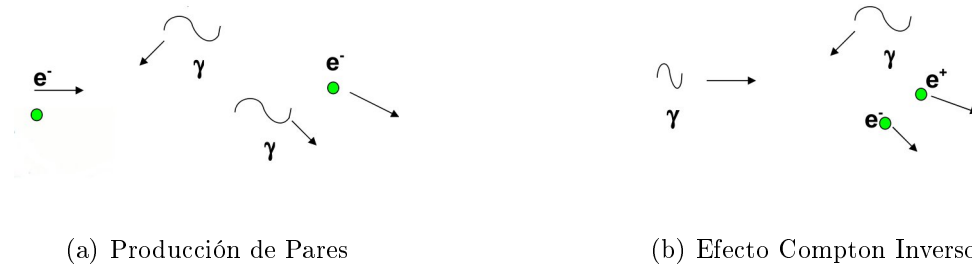


Figura 1: Procesos Sucesivos Durante la Propagación

El programa simula la propagación en el Universo, y dado el rango de energía de interés ($1\text{GeV} - 100\text{TeV}$) los fotones de bajas energías corresponden al CMB y al IRB. El código fuente `propagación.c` (~ 500 líneas de código C) está conformado por funciones que se pueden agrupar de la siguiente manera

- Cálculos preparatorios
- Simulación de interacciones
- Rutinas numéricas
- Rutinas de propagación

Solo el último es invocado por el programa principal. Las rutinas de simulación de la interacción implementan la teoría y algoritmos descritos en el capítulo 2. Sin embargo estas rutinas no son llamadas por el programa principal, pero están propiamente identificadas con el nombre de la interacción.

.0.5. Base de Datos y Archivos de Entrada

El programa requiere información sobre los fondos con los cuales se realizan las interacciones, el camino medio libre dada una energía y el corrimiento al rojo dada una distancia, se obtienen de un archivo de entrada. Estos archivos son creados mediante un programa auxiliar.

.0.6. Estructura del Programa

El programa principal recorre el intervalo de energía nuestro interés y la secuencia de llamados para generar la propagación del fotón se hace de la siguiente manera (ver figura 2).

1. Se comienza la propagación mediante la función *propagaciónfoton*(*Eprimario*, *E*, *DistEarthSource*, *Distancia*) que tiene como argumentos las condiciones iniciales del fotón a propagar.

Eprimario Es la energía del fotón proveniente de la fuente.

E Es la energía del fotón en el paso de la propagación, esto es para caracterizar a los fotones producidos por efecto compton inverso.

DistEarthSource Es la distancia entre la fuente progenitora y la Tierra.

Distancia Es la distancia del fotón en el paso de la propagación, esto es para caracterizar a los fotones producidos por inverse compton.

En esta rutina se calcula la probabilidad de interacción del fotón dadas las anteriores condiciones iniciales. Llama a la subrutina *cofatenuacion*(*archivo de datos*, *E*) para obtener el camino libre medio de la energía correspondiente que será usado para calcula la probabilidad de interacción con cada fondo.

2. Usando la rutina numérica *interacción*(*cofatenuacion*, *dx*) determina si se produjo o no interacción
 - a) Si no intertúa con ninguno de los dos fondos, el fotón avanza una distancia *dx* y pierde una cantidad de energía *dE* como consecuencia del corrimiento al rojo *z* debido a la expansión del Universo, hasta que la distancia del fotón sea igual a cero y en ese caso volverá al paso 1.

- b) De intertúar, se produce un par y con el llamado de la subrutina pairproduction(E)¹, se obtiene el valor de la energía de los electrones producidos.
3. Con la energía del par producido se invoca la rutina *propagaciónelectron(Eprimario,E,DistEarthSource,Distancia)* que de forma similar a *propagaciónfoton(Eprimario,E,DistEarthSource,Distancia)*, simula la propagación del electrón. En este caso la energía del fotón producido se obtiene con la función *inversecompton(E)* donde E es la energía del electrón que produce la interacción.
 4. Al obtener de nuevo un fotón debido a la interacción del electrón, es llamada de nuevo la función *propagaciónfoton()* y regresa de vuelta al paso 1. De esta manera el programa genera una cascada muy parecida a lo que seria en realidad.

B. Radiación de Sincrotrón

La radiación de sincrotrón es un proceso de pérdida de energía muy importante de partículas cargadas en presencia de campo magnético. En astrofísica es usualmente llamado Bremsstrahlung magnético. Un electrón moviéndose en un campo magnético \mathbf{B} con un ángulo θ a la dirección del campo, pierde energía por radiación de sincrotrón a una tasa

$$-\frac{dE}{dt} = 2\sigma_T c \gamma^2 U_B \beta^2 \sin^2 \theta \quad (1)$$

donde β y γ son la velocidades y el factor de Lorentz de el electrón, U_B es la densidad de energía del campo magnético ($= \mathbf{B}^2/8\pi$) y σ_T es la sección eficaz de Thomson. Esta pérdida es proporcional al factor de Lorentz al cuadrado y por lo tanto inversamente proporcional al cuadrado de la masa de la partícula por la misma energía total E_{tot} . Un protón pierde solo $\left(\frac{m_e}{m_p}\right)^2 \simeq 3 \times 10^{-7}$ veces mucha más energía con la misma E_{tot} . Para un arreglo de electrones que son dispersados aleatoriamente en todas direcciones, se puede calcular la pérdida de energía promediada sobre todos los ángulos de dispersión, la cual es

$$\left\langle -\frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 U_B \quad (2)$$

para electrones relativistas con $\beta \simeq 1$. Expresada en unidades de partículas físicas el promedio de pérdida de energía es

$$-\frac{dE}{dt} = 3,79 \times 10^{-6} \left(\frac{\mathbf{B}}{gauss} \right)^2 \left(\frac{E_e}{GeV} \right)^2 GeV/s \quad (3)$$

¹Las partículas en ambas interacciones son seguidas hasta una energía umbral igual al 1% de la energía de la partícula primaria

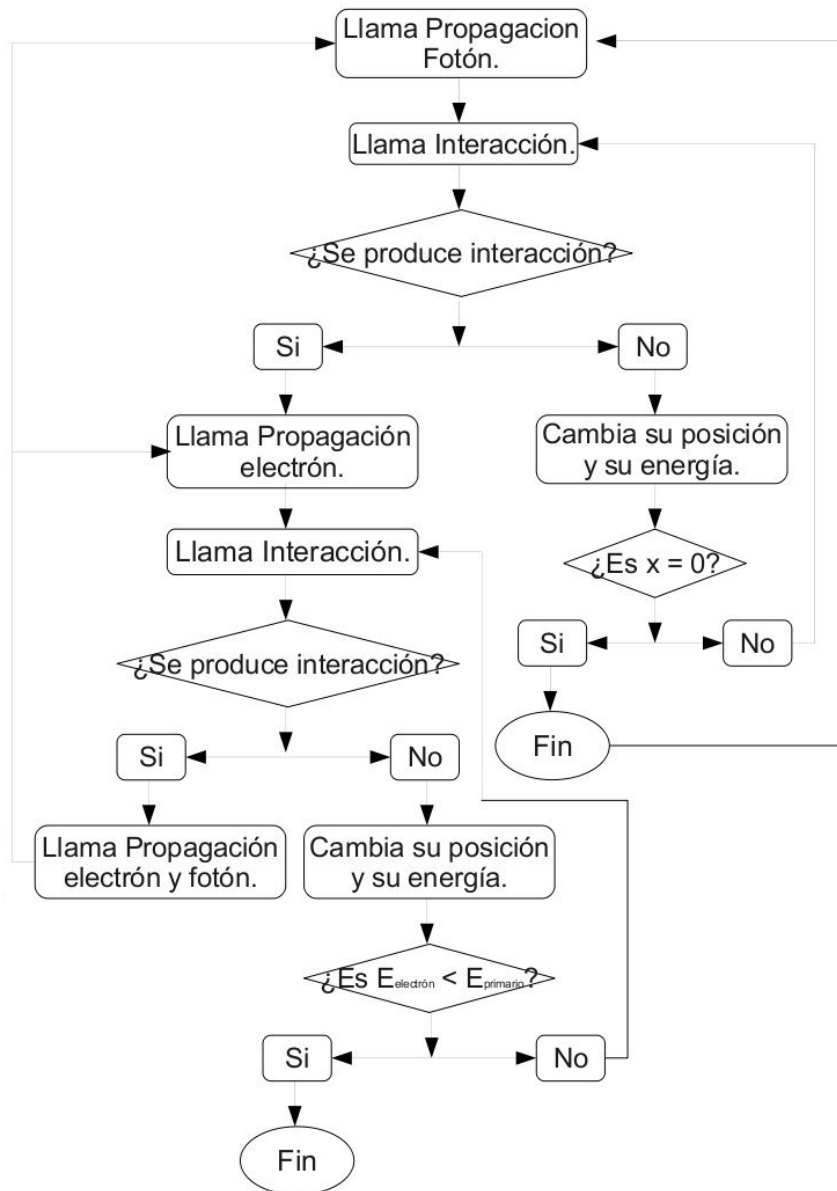


Figura 2: Diagrama de flujo del programa principal para simular la cascada fotones-electrones con el programa PROPAGACION

La frecuencia característica del fotón radiado es la frecuencia critica

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \frac{e\mathbf{B}}{m_e c} \sin \theta = 1,61 \times 10^{13} \left(\frac{\mathbf{B}}{\text{gauss}} \right) \left(\frac{E_e}{\text{GeV}} \right)^2 \text{ Hz} \quad (4)$$

Expresado como una fracción de la energía del electrón la frecuencia critica es proporcional al ducto de la energía y el valor del campo magnético $\nu_c/E_e \propto E_e \times \mathbf{B}$. La más alta energía y el campo magnético más fuerte dan el espectro de fotones radiados. La radiación de sincrotrón juega un papel muy importante en astrofísica, ya que es la mayor contribución de la emisión no termica del espectro de todas las fuentes astrofísicas en un rango de frecuencias amplio, que va desde el radio hasta el rayos-X. A pesar de la expresión complicada para el espectro de fotones radiados por un electrón simple, el espectro emitido por los electrones con una ley de potencia, esta bien definido. Si el indice diferencial de la ley de potencia del espectro del fotón es α la integral del indice espectral de su radiación de sincrotrón es $(\alpha - 1)/2$

En este trabajo no se considero la producción de fotones por radiación de sincrotrón, pero en el caso de ser considerado, se realiza de la misma manera que se realizó por compton inverso. Se supone el campo magnético galáctico como un campo virtual de fotones cuya energía esta dada por

$$E_\gamma^{bg} = \left(\frac{B}{B_{crit}} \right) m_e c^2 \quad (5)$$

donde la intensidad critica del campo magnético esta dada por $B_{crit} \approx 10^{-18}G$ y la intensidad del campo magnético esta dada por $B = 3 \times 10^{-3}G$

Bibliografía

- [1] Mészáros.P. "*Gamma-Ray Bursts*". arXiv:astro-ph/0605208v5. (2006).
- [2] Para más información ver: The CGRO Science Support Center-
<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/index.html>
- [3] Meegan,C. A.; *et al.* "*Spatial distribution of big gamma-ray bursts observed by BATSE*". Nature. **355**: 143-145. (9 January 1992).
- [4] Dar, A."*Can Fireball or Firecone Models Explain Gamma Ray Bursts?*". arXiv:astro-ph/9709231v4. (1997).
- [5] Piran,T."*Gamma-Ray Bursts and the Fireball Model*".arXiv:astro-ph/9810256v1.(1998).
- [6] "*Discovery of the X-Ray Afterglow of the Gamma-Ray Burst of February 28 1997*". arXiv:astro-ph/9706065v1.(1997).
- [7] Popham, R.;Woosley,S.E.and Fryer, C. "*Hyper-Accreting Black Holes and Gamma-Ray Bursts*". arXiv:astro-ph/9807028v2. (1998).
- [8] Zhang, W. and Woosley,S.E."*Relativistic Jets from Collapsars: Gamma-Ray Bursts*". arXiv:astro-ph/0209482v1.(2002).
- [9] MacFadyen,A. and Woosley,S.E."*Collapsars - Gamma-Ray Bursts and Explosions in "Failed Supernovae"*". arXiv:astro-ph/9810274v1. (1998).
- [10] Janka,H.T.; Ruffert,M. and Eberl,T."*Merging Neutron Stars and Black Holes as Sources of Gamma-Ray Bursts and Heavy Elements*". arXiv:astro-ph/9810057v1. (1998).
- [11] Centro de Operaciones para la Misión Swift, Universidad del Estado de Pensilvania. <http://www.swift.psu.edu/>
- [12] Kouveliotou, C. *et al.*"*Identification of two classes of gamma-ray bursts*". Astrophysical Journal.**413**:101-104. (1993).
- [13] "*Gamma-ray bursts supports hypernova hypothesis*" <http://cerncourier.com/cws/article/cern/28913>. Septiembre, 2003.

- [14] MacFayden,A.I.; Woosley,S.E.; Heger,A. “*Supernovae, Jets and Collapsars*”. arXiv:astro-ph/9910034v1. (2001)
- [15] Bloom,J.S.; Kulkarni,S.R.; and Djorgovski,S.G. “*The observed Offset Distribution of Gamma Ray Bursts from Their Host Galaxies: A Robust Clue to the Nature of the Progenitors.*” arXiv:astro-ph/0010176v3 (2002)
- [16] Fynbo *et al.* “*No supernovae associated with two long-duration Gamma-ray bursts*” arXiv:astro-ph/0608313v3 (2006)
- [17] “*New Type of Cosmic Explosion Found*” <http://www.astronomy.com/asy/> (2006)
- [18] Blinnikov,S.,*et al.* “*Exploding Neutron Stars in Close Binaries*”. Sovietic Astronomy Letters **10**:177. (1984).
- [19] Lattimer,J.M. and Schramm,D.N. “*The Tidal disruption of Neutron Star by Black Hole in Close Binaries.*” Astrophysical Journal **210**:549. (1976).
- [20] Burrows, D. N. *et al.* “*Bright X-ray Flares in Gamma-Ray Burst Afterglows*”. arXiv:astro-ph/0506130v3 (2005)
- [21] Razzaque, S.;Mészáros,P and Zhang,B. “*GeV and higher photon interaction in gamma-ray burst fireball and surroundings*”.arXiv:astro-ph/0404076v2. (2004).
- [22] Zhang,B.; Mészáros,P. “*High Energy Spectral Components in Gamma-Ray Burst Afterglows*” arXiv:astro-ph/0103229v3. (2001).
- [23] GLAST: <http://glast.gsfc.nasa.gov/>
- [24] Puget,J.L.;Stecker.F.W. and Bredekamp,J.H. “*Photonuclear Interactions of Ultra High Energy Cosmic Rays and thier Astrophysical Consecuences*”. The Astrophysical Journal. **205**:638-654. (1976).
- [25] W. L. Freedman *et al.*, Astrophys. J. *553* (2001) 47.
- [26] J.García-Bellido. *Cosmology and Astrophysics*. arXiv:astro-ph/0502139v2. (2005).
- [27] Protheroe, R. J.; Biermann, P. L. “*A New estimate of the Extragalactic Radio Background and its Implications for Ultra-high-energy γ -ray Propagation*”.Astroparticle Physics **6**:45-54.(1996)
- [28] Sigl, G. “*Propagation of Ultra-High-Energy Radiation*”. Lecture Notes in Physics. Springer Berlin/Heilderberg. **576**.(2001).

- [29] RAzzaque, S.; Mészáros, P. and Zhang, B. “*GeV and High Photon Interactions in Gamma-Ray Burst Fireball and Surroundings*”. arXiv:astro-ph/0404076v2. (2004).
- [30] Böttcher, M. and Schlickeiser, R. “*The Pair Production Spectrum from Photon-Photon annihilation*”. arXiv:astro-ph/9703069v1. (1997).
- [31] Taylor, A. Comunicación Privada. Octubre 2008.
- [32] Jauch, J.M. and Rohrlich, F. *The Theory of Photons and Electrons*. Springer-Verlag New York. Second Expanded Edition. 1976.
- [33] Fernández, J.M.; Acosta, E. and Sempau, J. “*PENELOPE A Code System for Monte Carlo Simulations of Electron and Photon Transport*”. Workshop Proceedings. Tssy-Ies-Molineaux, France. November. (2001).
- [34] Numerical Recipes for C.
- [35] Stanev, T. *High Energy Cosmic Rays*. Springer-Praxis Books in Astrophysics and Astronomy. Second Edition. (2004).
- [36] E. Segre, *Nuclei and Particles*, Benjamin, New York (1964)
- [37] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, NJ, (1952)
- [38] Particle Data Group (C. Caso et al). *Review of particle physics*. Particle Data Group, Physics Letters B592 1-1110 (2004)
- [39] Shigeru Yoshida, *Ultra-High Energy Particle Astrophysics*, Nova Science Publishers Inc., New York, 1ra Edición (2003), ISBN 1-59033-593-7
- [40] Kenneth Greissen, *Progress in Cosmic Ray Physics* 3, North Holland (1956)
- [41] Kamata K, Nishimura J, *Journal of Progress in Theoretical Physics Supplementary* 6, 93 (1958)
- [42] Sciutto, S. J., AIREs: A System for Air Shower Simulations 2.6.0 (2002), <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires>
- [43] National Aeronautics and Space Administration (NASA), U.S. Standard Atmosphere 1976, NASA-TM-X-74335, (1976).
- [44] <http://www.auger.org.ar/>