elementales neutras tales como los mesones π^0 o K^0 tienen una vida media demasiado pequeña como para sobrevivir en su viaje hacia la Tierra considerando incluso dilataciones temporales relativistas a las energías más extremas. Debido a la baja sección eficaz de interacción de los neutrinos que los hace prácticamente indetectables, éstos se han ignorado en el campo de la astrofísica experimental. Sólo recientemente se está considerando la viabilidad de su detección con aplicación a observaciones astrofísicas, de hecho varios detectores están en proyecto de construcción u operando a nivel de prueba como es el caso de los experimentos DUMAD y AMANDA. Véase la referencia [3] y referencias allí citadas para una revisión más profunda de esta nueva técnica emergente.

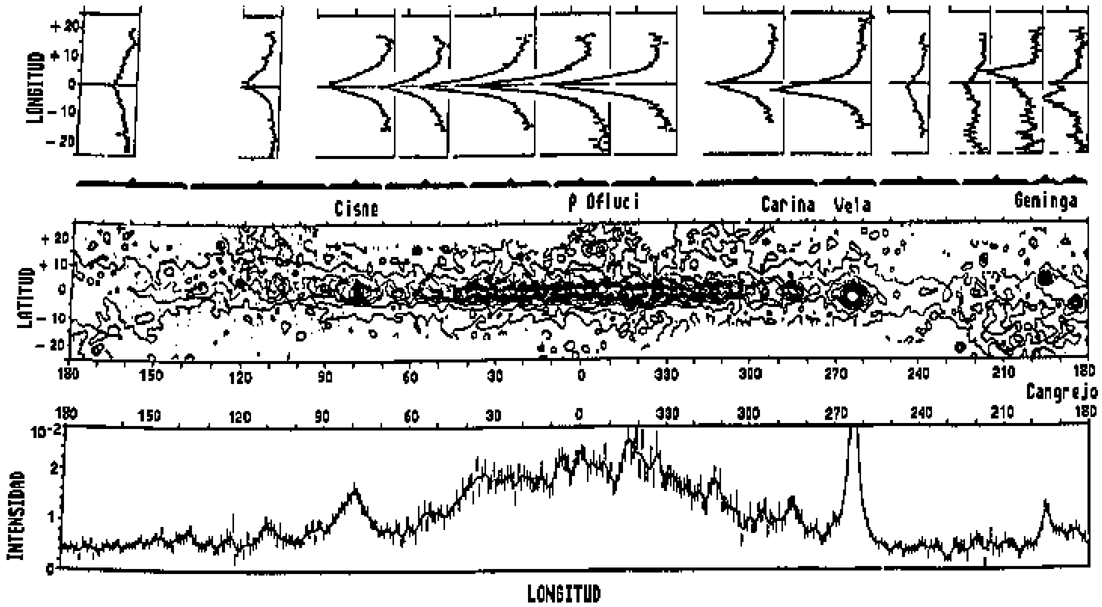


Figura 3.4: Mapa en coordenadas galácticas de la Galaxia vista por el COS-B en el rango 300 MeV - 5 GeV. La figura inferior muestra la intensidad a lo largo del plano galáctico integrada sobre ± 10º en latitud. La figura intermedia es un mapa de contornos de igual intensidad. La figura superior muestra la intensidad perpendicular al plano galáctico para varios segmentos del mismo. En conjunto se observa emisión difusa, especialmente del centro de la Galaxia, así como fuentes puntuales, entre las que destaca el pulsar de Vela. Figura tomada de [13].

Así pues las únicas partículas neutras de las que hasta ahora se dispone de información son los fotones, cuyo estudio en el rango óptico tiene varios siglos de historia. Dentro del campo de la radiación cósmica, esto es, en las energías más altas, el estudio de las anisotropías de la radiación electromagnética está bien establecido hasta una energía de 30 GeV, límite práctico actual de las técnicas de detección en satélites. Se han observado rayos γ provenientes de fuentes puntuales galácticas (principalmente de remanentes de supernova y sistemas binarios) y extragalácticas (núcleos galácticos activos), así como radiación difusa de la Galaxia (especialmente del plano galáctico, ver Figura 3.4) y de fuera de ella (aparentemente isótropa). Otras fuentes de rayos γ son el Sol (fulguraciones), la Gran Nube de Magallanes y los misteriosos GRBs objeto de este trabajo. En el espectro de las fulguraciones solares aparecen líneas de emisión de desexcitación nuclear (Be, Li, Ne, C, O), de captura de neutrones por hidrógeno y de aniquilación electrón - positrón (ver Figura 3.5). En la radiación difusa del plano galáctico también se observa la línea de aniquilación e^+ - e^- así como la de desintegración del ^{26}Al en ^{26}Mg. En la supernova 1987A aparecieron las líneas de desintegración del ^{56}Co y ^{57}Co en ^{56}Fe y ^{57}Fe respectivamente (explosión que fue precedida por un intenso impulso de neutrinos). En la actualidad se están extendiendo las observaciones hasta la energía de algunos TeV gracias a la técnica del análisis de las imágenes de la luz Cherenkov de las cascadas atmosféricas obtenidas con telescopios especiales, aunque por el momento los resultados más importantes se refieren a la detección de fuentes puntuales, siendo las primeras la Nebulosa del Cangrejo y el núcleo galáctico activo Markarian 421. Véanse las referencias [14][15] para una explicación de esta técnica y los primeros resultados de los telescopios Cherenkov de la colaboración HEGRA. Por encima de algunas decenas de TeV se usa la técnica del muestreo del frente de luz Cherenkov y/o partículas de la cascada atmosférica (que será explicada más adelante) o bien, por encima de 100 PeV, la detección de la luz de fluorescencia emitida por las moléculas de nitrógeno excitadas por el paso de las partículas energéticas de la cascada. Esta técnica no ha revelado todavía anisotropías suficientemente significativas, ni puntuales ni extensas, pues están al nivel de 3 - 4 σ y suelen aparecer en periodos parciales de observación no simultáneamente en diferentes experimentos.

La componente de la radiación cósmica con carga eléctrica sufre deflexiones en su viaje hacia la Tierra por los campos magnéticos presentes en la Galaxia. Por ejemplo, un protón de energía igual a 1 PeV tiene un radio de curvatura en el medio interestelar de tan sólo 0.3 pc, mientras que las fuentes galácticas más intensas de radiación gamma se encuentran a distancias del orden de kpc. Así pues esta componente de los rayos cósmicos llega completamente isótropa al Sistema Solar. El campo magnético del Sol y de la Tierra produce una modulación en las partículas, especialmente en aquellas con una energía inferior a algunas decenas de GeV (ver Figura 3.2b), aunque esta influencia puede apreciarse hasta la energía de varios TeV por el desplazamiento de la sombra del Sol en los rayos cósmicos [16]. Corrigiendo esta modulación se tiene que las anisotropías no superan el 0.07% hasta energías del orden del PeV. No obstante a partir de unos 10 EeV el radio de curvatura de los protones empieza a tener dimensiones similares a las de la Galaxia, por lo que deberían observarse anisotropías producidas por las fuentes galácticas, o bien por las galaxias más cercanas (cúmulo de Virgo) si los rayos cósmicos más energéticos son de origen extragaláctico como sostienen algunas teorías. La incógnita del origen de los rayos cósmicos cargados y la indeterminación de la intensidad del campo magnético galáctico e intergaláctico obligan a que el estudio de las anisotropías sea más una labor experimental que teórica. Los últimos datos de los experimentos que alcanzan las más altas energías (SUGAR, Haverah Park, Yakutsk, Fly's Eye y AGASA) no muestran anisotropías significativas, ni puntuales ni a gran escala, hasta energías de más de 30 EeV [3]. Por tanto los datos experimentales parecen sugerir que los rayos cósmicos por encima de algunos EeV son de origen extragaláctico ya que las anisotropías esperadas en este caso son menores que si vinieran de la propia Galaxia.

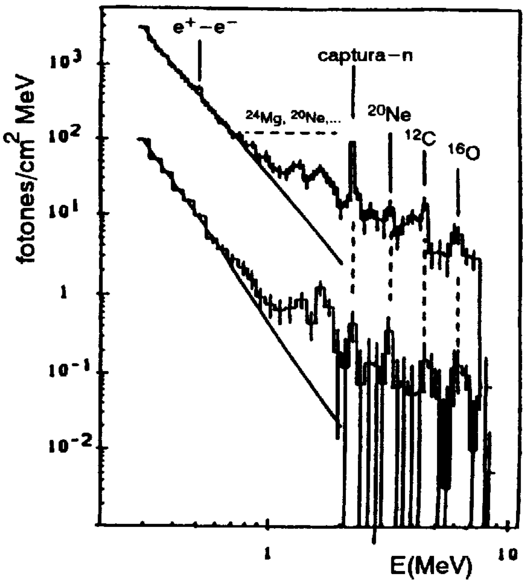


Figura 3.5: Espectro de rayos γ de la fulguración solar del 9 de Septiembre de 1989 en dos intervalos distintos de tiempo. Se observan líneas de desexcitación nuclear así como de aniquilación e^+ - e^- y de captura de neutrones por núcleos de hidrógeno. Figura tomada de [13].

El origen de la componente neutra más estudiada de la radiación cósmica, esto es, los fotones, es en su mayor parte bien conocido porque como ya se ha comentado los rayos γ apuntan hacia sus fuentes, son fáciles de detectar y su estudio se remonta a décadas atrás. La componente con carga, en cambio, no se sabe a ciencia cierta de dónde viene, pero esto no impide especular acerca de su origen. Para las energías más bajas (por debajo de algunas decenas de GeV) disponemos de nuestra fuente particular de rayos cósmicos: las fulguraciones solares. El mecanismo de aceleración de las partículas en el Sol no se conoce bien, las teorías más aceptadas proponen que las fulguraciones son producidas por la reconexión magnética causada por la reorganización de los campos magnéticos presentes o por la aparición de otros nuevos [3]. La reconexión produce campos eléctricos que calientan el plasma y aceleran los electrones e iones hasta una energía probablemente no superior a 100 keV. Las partículas serían aceleradas hasta varias decenas de GeV mediante procesos estocásticos en el plasma turbulento o bien mediante choques (*shocks*) producidos por la eyección de masa coronal. La producción del espectro continuo de fotones ocurre fundamentalmente a través de tres procesos, por debajo de 20 keV domina la emisión de rayos X térmicos, el resto del espectro está determinado por la superposición de la radiación de *bremsstrahlung* de los electrones no térmicos y los fotones provenientes de la desintegración de los piones neutros, producidos en las colisiones nucleares inelásticas de los iones acelerados. A este espectro se le suman líneas de emisión debidas a la captura de neutrones (producidos en las colisiones entre partículas) por parte de núcleos de hidrógeno, a la aniquilación de electrones y positrones (estos últimos son producidos por la desintegración de núcleos radiactivos y piones cargados que aparecen tras las interacciones de los iones) y a la desexcitación de los núcleos que ocurre después de las colisiones entre protones y partículas α con carbono y otros iones más pesados. Es interesante señalar que, mediante un mecanismo poco conocido, Júpiter es una fuente de electrones energéticos (electrones jovianos) pues los datos del Pioneer 10 muestran un claro incremento de la intensidad de electrones con energía entre 3 y 6 MeV cuando la sonda se aproximaba a este planeta [13].

La producción de rayos cósmicos de energía hasta 10 PeV puede ser explicada mediante las supernovas. La explosión y las subsiguientes ondas de choque producen la aceleración de las partículas circundantes [3]. Después, si se forma una estrella de neutrones, ésta puede acelerar las partículas cargadas mediante los campos electromagnéticos inducidos por el intenso campo magnético (~ 10^{12} G) rotante [3][4]. De hecho la tasa observada de producción de supernovas en la Galaxia puede explicar la intensidad de los rayos cósmicos y su espectro. Los rayos γ son producidos a través de los mismos procesos que en las fulguraciones solares más otros que en este entorno tienen mayor importancia: el efecto Compton inverso sobre fotones ópticos y del fondo de microondas y la emisión de radiación de sincrotrón y de curvatura por los electrones y positrones que se encuentran en el campo magnético de la estrella de neutrones.

Los experimentos demuestran que el espectro de los rayos cósmicos continúa por lo menos hasta la energía de 100 EeV, sin embargo no se conoce ningún objeto astrofísico ni mecanismo que pueda acelerar partículas a esas energías. Recientemente han aparecido varios modelos que tratan de explicar la existencia de estas partículas energéticas. Uno de ellos propone que los núcleos pueden alcanzar los 100 EeV siendo reacelerados a través de colisiones en la fusión de ondas de choque de supernovas [107], otro modelo en cambio sugiere que partículas de baja energía podrían ser aceleradas por un viento cósmico galáctico hasta esas enormes energías [108]. En contraposición a los modelos anteriores que postulan un origen galáctico de los rayos cósmicos de energía extrema, existen otros que sitúan las fuentes más allá de nuestra Galaxia, por ejemplo se ha propuesto a los núcleos galácticos activos, los objetos más energéticos conocidos hasta ahora, como una fuente natural de tales partículas [109]; incluso se ha considerado la posibilidad de que los rayos cósmicos de energías más elevadas provengan del colapso de defectos topológicos, hipotéticas reliquias que quedaron después del *Big Bang* predichas por las teorías de gran unificación, tales como cadenas cósmicas, paredes de dominio o monopolos [4][12].

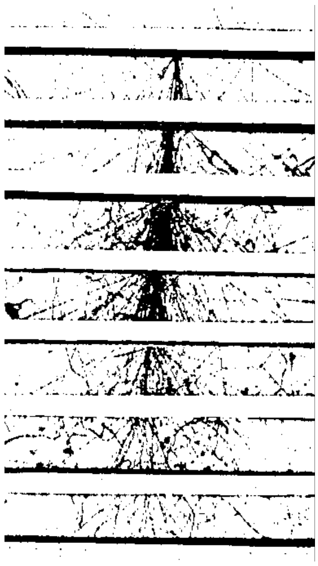
El modelo actualmente aceptado de propagación de los rayos cósmicos, conocido como el modelo de la "caja rota" (*leaky box*), describe cómo las partículas están confinadas dentro de la Galaxia por el campo magnético. A medida que encuentran nubes magnetizadas que se mueven a gran velocidad (procedentes de explosiones de supernova) ganan energía mediante un proceso de Fermi [110]. La probabilidad de escape de la partícula depende de su rigidez magnética (= radio de curvatura x intensidad del campo magnético), que para grandes energías es aproximadamente proporcional a E/Z. Así pues el tamaño de la Galaxia y la intensidad de su campo magnético limitan la máxima energía que un núcleo puede tener sin escapar (y por tanto aparecer isótropo). En consecuencia este modelo predice un enriquecimiento de la componente pesada de los rayos cósmicos en torno a la "rodilla" del espectro (~ 1 PeV) debido a una fuga de la componente ligera, mientras que para las energías más extremas (> 10 EeV) debe producirse el proceso contrario ya que lo que observado sería fundamentalmente la componente ligera escapada de otras galaxias. Los datos experimentales parecen sostener esta imagen como hemos visto con anterioridad, de hecho uno de los resultados observacionales que indica que los rayos cósmicos son de origen galáctico viene de las medidas del flujo de rayos γ de la Pequeña Nube de Magallanes, una de las dos galaxias más cercanas a la nuestra. Si los rayos cósmicos fueran de origen metagaláctico se esperaría una mayor intensidad de radiación γ por interacciones entre los iones y la materia de la galaxia que en el caso de un origen local, ya que al ser una galaxia más pequeña que la nuestra la probabilidad de escape es mayor y por tanto sería menor la densidad de rayos cósmicos. La observación de esta galaxia no muestra emisión apreciable y EGRET sólo puede dar un límite superior a la intensidad de fotones γ por encima de 100 MeV [111]. Este límite es compatible con los cálculos realizados para la emisión γ en el caso de un origen local de los rayos cósmicos, pero no lo es con las predicciones basadas en un origen metagaláctico [3].

Si bien parece firmemente establecido el origen galáctico de los rayos cósmicos que observamos con energía inferior a unos 10 PeV, no está tan claro el origen de los más energéticos, existiendo modelos que abogan por el origen local y por el extragaláctico, como ya hemos visto. En perjuicio de los primeros se argumenta que la Galaxia no puede contener fácilmente iones tan energéticos y que éstos deberían mostrar una anisotropía detectable, la cual no se observa como se comentó con anterioridad; de hecho los dos rayos cósmicos más energéticos hasta hoy detectados no señalan hacia ninguna fuente galáctica o extragaláctica en especial [12]. Si los rayos cósmicos tuvieran un origen extragaláctico no se esperaría, en principio, encontrar anisotropías, pero entonces éstos no podrían tener una energía superior a unos 60 EeV debido al llamado corte de Greisen - Zatsepin - Kuzmin [112][113]. Este corte surge porque el Universo se vuelve opaco para núcleos con energía mayor a unos 60 EeV, ya que superan el umbral energético para sufrir un proceso de fotoproducción inelástica de piones a través de la interacción con el fondo universal de radiación de microondas. Aún no se dispone de suficiente estadística para decidir si tal corte es visto en el espectro de los rayos cósmicos, pero el número de partículas con $E > 50$ EeV hasta hoy registradas parece contradecirlo [17]. La situación para los rayos γ es algo peor, pues su interacción con el fondo de microondas hace el Universo opaco para fotones de energía superior a unos 100 TeV y dependiendo de la intensidad del fondo intergaláctico de radiación infrarroja este límite podría bajar hasta algunos TeV [18][19].

3.2 Cascadas atmosféricas extensas

Las cascadas de partículas producidas por la colisión de un fotón o un ion energético[9] con un núcleo de material eran conocidas desde el año 1932 por el trabajo experimental de Bruno Rossi; el estudio teórico fue desarrollado inicialmente en 1937 por Bhabha y Heitler y Carlson y Oppenheimer y fue continuado por otros autores [11] (ver Figura 3.6). Las cascadas atmosféricas extensas fueron descubiertas por Pierre Auger en 1938 cuando notó la activación simultánea de detectores de partículas separados por muchos metros situados a gran altura en los Alpes. Auger pensó que se trataba de cascadas producidas por rayos γ de enorme energía procedentes del espacio al colisionar con núcleos atmosféricos.

(a)



(b)

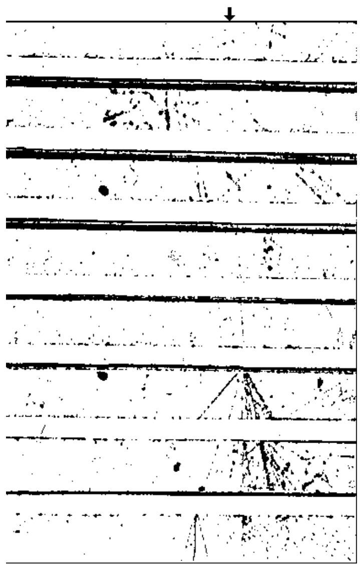


Figura 3.6: **(a)** Cascada electromagnética. **(b)** Cascada hadrónica. En ambos casos la partícula inicial tenía una energía de unos 10 GeV. La cascada se desarrolla a través de diversas placas de plomo de 1.27 cm de espesor. En (b) también se forma una cascada electromagnética después de la primera interacción. Figuras tomadas de [11].

[9] Energético, en este contexto, significa que su energía es mayor que la de enlace de los nucleones (protones y neutrones) en el núcleo, esto es, mayor que unos 10 MeV.

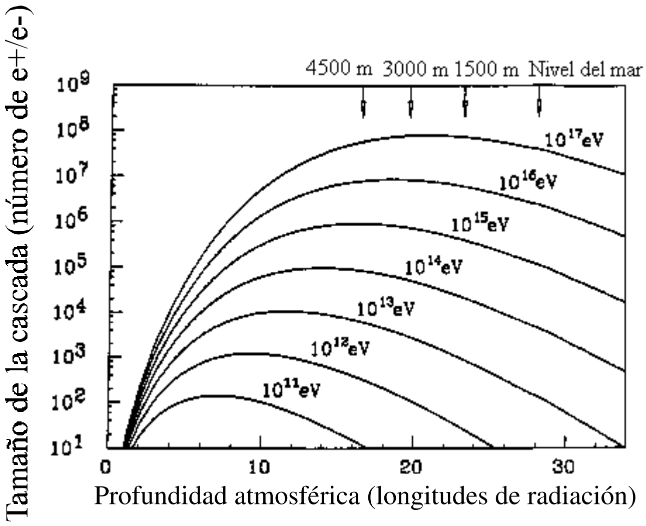


Figura 3.7: Número de $e^{\pm}$ en función de la profundidad atmosférica (desarrollo longitudinal) para cascadas electromagnéticas iniciadas con diferentes energías. Figura tomada de [14].

Se produce una cascada atmosférica extensa cuando un rayo cósmico de energía superior a algunas decenas de GeV interacciona con el núcleo de una molécula de aire (principalmente nitrógeno y oxígeno) produciendo una serie de partículas secundarias, éstas a su vez vuelven a interaccionar dando lugar a un cierto número de terciarias y así sucesivamente. El número de partículas en la cascada va aumentando exponencialmente al mismo tiempo que su energía media va disminuyendo según se reparten la energía del primario. El tamaño de la cascada alcanza un máximo (proporcional a la energía del rayo cósmico inicial) cuando los fenómenos disipadores dominan sobre los de creación de nuevas partículas, a partir de ahí disminuye hasta desaparecer o incidir sobre la superficie terrestre si la energía inicial era superior a algunas decenas de TeV (ver Figura 3.7). La mayor parte de las partículas se desplazan a una velocidad próxima o incluso superior a la de la luz en el aire y llegan agrupadas en forma de disco de 1 - 2 m de espesor y de 100 - 150 m de radio (en realidad el radio es proporcional a la energía del primario), cuyo eje sigue la dirección del rayo cósmico inicial (ver Figura 3.8). El principal proceso responsable de la dispersión de las partículas es el *scattering* de Coulomb, así una cascada iniciada por un primario de energía igual a 100 EeV llega a abarcar una extensión de 16 km^2.

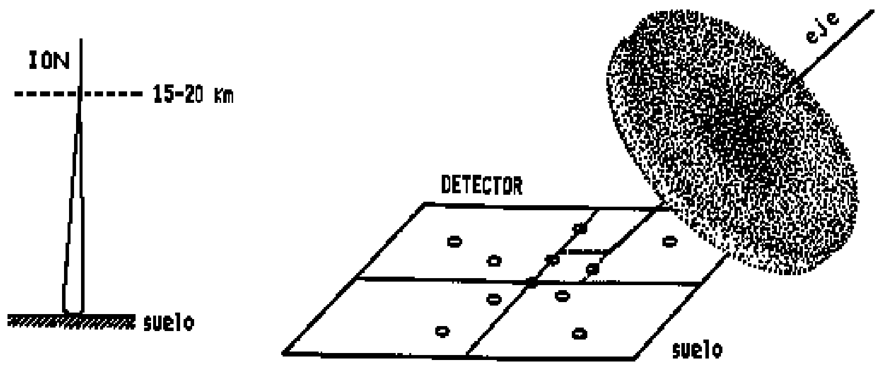


Figura 3.8: Esquema de la forma y desarrollo de una cascada atmosférica extensa. Figura tomada de [13].

Puesto que la mayor parte de los rayos cósmicos son núcleos, la primera interacción que da lugar al inicio de la cascada suele ser una colisión núcleo - núcleo, que puede ser vista como una interacción puramente nuclear de dos haces de nucleones. Después de la colisión emergen numerosas partículas, principalmente nucleones, mesones π y otros más pesados y sus respectivas antipartículas. Éstas forman la llamada componente hadrónica de la cascada, responsable de su propagación a través de la atmósfera debido a su alto poder de penetración y a que genera continuamente otras dos componentes: la electromagnética y la muónica (ver Figura 3.9).