Medida del espectro y la composición química de los rayos cósmicos en el rango de 300 TeV a 30 PeV

Memoria presentada por
D. Juan Cortina Blanco
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas.

Dirigida por los profesores
D. Fernando Arqueros Martínez
y
Dña. María Victoria Fonseca González

Diciembre 1997

Abstract

Monte Carlo simulations of cosmic ray induced showers in the atmosphere have been used to develop three new methods for measuring the energy of the primary particles in the 10^{13} - 10^{16} eV range independently of the particle species. Both the electron number and the Cherenkov light density near and beyond the hump in the lateral distributions are found to accurately indicate the primary energy, provided an appropriate correction based on the depth of the shower maximum is applied. The depth of shower maximum can be estimated from the slope of the radial distribution of the Cherenkov light, with precisions ranging from 60 g/cm^2 at energies around 50 TeV to 10 g/cm^2 at energies around 10 PeV. Energy resolution goes down from $\sim$ 50% at 50 TeV for all primaries to $\sim$ 20% (10%) at 10 PeV for proton (iron) induced showers.

By using these methods, we have performed a measurement of the cosmic ray spectrum and chemical composition in the 300 TeV to 30 PeV range. A change in spectral index has been observed from 2.54$\pm$0.03 to 3.13$\pm$0.03 at 2.3$\pm$0.5 PeV. Absolute flux is compatible with other results. Measurement of X_{max} allow to estimate the chemical composition. Elongation hardly differs from that expected assuming a constant chemical composition. The average of X_{max} is compatible with a ratio of light elements to all elements of 0.4$\pm$0.1, practically constant in the whole energy region. The widths of the X_{max} distributions, related to the fluctuations in the differents cosmic ray primaries, point to a light to all ratio of 0.5$\pm$0.1.

Índice General

Índice de Figuras

Índice de Tablas

Abstract

Monte Carlo simulations of cosmic ray induced showers in the atmosphere have been used to develop three new methods for measuring the energy of the primary particles in the 10^{13} - 10^{16} eV range independently of the particle species. Both the electron number and the Cherenkov light density near and beyond the hump in the lateral distributions are found to accurately indicate the primary energy, provided an appropriate correction based on the depth of the shower maximum is applied. The depth of shower maximum can be estimated from the slope of the radial distribution of the Cherenkov light, with precisions ranging from 60 g/cm^2 at energies around 50 TeV to 10 g/cm^2 at energies around 10 PeV. Energy resolution goes down from $\sim$ 50% at 50 TeV for all primaries to $\sim$ 20% (10%) at 10 PeV for proton (iron) induced showers.

By using these methods, we have performed a measurement of the cosmic ray spectrum and chemical composition in the 300 TeV to 30 PeV range. A change in spectral index has been observed from 2.54$\pm$0.03 to 3.13$\pm$0.03 at 2.3$\pm$0.5 PeV. Absolute flux is compatible with other results. Measurement of X_{max} allow to estimate the chemical composition. Elongation hardly differs from that expected assuming a constant chemical composition. The average of X_{max} is compatible with a ratio of light elements to all elements of 0.4$\pm$0.1, practically constant in the whole energy region. The widths of the X_{max} distributions, related to the fluctuations in the differents cosmic ray primaries, point to a light to all ratio of 0.5$\pm$0.1.

Introducción

Hasta donde sabemos, la radiación cósmica se extiende por toda nuestra galaxia, constituyéndose en el fenómeno más energético del que tenemos noticia. Se han observado rayos cósmicos a energías tan elevadas como 10^{20} eV, muy superiores a las producidas en los más poderosos aceleradores de partículas. Y, sin embargo, su origen es, en su mayor parte, un gran misterio.

En esencia, la radiación cósmica está formada por protones y núcleos hasta el niquel. La fracción de electrones es muy reducida, del orden de 0.1% a 10^{12} eV; la de fotones es aun menor. Un hecho fundamental es la isotropía de la mayoritaria fracción cargada. Los protones y núcleos se difunden en los campos magnéticos regulares y caóticos al atravesar nuestra galaxia o el medio intergaláctico hasta tal extremo que pierden toda información sobre sus lugares de origen.

La detección de los rayos cósmicos (RC) en el rango de 10^{6}-10^{20} eV implica el uso de técnicas desarrolladas en la Física Nuclear o de Partículas. A menos de 100 TeV, los detectores a bordo de globos o satélites permiten distinguir la naturaleza del RC y determinar su espectro.

Por encima de los 10^{14} eV, en el rango llamado de ultra-alta energía (UAE), los únicos detectores que son de alguna utilidad son aquellos construidos en la superficie terrestre con áreas de detección del orden de 10^{6} m^{2}. Los métodos que se utilizan se basan en la detección de la cascada de partículas secundarias que el RC primario genera a su entrada en la atmósfera. Un protón de 10^{14} eV produce una cascada que, en el máximo de su desarrollo, a unos 5 km de altura, llega a tener del orden de 10^{5} electrones y positrones. A una altura de 2 km, la cascada está aun formada por un frente de 20000 electrones y positrones que cubren una superficie de 30000 m^{2}. Midiendo el tiempo de llegada de las partículas con una red de detectores de centelleo, es posible reconstruir la dirección del RC primario con cerca de 1° de precisión angular. El número de partículas a nivel de tierra nos permite además estimar la energía del RC primario. Estas redes de detectores no permiten identificar de manera satisfactoria el tipo de núcleo incidente en la atmósfera y, por tanto, como veremos en el primer capítulo, no disponemos de medidas exactas de la composición química de los RC a estas energías.

Los electrones relativistas generan radiación de Cherenkov en la atmósfera. Un frente de fotones Cherenkov cruza la atmósfera en compañía del frente de partículas. La luz Cherenkov posibilita una medida muy exacta de la energía primaria. Frente a las redes de contadores de partículas, que sólo muestrean el frente de la cascada en nivel de observación, los detectores de luz integran la luz a lo largo de todo el desarrollo de la cascada. La detección es, por tanto, de tipo "calorimétrico". Una segunda ventaja de este tipo de detectores es que nos permiten reconstruir la posición del máximo de la cascada gracias a la correlación de este parámetro con la pendiente de la distribución lateral de luz a tierra. El máximo de la cascada atmosférica es, como veremos en el capítulo 6, básico para el estudio de la composición química de los RC.

Una tal red de contadores de luz, junto con otra de detectores de partículas, forma parte del experimento HEGRA en la isla de La Palma. Describimos este experimento en el capítulo 3, junto con las técnicas de análisis que hacen posible la reconstrucción de los distintos parámetros de la cascada atmosférica. Mediante técnicas de Monte Carlo (MC), hemos simulado el desarrollo de la cascada en la atmósfera y el efecto posterior en los detectores de partículas y luz Cherenkov de HEGRA. Discutimos esta simulación en el capítulo 4.

Con ayuda de los sucesos simulados, hemos desarrollado métodos de reconstrucción de la energía primaria de los RC, como discutimos en el capítulo 5. Los métodos tradicionales basados en el número de electrones o de muones en la cascada o de la luz Cherenkov producida en la atmósfera sufren de fuertes fluctuaciones y de una gran dependencia de la especie química del RC primario. Como hemos dicho, la red de detectores de luz de HEGRA hace posible determinar la posición del máximo de la cascada atmosférica que veremos que nos permite corregir estos estimadores tradicionales de la energía y obtener unos parámetros que no dependen de la especie química. Desarrollaremos, además, unos parámetros que, aunque dependientes de la especie primaria, reducen las fluctuaciones de los parámetros originales.

En el último capítulo, aplicaremos estos métodos de reconstrucción de la energía primaria a datos reales registrados por el detector HEGRA para extraer una medida del espectro de los RC en la región de 300 TeV a 30 PeV. La posición del máximo de la cascada atmosférica es un observable que está fuertemente ligado a la naturaleza del RC primario. La posición del máximo en función de la energía primaria y las fluctuaciones nos permitirán estimar la composición química de los RC en este mismo rango energético.

Capítulo 1

Radiación Cósmica UAE

El espectro de RC se extiende desde 1 GeV (10^9 eV) hasta 100 EeV (10^{19} eV), de acuerdo con una distribución no termal, típicamente en forma de ley de potencias ($E^{-\gamma}$ dE). La inmensa mayoría de los RC son hadrones (protones y núcleos). Sólo una muy pequeña fracción consiste en electrones ($\sim 0.1\%$), una aun menor en fotones ($\sim 0.01\%$). La densidad de energía de los RC es una parte importante de la densidad de energía total del universo. Asciende localmente a 1 eV/cm^3, en clara competencia con la densidad de luz estelar (0.6 eV/cm^3) y del campo magnético galáctico (0.2 eV/cm^3).

Dedicaremos este capítulo a describir el flujo de RC primarios entre 10^{11} y 10^{20} eV, así como a comentar los más destacados modelos de aceleración y propagación de RC. Remitimos al lector interesado en una revisión exhaustiva de estos temas a [1, 2, 3, 4, 5].

1.1 Evidencia observacional

El flujo de RC cae muchos órdenes de magnitud en el rango de energías que va del GeV al TeV. Esto hace necesario un buen número de técnicas experimentales que incluyen satélites y sondas espaciales hasta los $\sim$10 TeV, globos hasta los $\sim$100 TeV y detectores en tierra a energías mayores de $\sim$300 GeV (ver referencias [14, 13]). Frente a los satélites y las naves espaciales que miden el flujo y la composición de los RC directamente, en los globos ha de tenerse en cuenta la fracción de las partículas primarias que colisionan en la masa de aire por encima (habitualmente unos 5 g/cm^2).

A energías mayores de 100 TeV, el flujo se hace tan reducido que sólo es posible la detección desde la superficie terrestre. Esta técnica hace uso de la cascada de partículas secundarias que el RC primario genera en la atmósfera, cascada formada de electrones, muones, hadrones, luz Cherenkov y de fluorescencia y ondas de radio. Todos estos subproductos pueden detectarse a tierra y nos permiten reconstruir la energía, naturaleza y dirección de procedencia del RC original.

1.1.1 Espectro de energía

La figura 1.1 muestra el espectro diferencial de todos los RC tal y como fue compilado por Wiebel [6]. Como el espectro cae muy rápidamente, se ha multiplicado por $E^{2.75}$ con el fin de revelar pequeñas estructuras. Estas estructuras podrían deberse a efectos experimentales o bien ser un indicio de diferentes regímenes de producción o propagación de los RC. Las medidas que se han recogido proceden de satélites, globos, redes de detectores a tierra y un detector de luz de fluorescencia (el llamado "Ojo de Mosca").

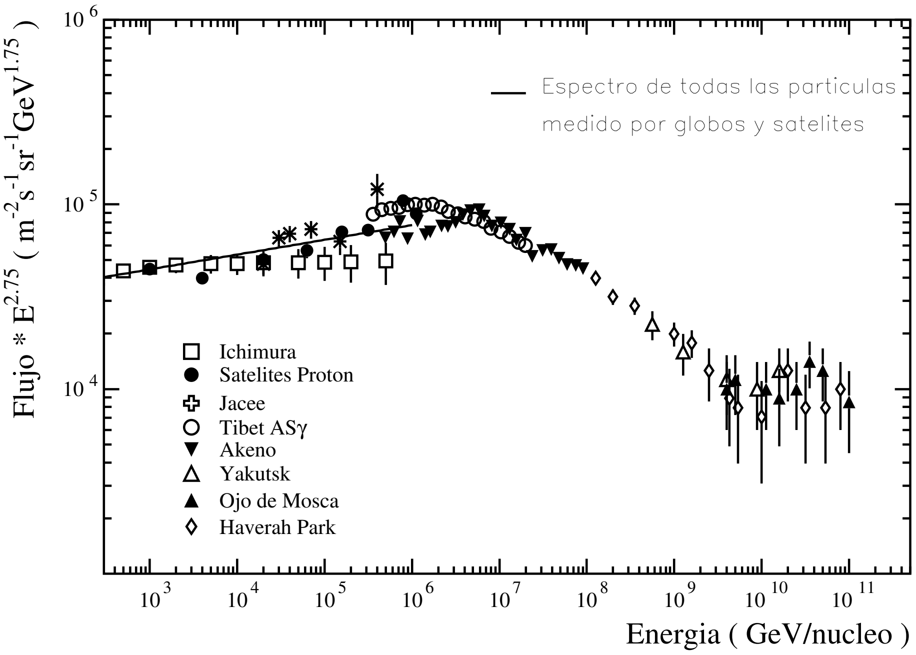


Figura 1.1: *Espectro diferencial de todos los rayos cósmicos medido por detectores en tierra (de [6]).*

Podemos dividir todo el rango de energías en tres regiones:

i) Entre 10^{11} y 10^{15} eV, el flujo de RC (número de partículas por m^2, segundo e intervalo de energía) sigue una ley de potencias:

$$\frac{dN}{dE} = A\ E^{-\gamma} \tag{1.1}$$

con un índice espectral γ de 2.67±0.02 [6].

ii) En torno a 10^{15} eV, se produce un cambio en la pendiente. Entre 10^{16} and 10^{19} eV el espectro se ajusta bien a una ley de potencias de índice espectral 3.0. El origen de este cambio de pendiente (generalmente conocido como la "Rodilla") es muy discutido.

iii) A energías por encima de 10^{19} eV, el espectro se "endurece", esto es, su índice espectral cae a valores entre 2.4 y 2.5 (tal rasgo del espectro se ha venido en llamar el "Tobillo"). Alrededor de los 10^{19} eV, los RC interaccionan con la radiación de fondo de 2.7 K [45]. Se ha predicho la existencia de un corte en el espectro, llamado de Greisen, de cuya existencia no se tiene aun evidencia concluyente: se han llegado a registrar RC a energías de $3{\cdot}10^{20}$ eV [8].

1.1.2 Composición química

Por debajo de los 100 GeV, los detectores a bordo de satélites nos permiten medir el flujo primario fuera de la atmósfera y resolver entre los distintos elementos (en algunos casos hasta entre diferentes isótopos). La composición atómica de los RC resulta ser muy parecida a la del sistema solar. Existen, sin embargo, diferencias muy reveladoras. El Li, Be y B son escasos en la materia ordinaria y, si se encuentran entre los RC, es tan sólo debido a la ruptura de núcleos pesados en el espacio recorrido desde las fuentes. Nos permiten, por tanto, deducir la densidad de gas que han atravesado, que resulta ser del orden de 4-5 g/cm^2, así como el tiempo que ha transcurrido desde que fueron creados, si asumimos que la densidad de gas interestelar está cerca de 1 átomo/cm^3, tiempo que se estima en próximo a $3{\cdot}10^6$ años.

En el rango de 100 GeV a 100 TeV, nos apoyamos en medidas llevadas a cabo en satélites y globos. La precisión es menor y sólo podemos obtener espectros de grupos de elementos, como los recogidos en la tabla 1.1.

Es digno de mención que las medidas a bordo de los satélites Proton [10] en los años setenta y, más recientemente, en los globos de JACEE [9] sugieren una caída más fuerte del espectro protónico por encima de $\sim$ 10 TeV. Está energía está aproximadamente dos órdenes de magnitud (correspondiendo con la masa atómica del hierro) por debajo de la *rodilla*, de forma que ambos cambios de pendiente podrían estar relacionados. No obstante,

Grupo	Z	Φ_0	γ
H	1	$(10.91\pm0.32)\cdot10^{-2}$	2.75 ± 0.02
He	2	$(6.60\pm0.15)\cdot10^{-2}$	2.62 ± 0.02
medio	6-8	$(2.86\pm0.06)\cdot10^{-2}$	2.67 ± 0.02
pesado	10-16	$(2.36\pm0.07)\cdot10^{-2}$	2.62 ± 0.02
muy pesado	17-26	$(2.52\pm0.05)\cdot10^{-2}$	2.60 ± 0.03
espectro total		$(25.35\pm0.05)\cdot10^{-2}$	2.67 ± 0.02

Tabla 1.1: *Parámetros del ajuste, Φ_0 ($m^2\cdot s\cdot sr\cdot TeV$/núcleo) a 1 TeV y γ, a $dN/dE=\Phi_0 E^{-\gamma}$ para RC en el rango 100 GeV - 100 TeV, de Wiebel [6].*

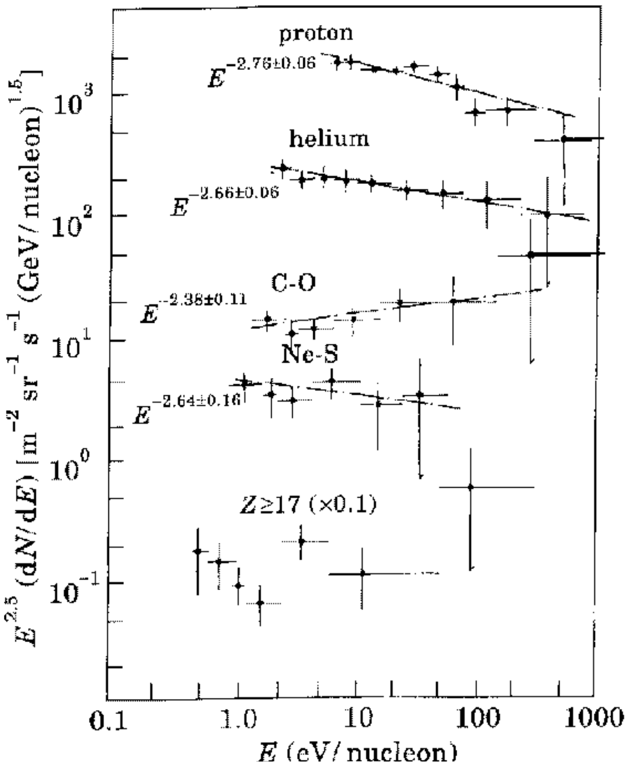


Figura 1.2: *Flujos combinados de las misiones JACEE 1-12 (de [12]).*

otros experimentos con globos no confirman esta estructura [11] y el hecho de que el espectro de muones no exhiba ninguna desviación arroja ciertas dudas sobre su existencia. En la actualidad JACEE aporta los resultados de composición química a las más altas energías por debajo de la *rodilla* (figura 1.2).

Sólo técnicas indirectas que aprovechan la cascada atmosférica son aplicables a la medida de la composición más allá de la *rodilla* (para más detalles sobre este punto, consultar [2, 13, 14]). Cuatro son básicamente los métodos que se han venido empleando:

a) **Fluctuaciones**: Los nucleones constituyentes de los núcleos pesados se separan en la primera interacción, dando lugar a cascadas prácticamente coaxiales. En consecuencia, las propiedades de la cascada en el suelo fluctúan menos en los primarios pesados, aunque la exacta magnitud de esta diferencia sea un tema controvertido. Si aplicamos el sencillo "Modelo de Superposición" (MS, la hipótesis de que una cascada iniciada por un núcleo de masa A y energía E se comporta como la suma de A cascadas de energía E/A), obtenemos que las fluctuaciones en un núcleo de masa A son un factor $\sqrt{A}$ menores que las de un protón. Sin embargo, mientras las simulaciones [15] realizadas con el programa CORSIKA [17], y basadas en el modelo VENUS [18] de interacciones hadrónicas, indican que las fluctuaciones reales son sólo 30% mayores de los esperado con el MS, los cálculos [16] basados en el "Modelo de Cuerdas Gluón-Quark" sostienen que la diferencia es de casi un 200%. Debemos, además, tener en cuenta que, en la práctica, a las fluctuaciones intrínsecas se unen las de muestreo, puesto que nunca es posible registrar todas las partículas de la cascada en el suelo. Hasta el momento, los experimentos basados en fluctuaciones indican una composición mixta a energías por encima de la *rodilla* [20, 19, 21].

b) **Proporción de muones a electrones**: Las subcascadas de cascadas iniciadas por núcleos pesados alcanzan el máximo de su desarrollo antes que aquellas iniciadas por núcleos ligeros. El resultado es que la componente electromagnética de la cascada se desvanece más rápidamente y pocos electrones alcanzan el suelo. Por lo contrario, los muones no son tan afectados por la posición del máximo y eso convierte la relación N_μ/N_e en un buen estimador de la masa del primario. La medida de este observable se ve dificultada por el hecho de que los muones tienen una distribución lateral muy ancha y poco densa, que obliga a diseñar campos de detectores muy extensos. Sólo en los últimos años se han construido detectores que hacen posible la medida de la distribución lateral [22, 24, 57]. Resultados anteriores sugerían que la composición se hacía más pesada conforme nos acercábamos a la *rodilla* por debajo [25].

c) **Posición del máximo de la cascada**: La posición de X_{max} se puede determinar directamente con la ayuda de la luz Cherenkov o de la de centelleo producidas por las partículas electromagnéticas de la cascada. Como hemos comentado, los núcleos pesados alcanzan el máximo por encima de los ligeros y la medida de $<X_{max}>$ nos permite una estimación cruda de la composición química. La figura 1.3 [46] incluye todas la medidas realizadas usando la luz Cherenkov. También mostramos en esta figura [27] los resultados del "Ojo de Mosca", un experimento que detecta la luz de fluorescencia de las moléculas de nitrógeno excitadas pos la cascada. Este método es muy sensible pero sólo puede aplicarse a energías de más de 10^{17} porque la luz de fluorescencia es muy débil. Ambas series de resultados se pueden interpretar como una transición de composición pesada a 10^{17} eV a composición puramente protónica a 10^{19} eV.

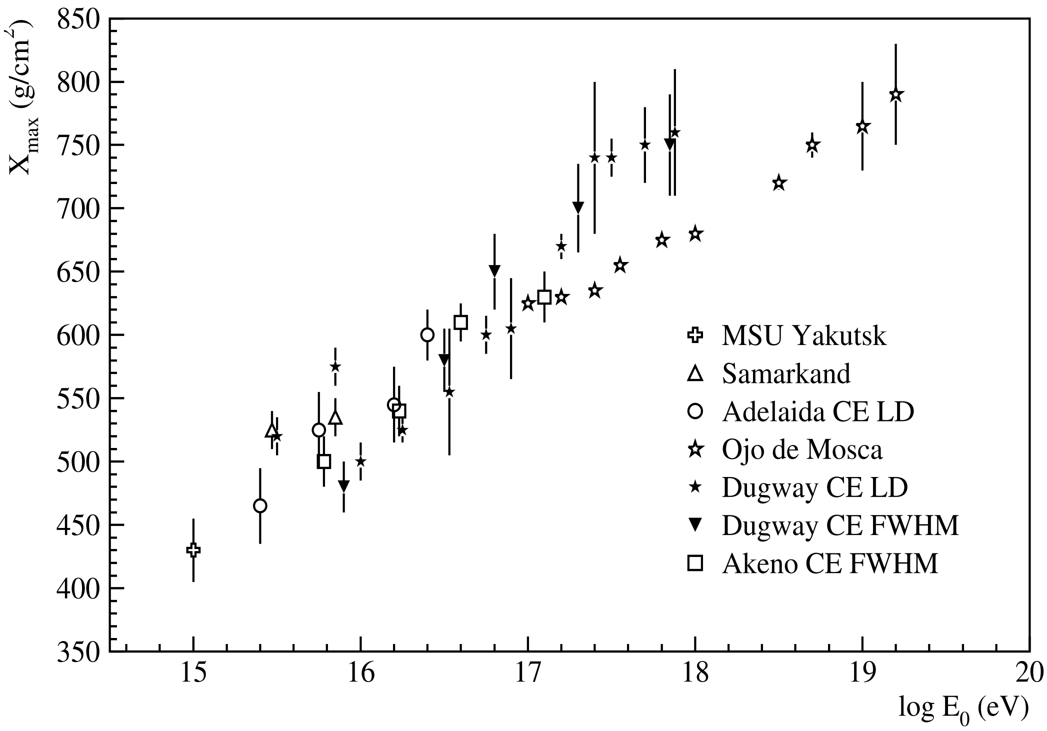


Figura 1.3: *Profundidad del máximo de la cascada frente a energía primaria de acuerdo con [46] y [27], donde se detallan los símbolos correspondientes a los artículos.*

d) **Muones subterráneos**: Se han construido detectores de muones bajo tierra (a profundidades de miles de metros, correspondiendo a espesores de $\sim$100 kg/m^2) con el fin de registrar tan sólo los muones de más de unos cientos de TeV. Estos muones proceden de la desintegración de mesones generados en las primeras etapas del desarrollo de la cascada y, en consecuencia, su energía está estrechamente relacionada con la masa y la energía por nucleón de la partícula incidente. Los primeros detectores subterráneos datan de los años sesenta [28] y, a pesar de que en los ultimas fechas se han instalado detectores aun mayores [29], los resultados siguen siendo ambiguos. Algunos de ellos apuntan hacia un enriquecimiento en protones a 10^{15} eV, mientras otros encajan perfectamente con una composición sin cambios en la región de la *rodilla*.

1.2 Origen de los rayos cósmicos

Nos centraremos ahora en el origen de los RC. Los astrofísicos se enfrentan a un formidable desafío cuando tratan de explicar la aceleración de las partículas hasta energías tan elevadas como 10^{20} eV. Se han propuesto un gran número de mecanismos de aceleración que explican el espectro en su conjunto pero lo cierto es que, incluso si nos restringimos a la región de la *rodilla*, las fuentes de los RC son aún objeto de controversia. Dos modelos extremos serían el del disco local, que sostiene que la densidad local de RC es la misma sólo en el disco de la galaxia, y el modelo universal extragaláctico, que defiende que esta densidad es constante en todo el universo. Existen numerosos modelos intermedios. Los argumentos no son concluyentes pero en el momento actual el modelo galáctico es coherente con las observaciones hasta 10^{19} eV, energía a la cual se ha supuesto tradicionalmente que empezarían a dominar los RC extragalácticos.

Bajo la hipótesis de que todos los RC en torno a 10^{15} eV son de origen galáctico, la *rodilla* bien podría ser debida tanto a un cambio de las condiciones de propagación en la galaxia como del ritmo de producción en las propias fuentes. La composición química de los RC en la *rodilla* depende fuertemente del modelo. Repasaremos a continuación cuáles son algunas de las teorías que se han aventurado sobre las fuentes y la propagación de los RC.

1.2.1 Producción

El primer tipo de modelos se basa en la aceleración estadística. Las partículas cargadas son aceleradas a lo largo de muchas décadas de energía. El prototipo de esta serie de modelos fue propuesto por Fermi. Aunque su mecanismo original era que los RC son acelerados por nubes magnéticas en la galaxia, la idea se ha generalizado a la aceleración en las ondas de choque de las supernovas SNs o en los núcleos galácticos activos AGNs. En la segunda variedad de modelos, los de aceleración directa, las partículas son impulsadas directamente a una alta energía por enormes fuerzas electromotrices fem. Estas fem son producidas por campos magnéticos en rotación, como los presentes en las estrellas de neutrones o en los agujeros negros.

Aceleración estadística de Fermi de segundo orden

E. Fermi adelantó la hipótesis de que las partículas cargadas podían ser aceleradas en "espejos magnéticos" [30]. Estos espejos son regiones de líneas de campo convergentes asociadas a campos magnéticos galácticos donde las partículas pueden reflejarse.

Veamos de una forma sencilla cómo se produce la aceleración (siguiendo a [1]). Una partícula relativista sufre una colisión frontal con un espejo. Supongamos que la nube es infinitamente pesada y se mueve con velocidad V. Las partículas viajan con v. En el sistema de referencia de la nube, la energía de la partícula es:

$$E_2 = \gamma_V (E + Vp) \tag{1.2}$$

con

$$\gamma_V = (1 - \frac{V^2}{c^2})^{-1/2} \tag{1.3}$$

y p es el tri-momento relativista. En el choque, la energía de la partícula se conserva y el vector de momento se invierte. Transformando al sistema de referencia del observador y operando, obtenemos:

$$\Delta E = -2\gamma_V^2 E \frac{V}{c}(\frac{v}{c} \pm \frac{V}{c}) \tag{1.4}$$

para una colisión frontal (trasera). Como la colisión de frente es más probable, la ganancia neta de energía por choque es:

$$\frac{\Delta E}{E} = 4(\frac{V}{c})^2, \ si \ V << c \tag{1.5}$$

El hecho de que la ganancia de energía sea cuadrática es lo que hace que este tipo de aceleración se denomine de segundo orden.

Si M es el número de choques por segundo, podemos escribir la ganancia energética como:

$$\frac{dE}{dt} = \alpha E \tag{1.6}$$

con α=4M($\frac{V}{c}$)^2. Llamemos τ al tiempo característico que permanece la partícula en la región de aceleración y escribamos la ecuación de difusión para la aceleración:

$$\frac{dN}{dt} = D\nabla^2 N + \frac{d}{dE}[b(E)N(E)] - \frac{N}{\tau} + Q(E) \tag{1.7}$$

Consideremos la solución estacionaria, $\frac{dN}{dt}$=0, sin difusión $D\nabla^2 N$=0, ni fuentes Q(E)=0, y con una perdida de energía conforme la hemos calculado b(E)=-$\frac{dE}{dt}$=-α E. La ecuación se reduce a:

$$\frac{dN}{dE} = -(1 + \frac{1}{\alpha\tau})\frac{N(E)}{E} \tag{1.8}$$

y

$$N(E) = constante \times E^{-(1+\frac{1}{\alpha\tau})} \tag{1.9}$$

Hemos derivado un espectro de ley de potencias de una forma natural. Sin embargo, la imagen original de Fermi se enfrentaba a numerosos problemas (repasados en [2]). Las nubes galácticas tienen velocidades pequeñas y el camino libre medio entre colisiones es demasiado reducido, al menos 1 pc. Pero, incluso en modelos más recientes basados en otros espejos magnéticos, hay una segunda dificultad que surge que las perdidas de energía. La perdida por ionización es muy importante a bajas energías y cualquier modelo viable se ve obligado a acelerar las partículas de baja energía a un ritmo muy rápido o a iniciar todo el proceso con partículas previamente aceleradas. La radiación de sincrotón en campos magnéticos intensos o la interacción con fotones de baja energía (como mínimo, con la radiación primigenia de 2.7 K) en campos magnéticos débiles también contribuyen a las pérdidas. Las regiones de aceleración, además, deben ser lo suficientemente extensas para justificar las energías máximas observadas.

Entre estas fuentes, se han postulado los restos de supernovas, cúmulos de galaxias como el de Virgo o el de Coma, lóbulos de grandes radiogalaxias (o radiogalaxias locales como Vir A o Cen A), puntos calientes en lóbulos muy activos como Cyg A o el propio medio intergaláctico.

Aceleración estadística de Fermi de primer orden

La eficiencia del esquema de Fermi mejoraría si sólo se produjeran colisiones frontales. Puesto que la ganancia de energía iría como $\frac{\Delta E}{E}\alpha\frac{V}{c}$, este tipo de aceleración se conoce como de Fermi de primer orden. Bell [31] y Blanford y Ostriker [32] propusieron este mecanismo de forma independiente (ambos modelos se resumen en [2, 33]). Se asume la existencia de una onda de choque sin colisiones, que se propaga a $v_s=\beta c$ a través de un plasma dotado de un campo magnético. Tras el frente, el gas se mueve con $v_2=\beta_2 c$ arrastrando irregularidades magnéticas que actúan como núcleos dispersores. Las partículas que atraviesan el frente y se encuentran con estos dispersores ganan en media una energía $4E\frac{\beta_2}{3}$. La partícula cruza el frente un promedio de $\frac{1}{4}(\beta - \beta_2)$ veces antes de difundirse. El espectro resultante es E^{-2} para ondas de choque fuertes ($\gamma > 2$ para otras más débiles).

Este mecanismo tiene la ventaja de poder acelerar partículas incluso cuando el remanente de SN tiene ya un tamaño considerable, del orden de 1-10 pc. Los únicos requisitos son una onda de choque intensa y un cierto número de partículas con las que iniciar la aceleración. Es esta sencillez lo que lo ha hecho fácil de aplicar a escenarios tan dispares como núcleos galácticos o puntos calientes en radiogalaxias. Las explosiones de SN permiten alcanzar energías de hasta $\sim 10^{14}$ eV, de manera que se hace necesaria una segunda fuente que alcance energías superiores. Esta superposición de fuentes podría explicar de forma natural la *rodilla* [34].

Biermann ha desarrollado recientemente un modelo [35] en el cual las explosiones de SN de las estrellas tipo Wolf-Rayet en su propio viento solar representan la segunda fuerte proporcionando partículas hasta E=600 Z TeV con un espectro de inyección de $E^{-2.3}$ y hasta E=100 Z PeV con espectro $E^{-2.7}$. Las explosiones de SN en el medio interestelar MIE serían la primera fuente, produciendo RC hasta E=100 Z TeV con un espectro de inyección de $E^{-2.4}$. La turbulencia del MIE, que se asume sigue un espectro de Kolmogorov, convierte por pérdidas del disco galáctico el espectro de inyección en uno muy semejante al observado. En el modelo de Biermann, sin embargo, la *rodilla* no la causa la transición de un tipo de SN al otro, sino un cambio en la estructura de la misma fuente y la correspondiente alteración en el equilibrio de pérdida y ganancia de energía. Como en la segunda fuente la aceleración se produce en la onda de choque que viaja a través del viento solar de una estrella evolucionada, la composición se hace muy pesada alrededor de la *rodilla*. La proporción de elementos ligeros (H y He) en el total cae por debajo del 20%.

Aceleración directa

Los RC pueden ser acelerados directamente por un campo eléctrico inducido. Se han sugerido dos esquemas básicos: estrellas de neutrones (o agujeros negros) en rotación o discos de acreción en torno a objetos supermasivos. Ambos escenarios adolecen del problema de que la aceleración tiene lugar en un ambiente donde las perdidas energéticas son importantes.

La aceleración en púlsares se basa en la conversión de energía rotacional en partículas aceleradas. La pérdida de energía de un púlsar puede describirse como:

$$\dot{E} = l\Omega\dot{\Omega} = \frac{2}{5}mR^2\Omega\dot{\Omega} = -3.2 \cdot 10^{-46}\dot{P}P^{-3}g/cm^2 \tag{1.10}$$

donde:

- l = momento de inercia (típicamente l$\sim$ $8 \cdot 10^{44}$ g/cm^2)
- M = masa (típicamente m$\sim$ $2 \cdot 10^{33}$ g)
- R = radio (típicamente R $\sim 10^6$ cm)
- Ω = velocidad angular
- P = periodo de rotación

Si tomamos por ejemplo el púlsar del Cangrejo, obtenemos una energía del orden de $5{\cdot}10^{38}$ erg/s.

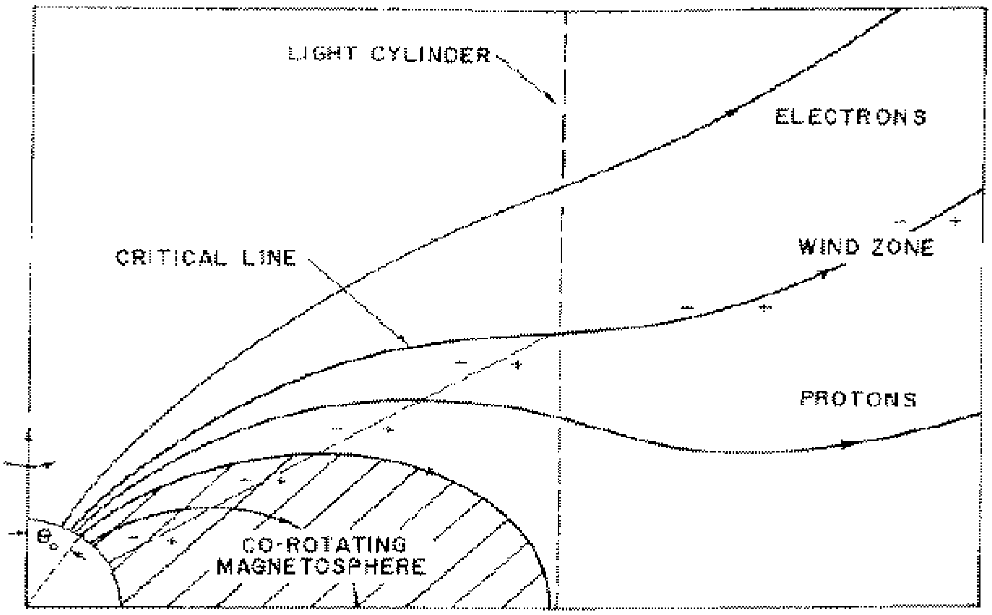


Figura 1.4: *Esquema que muestra la magnetosfera corotante y la zona exterior al radio de luz donde se produce la fuga de partículas cargadas. La estrella se encuentra en la esquina inferior izquierda. (Figura tomada de [36].)*

Goldreich y Julian [36] desarrollaron un modelo en el que los ejes magnético y de rotación son paralelos. El giro de la estrella induce un intenso campo eléctrico . Si el campo magnético en la superficie es $\sim 10^{12}$ G y la frecuencia de rotación $\sim$30 Hz (como es el caso del Cangrejo), un circuito que conectara el polo y el ecuador mediría una fem$\sim 10^8$ V, tanto en el dipolo oblicuo como en el alineado. Este fuerte campo magnético arranca las cargas de la superficie de la estrella y llena parte de la magnetosfera dentro del cilindro de luz (definido como aquel paralelo al eje de rotación cuyo radio es la distancia a la que un cuerpo que rotara con la estrella alcanzaría la velocidad de la luz: ver figura 1.4). Este plasma conductor compensa el campo inducido, de manera que:

$$\overrightarrow{E} + \overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B} = 0 \tag{1.11}$$

Sólo se encuentran líneas abiertas mas allá del radio de luz, con la fem reducida en un factor $\frac{R\omega}{c}$. No está aun claro dónde se produce exactamente la caída del potencial. Es éste un problema importante, porque las pérdidas por radiación $-\frac{dE}{dx} = 2\gamma^2 Z^2 e^3/3R_c^2$ dependen del radio que sigue la partícula R_c. Si, como predicen los modelos del "hueco externo" (outer gap), la caída de potencial se produce muy lejos del púlsar (típicamente cerca del cilindro del luz), entonces R_c podría ser grande y el Crab aceleraría núcleos de hierro hasta 10^{18} eV (protones hasta $5{\cdot}10^{18}$ eV). Los modelos tradicionales, de "casquete polar" (polar cap), sostienen, en cambio, que la aceleración se produce muy cerca de los polos de la estrella y que la máxima energía está limitada por la producción de pares a 10^{13} eV. En ambos casos, el espectro de ley de potencias no surge de un modo natural. Sólo lo justificaría un progresivo debilitamiento del mecanismo de aceleración del púlsar.

La acreción de materia es un modo muy eficiente de producir energía. Una estrella de neutrones típica, acretando materia de una estrella gigante, alcanzaría luminosidades [39] del orden de 10^{38} erg/s por simple transformación de energía potencial gravitatoria en radiación. Lovelace [40] sugirió la idea de un agujero negro de 10^8 masas solares que arrastra flujo magnético junto con el gas de un núcleo galáctico hasta crear un campo magnético B$\sim 10^4$ G. Ésto produciría potenciales de hasta 10^{19} V que dispararían un rayo de protones axialmente. Rees et al [41] han explorado la posibilidad de un agujero negro de 10^8 masas solares en el interior de un AGN que fuera acelerado a energías rotacionales del orden de 0.29 Mc^2. Esta energía se podría extraer por torques electrodinámicos [32]: produciría campos magnéticos B$\sim 10^4$ G y fem V$\sim 10^{19}$ V. Las dos principales críticas a estos modelos vienen del hecho de que el plasma generado por los rayos gamma termales modificaría el campo eléctrico y a que los pérdidas de energía debidas a los flujos de fotones medidos en los AGNs impiden la aceleración por encima de 10^{16} eV.

1.2.2 Propagación

En su camino los RC sufren tanto atenuación como deflexión. Si son extragalácticos, deben atravesar el MIE de la galaxia donde fueron creados, el medio intergaláctico MIG y nuestro propio MIE.

Las medidas del campo magnético en el MIG son difíciles, pero generalmente se asume un valor de unos 10^{-9} G. Los RC de menos de 1 EeV se verán deflectados de una forma significativa, incluso en el caso de que hubieran sido originados en galaxias cercanas. La atenuación, por contra, es despreciable. La vida de un RC en el supercúmulo local es de unos 10^{10} años. Si tomamos una densidad de materia de 10^{-29} g/cm^2, el RC medio atraviesa 0.2 g de material.

El campo magnético galáctico tiene una componente regular y otra caótica, ambas con una intensidad de $\sim 10^{-6}$ G. El campo regular se encuentra sobre el plano galáctico y apunta a una latitud galáctica de 90 grados, mientras el caótico se concentra en nubes magnéticas generadas por el movimiento del gas ionizado (a escalas típicas de 1 pc). Los RC se difunden en estos campos, siguiendo trayectorias cuya longitud característica viene dada por el radio de Larmor $\mathfrak{R}$:

$$\mathfrak{R} = \frac{E}{300ZB} \tag{1.12}$$

donde $\mathfrak{R}$ está en cm, Z es la carga de la partícula y B es el campo magnético en G. Los protones (núcleos de hierro) con E$<10^{15}$ eV ($5{\cdot}10^{16}$ eV) tienen $\mathfrak{R}$ menores de 1 pc y sufren, por tanto, una gran deflexión. A mayores energías, las deflexiones son menores. Esta energía característica corresponde a la *rodilla* del espectro de RC. Una de la peculiaridades de este modelo, generalmente conocido como de la "caja agujereada", es que la composición química de los RC se enriquece en núcleos pesados tras la *rodilla*. Este enriquecimiento, no obstante, no es tan marcado como el que se deduce del modelo de Biermann arriba descrito y la proporción de elementos ligeros en el total de RC no cae por debajo del 50%.

Capítulo 2

Cascadas atmosféricas

A más de 100 TeV de energía, el flujo de RC es tan bajo que la medida directa es imposible. Nos vemos limitados a la detección indirecta de la cascada extensa producida por el RC al entrar en la atmósfera. En este capítulo, vamos a caracterizar esta cascada y a introducir el material teórico básico para el desarrollo de nuestros métodos experimentales. Los observables habituales son la distribución lateral de las partículas cargadas en función de la distancia al eje de la cascada, la de la luz Cherenkov producida por las partículas cargadas de la cascada y la distribución lateral de muones. El desarrollo longitudinal de la cascada puede extraerse de la distribución Cherenkov de manera indirecta. La distribución de tiempos de las partículas a nivel de observación, así como el impulso de luz Cherenkov, aportan información suplementaria sobre el desarrollo longitudinal.

2.1 La cascada electromagnética

Un electrón (positrones) o un γ genera una cascada puramente electromagnética por medio del bremsstrahlung y la producción de pares γ. Consideremos el llamado "modelo de juguete" de la cascada electromagnética (siguiendo [1] y [3]). Un fotón de energía E_0 recorre una distancia D antes de antes de crear un par electrón-positrón. Cada una de estas partículas lleva consigo en media la mitad de la energía inicial, viaja otra distancia D, sufre bremsstrahlung y produce un fotón de energía promedio $E_0/4$. El bremsstrahlung y la producción de pares siguen produciéndose hasta que se alcanza la energía crítica E_c en la cual estos procesos son dominados por, respectivamente, ionización y scattering Compton (E_c=102 MeV en la atmósfera). La cascada alcanza su máximo desarrollo X_{max} cuando la energía promedio es E_c. El número total de fotones y electrones N_{max} viene dado por E_0 dividido por E_c ($N_{max} \sim 10\ E_0(GeV)$). Calculemos el número de distancias D necesario para alcanzar el máximo. A las energías de interés, la longitud de radiación por bremsstrahlung ϵ es prácticamente igual a la de producción de pares. (ambas en torno a 37 g/cm^2). Sea D la distancia a la cual la probabilidad de ambos procesos es 1/2. Entones D es ϵ ln 2 y el máximo se alcanza cuando se ha producido un número $\ln(E_0/E_c)/\ln 2$ de distancias D, esto es, X_{max} sigue una dependencia logarítmica con la energía primaria $X_{max} = \ln(E_0/E_c)$ longitudes de radiación.

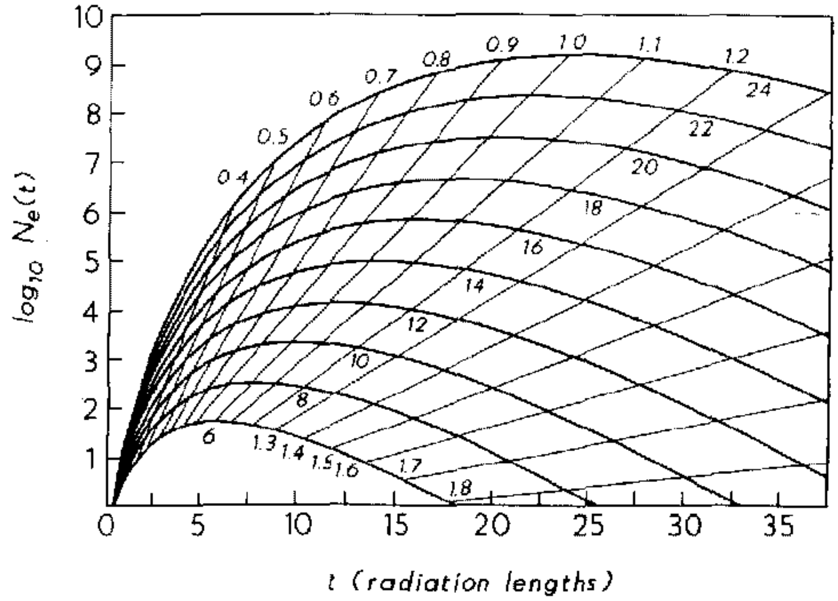


Figura 2.1: *Desarrollo longitudinal de una cascada puramente electromagnética. Las líneas diagonales etiquetadas de .4 a 1.2 indican posiciones de edad constante. Los números del 6 al 24 junto a cada curva corresponden al ln E_0/E_c.*

Simulaciones de MC detalladas [44] demuestran que el desarrollo longitudinal promedio se puede aproximar como:

$$N_e = \frac{0.31}{\sqrt{x}} e^{t(1-1.5\ \ln s)} \tag{2.1}$$

siendo N_e el número de electrones en la cascada ("tamaño de la cascada"); t la profundidad atmosférica en longitudes de radiación;

$$x = \ln \frac{E_0}{E_c} \tag{2.2}$$

y s es la llamada “edad de la cascada”:

$$s = \frac{3}{1 + \frac{2x}{t}} \tag{2.3}$$

El parámetro de la edad crece de cero en el punto de primera interacción a 1 en el máximo y 2 allí donde el número de partículas en la cascada es menor de una (ver figura 2.1).

La teoría de cascada electromagnéticas nos proporciona una expresión para la distribución lateral promedio [45]:

$$\rho(r) = \frac{N_e}{r_M^2} f\left(s, \frac{r}{r_M}\right) \tag{2.4}$$

siendo r_M el radio de Molière de scattering múltiple (79 m a nivel del mar, 106 m a 2200 m de altura), r es la distancia perpendicular al eje de la cascada y la función f puede expresarse [46]:

$$f\left(s, \frac{r}{r_M}\right) = \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5} \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \tag{2.5}$$

ρ(r) se conoce como la función NKG (Nishimura-Kamata-Greisen).

2.2 La cascada hadrónica

Al entrar en la atmósfera terrestre, el hadrón cósmico choca con un núcleo del aire y produce una cascada de hadrones y leptones secundarios, la “cascada hadrónica”. Esta cascada es, hasta cierto punto, una simple superposición de cascadas electromagnéticas (EM) individuales, puesto que el “core” hadrónico de la cascada produce continuamente π°s que dan lugar a subcascadas EM hasta aproximadamente el máximo. El crecimiento y la posición de este máximo están, no obstante, fuertemente ligados a los detalles de la interacción hadrónica y a la naturaleza de la partícula primaria.

La profundidad de la primera interacción depende de la longitud de interacción hadrónica, que es unos 70 g/cm^2 para protones y unos 15 g/cm^2 para núcleos de hierro a energías del PeV. Centrémonos en primer lugar en la cascada protónica.

En una colisión p-Aire a estas energías, la partícula incidente pierde en media la mitad de su energía. En la mayor parte de los casos, se puede identificar el primario tras el choque. Se le llama entonces partícula principal.

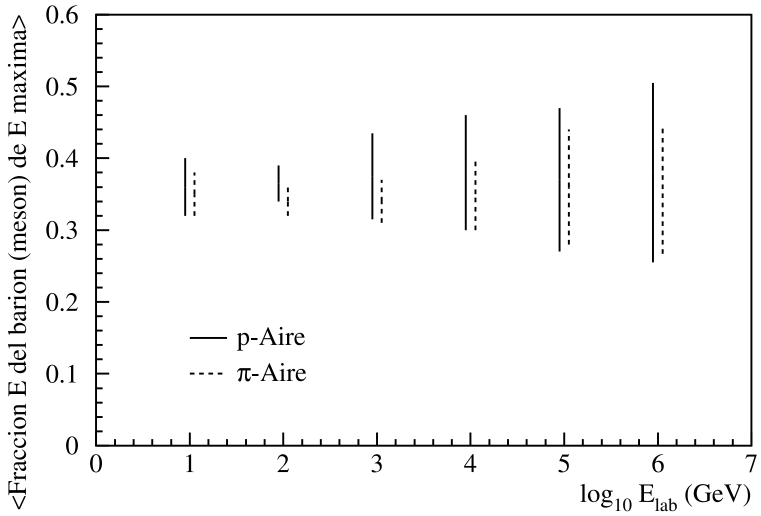


Figura 2.2: *Fracción media de la E primaria que va al barión (mesón) secundario de E máxima en una colisión p-Aire (π-Aire) (elasticidad) en función de E_{lab} para 5 modelos de interacciones hadrónicas [30]. Las barras representan las máximas variaciones en la media de todos los modelos.*

Esta fracción de energía perdida, que se usa para formar nuevas partículas, se suele llamar inelasticidad, K:

$$K = \frac{E_2}{E_0 + M_n} \tag{2.6}$$

siendo E_0 la energía incidente, E_2 la energía de la partícula principal después

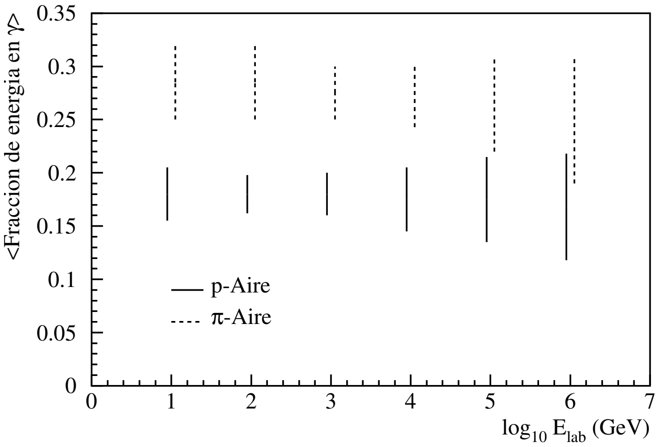


Figura 2.3: *Fracción media de la energía que va a gammas frente a la energía lab en colisiones p-Aire y π-Aire. Mismos datos y consideraciones que en la figura 2.2.*

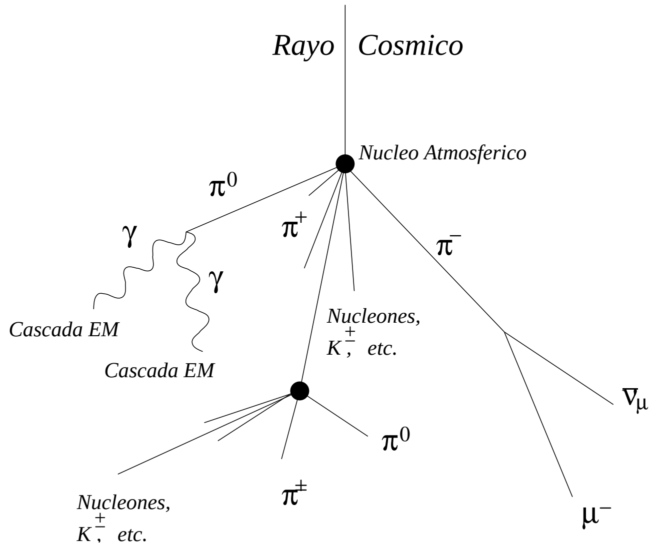


Figura 2.4: *Diagrama esquematizado del desarrollo de una cascada hadrónica en la atmósfera (de [65]).*

de la colisión y M_n la masa del blanco (en la figura 2.2, mostramos la cantidad complementaria, la elasticidad en función de la energía incidente). La mayor parte de las partículas secundarias son piones (unos 60 a 10^{14} eV y 90 a 10^{16} eV -ver figura 2.5). π°, π^+ y π^- son producidos en aproximadamente las mismas cantidades. Los π°s se desintegran inmediatamente (vida media $1.78{\cdot}10^{-16}$ s) en dos γ's que generan sendas cascadas EM. En la figura 2.3, hemos representado la fracción de energía que va a parar a fotones para varios modelos hadrónicos en uso actualmente para la simulación de cascadas atmosféricas [43].

π^+ y π^- bien siguen colisionando con otros núcleos del aire y produciendo partículas secundarias o bien se desintegran en muones. La mayoría de las partículas secundarias en una colisión π-Aire son también piones. La multiplicidad de estos procesos está representada en la figura 2.5. La elasticidad y la fracción de energía que se convierte en fotones γ se representa, respectivamente, en las figuras 2.2 y 2.3.

Los nucleones y piones cargados secundarios que tienen la energía suficiente siguen multiplicándose en sucesivas generaciones de colisiones nucleares hasta que la energía por partícula cae por debajo de la mínima para la producción de piones, o sea, del orden de 1 GeV. Los piones cargados también se desintegran de acuerdo con las siguientes reacciones:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.7}$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu \tag{2.8}$$

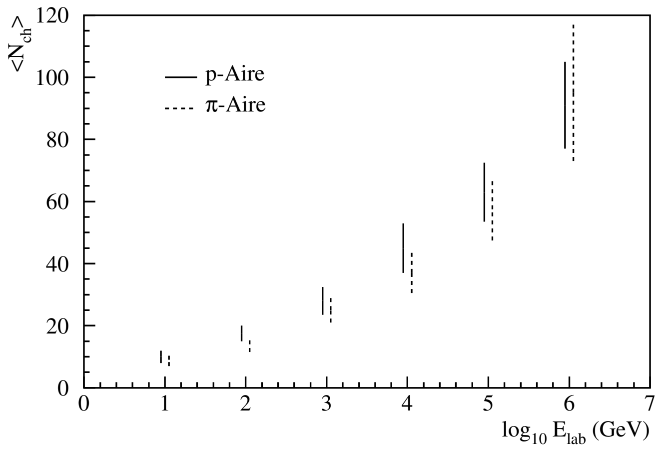


Figura 2.5: *Multiplicidad de partículas cargadas en colisiones p-Aire y π-Aire en función de la E_{lab}. Mismas consideraciones que la figura 2.2.*

con vida media 2.55·10^{-8} s. Los muones apenas sufren interacciones hadrónicas y sólo son frenados por ionización. Decaen conforme a las reacciones:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu \tag{2.9}$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu \tag{2.10}$$

de vida media 2.2·10^{-6} en sus sistemas de referencia. Para el observador externo, su vida media es, en cambio, 2.2·$10^{-6}\gamma$. Sólo aquellos muones que tienen factores de Lorentz γ >20 sobreviven al vuelo desde las capas más altas de la atmósfera donde son habitualmente producidos. Por consiguiente, los muones de más alta energía proporcionan un buen método de estudio de la componente hadrónica de la cascada y de las propiedades del RC primario.

El core hadrónico gobierna el desarrollo de la componente EM hasta el momento en que no son posibles más interacciones (energía media de los hadrones $\sim$ 1 GeV) y se dejan de producir π°s. En conjunto, la posición del máximo depende de tres factores. En primer lugar, las secciones eficaces inelásticas σ^{inel}_{p-Air} y $\sigma^{inel}_{\pi-Air}$ que determinan la distancia que recorre el hadrón entre colisiones sucesivas. En segundo lugar, la elasticidad tal y como la hemos definido. Tanto K como σ^{inel} tienen una dependencia muy débil con la energía. El tercer factor es la multiplicidad, esto es, el número de secundarios producidos en los choques (representado en la figura 2.2). Bajo la hipótesis de escalado (scaling) de Feynman, la multiplicidad n vendría dada por:

$$n \propto \ln E \tag{2.11}$$

Sin embargo, la mayoría de los modelos hadrónicos violan esta hipótesis a estas energías, exhibiendo multiplicidades que crecen con la energía de forma más rápida, entre $\mathrm{E}^{\frac{1}{4}}$ y $\mathrm{E}^{\frac{1}{2}}$. A pesar de que los experimentos en aceleradores muestran que el escalado de Feynman se viola en la región central (gran momento transverso, p_T), es aun incierto si también hay violación en la región de fragmentación (pequeño p_T). La violación del escalado de Feynman acelera el desarrollo de la cascada, reduciendo X_{max}.

Los núcleos primarios se suelen fragmentar en la primera interacción, dando lugar a un cierto número de cascadas hadrónicas. Las colisiones son normalmente periféricas. Sólo unos cuantos nucleones interaccionan y producen una cascada de piones, pero el núcleo residual queda en estado excitado y generalmente acaba por desintegrarse. Hasta cierto punto, un núcleo de número atómico A y energía E_0 se comporta como la superposición de A cascadas de energía primaria E_0/A. Esta hipótesis constituye el llamado "Modelo de Superposición" MS, que nos permite predecir el comportamiento de algunas de las propiedades de la cascada de forma sencilla. Como los protones tiene longitudes de interacción más largas que los núcleos de hierro, sufren la primera interacción a más profundidad. Además, según el MS, las A subcascadas que resultan de la fragmentación del núcleo primario tendrán X_{max} menores que el primario protónico debido a su menor energía. Las fluctuaciones de las subcascadas se compensarán y, como consecuencia, los núcleos pesados exhibirán distribuciones de X_{max} con menos fluctuaciones.

2.3 Muones en cascadas atmosféricas

La forma del espectro de muones está ligada a la probabilidad de desintegración de piones y kaones. A su vez, esta probabilidad depende de la energía del π y K (la longitud de desintegración es $c\tau\gamma$, siendo γ el factor de dilatación temporal relativista y τ la vida media de la partícula en el sistema de referencia en reposo), del espacio disponible para la desintegración del muon entre el punto de producción y el suelo, y de la densidad de la atmósfera a la altura de producción, dado que ésta determina la probabilidad de que el π, K interaccione en lugar de desintegrarse. A energías de menos de 100 GeV, la desintegración es más probable y el espectro de μ's resultante tiene la forma del espectro de RC primarios. En cambio, π's y K's suelen desintegrarse por encima de los 100 GeV y el espectro de μ's cae en una potencia de la energía.

En general, los montajes experimentales son distintos en estos dos rango energéticos. Mientras los μ's de alta energía suelen medirse con detectores subterráneos a gran profundidad, bajo espesores de materia del orden de 1000-4000 g/cm^2, los detectores con los que se estudian los μ's de baja energía (en torno a 1 GeV) suelen enterrarse bajo apenas unos metros de tierra. Este espesor basta para absorber la componente hadrónica, electrónica y de rayos γ.

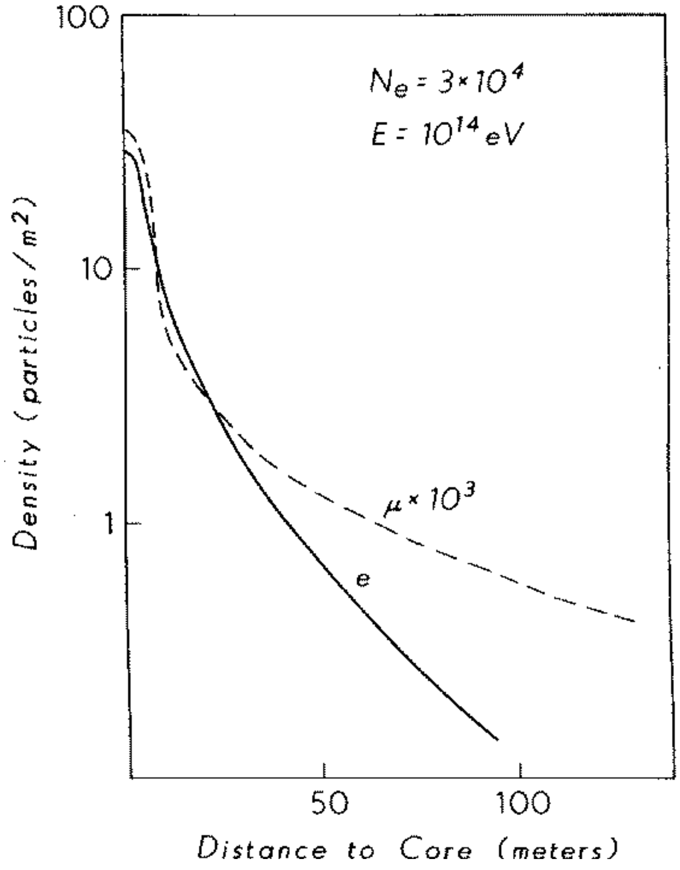


Figura 2.6: *Comparación de las distribuciones laterales de muones y electrones. El trazo continuo representa la densidad de electrones. El discontinuo representa la de muones multiplicada por una factor 10^3 (de [3]).*

La distribución lateral de muones a tierra es más plana que la de electrones (ver figura 2.6). Se ha encontrado un buen ajuste [45] a:

$$\rho_\mu(r) = 18r^{-0.75}\left(1+\frac{r}{320}\right)^{-2.5}\left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0.75} \quad (muones/m^2) \tag{2.12}$$

Por lo general, hay de 50 a 100 veces menos muones que electrones cerca del eje de la cascada, pero la distribución menos empinada los convierte en la componente dominante a distancias del orden de 1 km. Esto es determinante en el diseño experimental, porque hace que el muestreo de la componente muónica no haya de ser tan fino como el de la electrónica. En contrapartida, como la densidad de μ's es baja, los contadores deben tener cerca de 10 veces más superficie que los de electrones, si se quiere que los fluctuaciones poissonianas sean semejantes.

2.4 Radiación Cherenkov

2.4.1 Propiedades de la radiación Cherenkov en la atmósfera

Las partículas cargadas generan radiación Cherenkov cuando su energía supera un umbral E_{min} [47, 48]. El medio se polariza y las moléculas emiten impulsos que interfieren. Se produce una onda de choque. La radiación está fuertemente picada en un ángulo θ_c con respecto a la dirección de movimiento de la carga:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \tag{2.13}$$

siendo $\beta=\frac{v}{c}$, v la velocidad de la partícula y n el índice de refracción, que es proporcional a la densidad en el medio. Tomemos para empezar un modelo simplificado de la atmósfera, en el que la densidad varía exponencialmente con la altura h:

$$\rho = \rho_0\ e^{-\frac{h}{h_0}} \tag{2.14}$$

donde h_0, la escala de altura, vale unos 7.5 km. El espesor de materia sobre una determinada altura se conoce como profundidad t y, en consecuencia, sigue también una dependencia exponencial con la altura $t=t_0\ e^{-\frac{h}{h_0}}$ (t_0=1024 g/cm^2). El índice de refracción puede escribirse como:

$$n = 1 + \delta \tag{2.15}$$

y

$$\delta = const \times \rho = \delta_0 e^{-\frac{h}{h_0}} = \delta_0 \frac{t}{t_0} \tag{2.16}$$

con δ_0=1.00029.

En este modelo de la atmósfera, θ_c queda como:

$$\theta_c \simeq \sqrt{2\delta}\ (rad) \tag{2.17}$$

La energía umbral para la producción de luz viene dada por $\frac{1}{\beta n}$=1. Así:

$$E_{min} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{2.18}$$

que, en el modelo simple de la atmósfera, se puede expresar para un electrón como:

$$E_{min} = \frac{0.511}{\sqrt{2\delta}}\ (MeV) \tag{2.19}$$

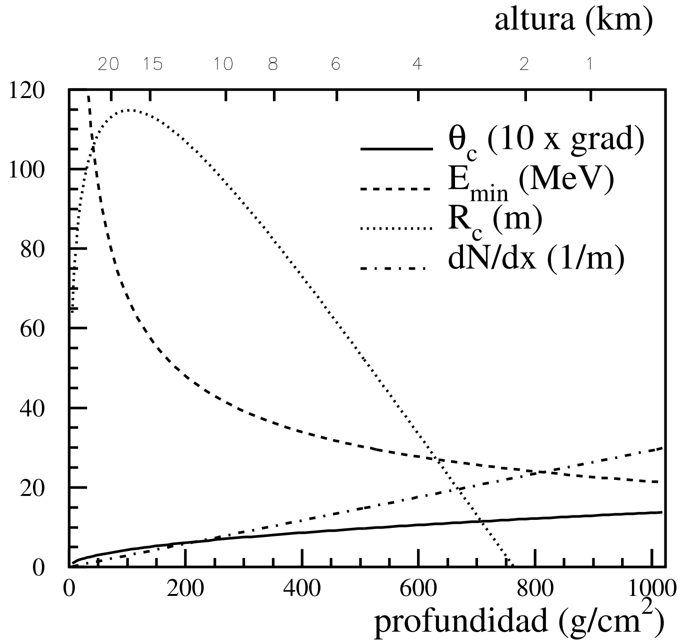


Figura 2.7: *Algunos parámetros de la producción de luz Cherenkov en función de la profundidad atmosférica.* θ_c *es el ángulo de emisión,* E_{min} *la energía umbral,* R_c *la distancia al eje de la cascada a la que llega el fotón Cherenkov y* dN/dx *es el número de fotones por metro generados por un electrón.*

El número de fotones que un electrón de factor de Lorentz β genera por metro es:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{4\pi^2 e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \tag{2.20}$$

La dependencia resultante $\frac{1}{\lambda}$ implica que gran parte de la luz cae en el dominio del ultravioleta. Si integramos la radiación en el intervalo de 300 a 450 nm (típico en muchos detectores Cherenkov de cascadas atmosféricas) obtenemos en el modelo simplificado:

$$\frac{dN}{dx} = 30 \frac{t}{t_0} \; (photons/m) \tag{2.21}$$

La figura 2.7 muestra la dependencia de estos parámetros con la profundidad atmosférica.

2.4.2 Transmisión de la luz Cherenkov en la atmósfera

La atmósfera atenúa y dispersa la radiación Cherenkov. Los procesos de absorción son importantes por debajo de los 290 nm, región donde el ozono absorbe fuertemente la luz ultravioleta, y por encima de los 800 nm, donde comienza la absorción de H_2O y CO_2. Entre estas dos longitudes de onda, son las moléculas del aire (dispersión de Rayleigh) y las partículas de aerosol (dispersión de Mie) las principales responsables de la atenuación. El coeficiente de transmisión T para fotones emitidos formando un ángulo θ con la vertical, entre dos alturas h_1 y h_2 depende de la longitud de onda λ como sigue:

$$T = T_{Rayl}\, T_{Mie} \tag{2.22}$$

$$T_{Rayl} = \exp\left[-\frac{|t_1 - t_2|}{t_R}\left(\frac{400\ \mathrm{nm}}{\lambda}\right)^4\right] \tag{2.23}$$

$$T_{Mie} = \exp\left[\frac{h_M}{l_M\ \cos\theta}\left(e^{-\frac{h_1}{h_M}} - e^{-\frac{h_2}{h_M}}\right)\right] \tag{2.24}$$

siendo t_i el espesor de atmósfera (en g/cm^2) sobre una altura h_i en la dirección θ, o sea, $t_i = t_0 \exp(-h_i/H_s)\ \cos^{-1}\theta$, con $t_0 = 0.00129$ g/cm^2, y h_0 es la escala de alturas ya mencionada en el índice de refracción (7.5 km). t_R es el camino libre medio de la dispersión de Rayleigh ($X_R(\lambda = 400$ nm$) =$ 2970 g/cm^2). La constante l_M ($\sim$ 14 km for $\lambda = 400$ nm) es el camino libre medio de la dispersión de Mie y h_M ($\sim$ 1.2 km) es la escala de alturas de la distribución de aerosoles.

2.4.3 Radiación Cherenkov en las cascadas

La radiación Cherenkov que emiten las partículas cargadas de la cascada atmosférica da lugar a un frente de fotones que acompaña al frente de partículas. El ángulo de emisión crece con la profundidad atmosférica. Conforme descendemos, el punto de incidencia de los fotones en el suelo (como está dibujado en la figura 2.7 para 2200 m de altura de observación) se aleja inicialmente del eje de la cascada hasta una distancia de $\sim$ 110 m (a 15 km de altura de emisión) y, a continuación, invierte el sentido del movimiento y vuelve hacia el eje dando lugar a la forma característica de la distribución lateral de luz que se refleja en la figura 2.8b. El scattering múltiple ensancha el pico alrededor de los 110 m de distancia al eje (habitualmente conocido como la "joroba" o "hump" de la distribución lateral) pero no lo borra por completo (figura 2.8c). El hump es un rasgo distintivo de las cascadas iniciadas por γ's frente a las iniciadas por hadrones para las que el momento

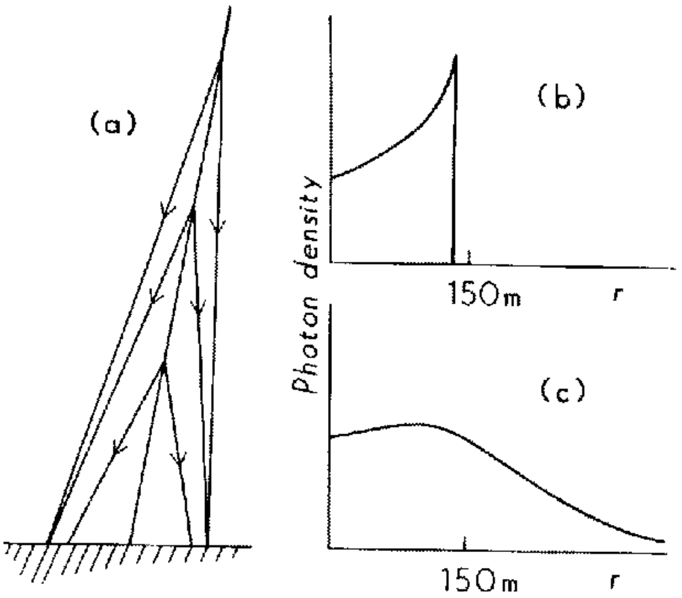


Figura 2.8: *a) Emisión Cherenkov de una cascada a varias alturas, mostrando el cambio en el ángulo de emisión con el índice de refracción; b) Densidad de luz resultante en ausencia de scattering múltiple; c) Densidad de luz asumiendo un scattering realista (de [3]).*

transverso de las interacciones hadrónicas colabora con el scattering múltiple para hacerlo prácticamente invisible

La distribución lateral de luz depende del desarrollo longitudinal de la cascada. Hay un gran número de electrones que superan el umbral de producción Cherenkov. Una relación sencilla entre el número de electrones que emiten radiación y el número total de electrones en el máximo vendría dada por:

$$N(> E_{min}) = \frac{N_e}{1 + \frac{E_{min}}{30}} \tag{2.25}$$

con E_{min} en MeV y siendo N_e el número total de electrones. Para E_{min}=21 MeV, cerca del 50% de los electrones radian. El flujo total de luz en el nivel de observación $\Phi(E_0)$ es proporcional a la longitud total recorrida por todos los electrones de la cascada con energías superiores a E_{min}. Esto nos sirve para estimar la energía primaria. Puede probarse [51] que, de forma bastante aproximada:

$$\Phi(E_0) \simeq \phi(X_{max}) \int_0^{t_{obs}} N_e(E_0, t)\, dt \tag{2.26}$$

siendo

$$\phi(X_{max}) = \int_{E_{min}}^{E_0} \frac{dN}{dx}\, G(E, X_{max})\, dE \tag{2.27}$$

y G(E,X_{max}) el espectro normalizado de energía de los electrones en el máximo. Como consecuencia, el flujo total de luz es proporcional a la integral de la curva de la cascada por encima del nivel de observación.

Simulaciones de MC muestran que la pendiente de la distribución lateral de luz ρ(r) es una medida de la distancia a X_{max} [49]. ρ(r) ha sido parametrizada de múltiples formas. El grupo de Durham aplica la función [52]:

$$\rho(r) = K(r + r_0)^{-\alpha} \tag{2.28}$$

siendo r_0=50 m y 1< α <4. Han demostrado que δ está correlacionado con la distancia H_m al máximo. De forma alternativa, otros grupos [53] usan una ley exponencial:

$$\rho(r) = Ke^{-br} \tag{2.29}$$

o un parámetro [54, 55]:

$$M(r_1, r_2) = \frac{Q(r_2)}{Q(r_2)} \tag{2.30}$$

como medida de la pendiente de la distribución. Los parámetros b y M(r_1,r_2) también están relacionados con H_m.

Capítulo 3

El detector HEGRA

Hasta la fecha se han construido un gran número de detectores con el fin de estudiar las cascadas atmosféricas desde el suelo [3]. Nuestro propósito en este capítulo es introducir al lector al experimento HEGRA y esbozar cómo se reconstruyen los parámetros de la cascada.

3.1 El detector

El experimento HEGRA ("High Energy Gamma Ray Astronomy") está situado en la más occidental de las islas del archipiélago canario, la de La Palma (17° 53' longitud, 28° 46' latitud), formando parte del complejo del "Observatorio del Roque de los Muchachos". Se asienta en las laderas de un cráter a 2250 m sobre el nivel del mar. Su profundidad atmosférica es de 790 g/cm^2, cifra que corresponde a 21.3 longitudes de radiación u 11 longitudes de interacción nuclear protónica. El lugar fue seleccionado tanto en base a su latitud, que permita la observación de fuentes γ tales como Cygnus X-3, Hercules X-1 y la Nebulosa del Cangrejo, como por su altura, sus excelentes condiciones de observación y la vecindad de las instalaciones del observatorio. El propósito original era ampliar el viejo array de Kiel, pero con el tiempo ha ido creciendo hasta transformarse en el detector de rayos cósmicos más completo del mundo, cubriendo un rango de energías que va desde 500 GeV hasta 10 PeV. En la actualidad [57], la colaboración HEGRA comprende grupos de la Universidad Complutense de Madrid, dos Institutos Max Planck alemanes (MPI für Physik, Munich, y MPI für Kernphysik, Heidelberg), las universidades de Hamburgo, Kiel y Wuppertal (Alemania) el Instituto Yerevan de Física (Armenia). El dispositivo instrumental cubre un área de 40000 m^2 (la figura 3.1 refleja la disposición actual del experimento).

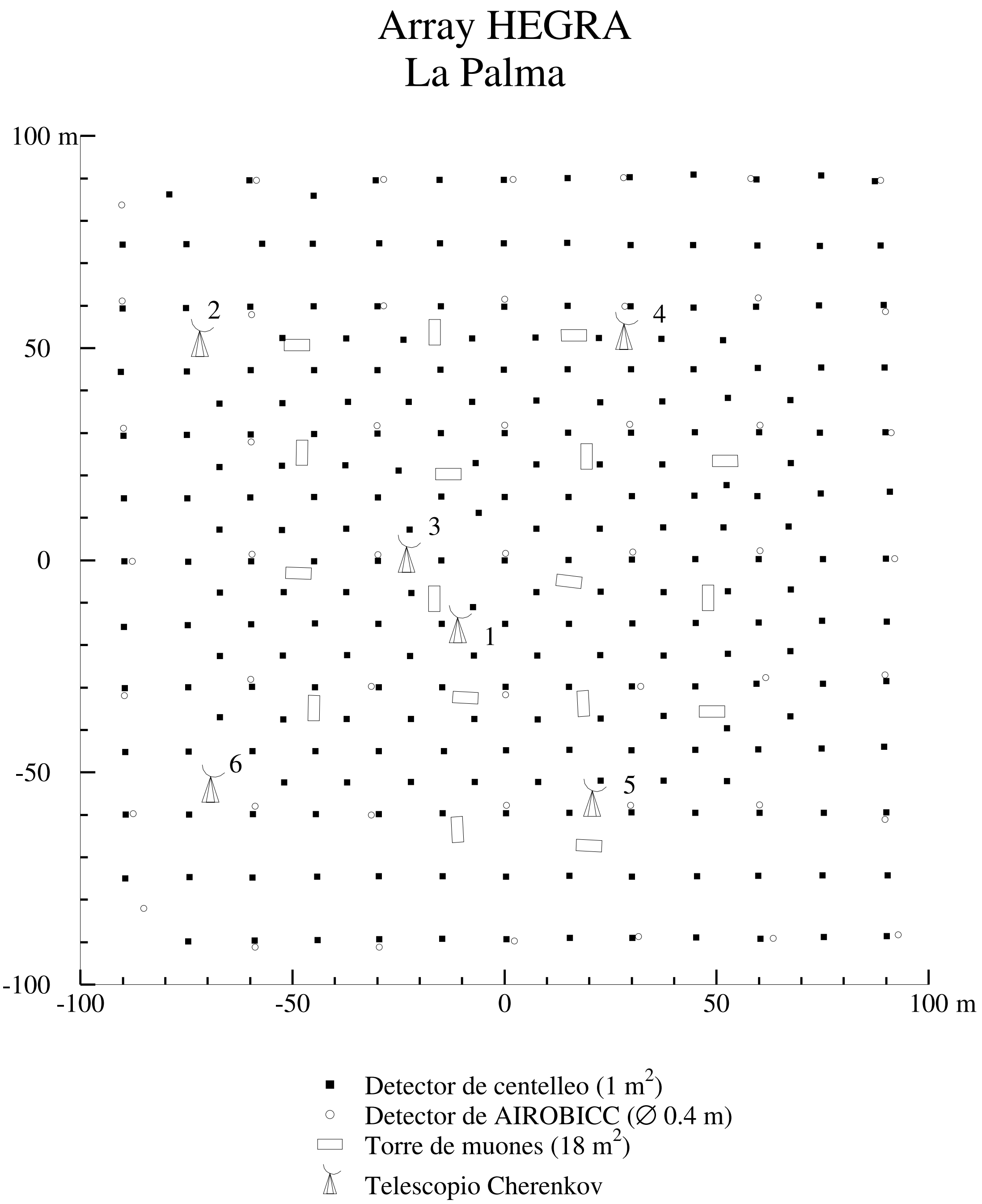


Figura 3.1: *Un esquema del experimento HEGRA.*

Una gran variedad de detectores sirve para estudiar los distintos componentes de la cascada:

- 243 casetas de centelleador formando una red de 15 m de espaciado y una submatriz más densa en el centro permiten medir el tiempo de llegada y el depósito de energía de las partículas cargadas.

- El array apodado AIROBICC [58] de 77 contadores de luz Cherenkov mide los tiempos de llegada y las intensidades de los impulsos de luz. Las casetas están dispuestas en una red de 30 m de espaciado con una submatriz más densa en el centro.

- Una matriz de torres Geiger [59] (17 estaciones con una superficie de 18 m^2 cada una) situado en el centro del array con un espaciado de 30 m. Identifican muones por encima de 300 MeV.

- 6 telescopios Cherenkov, 4 de ellos idénticos (3-6 en la figura 3.1) y un prototipo actualizado (telescopio 2). Pueden utilizarse como un sistema y operar en modo estereoscópico [60]. Cada telescopio tiene una superficie reflectora de 8.5 m^2 y las cámaras constan de 271 píxeles, todo lo cual conduce a una energía umbral de 500 GeV. El prototipo (5 m^2 de área reflectora, cámara de 127 píxeles), localizado en el centro del experimento, tiene un umbral de 1.5 TeV y se opera en general de modo individual para estudiar objetos fuera del programa de observación. En la actualidad, lleva además a cabo observaciones Cherenkov con luz de luna [61].

Describiremos en detalle en esta sección las dos matrices que son de más importancia en este trabajo, esto es, el centelleador y AIROBICC. Esquematizaremos cómo se reconstruyen los parámetros de la cascada en la última sección.

3.1.1 Matriz de centelleadores

En la actualidad, el array de centelleadores consiste en 243 contadores ocupando un área de 180×180 m^2. 196 de ellos están dispuestos en una red de 15 m de espaciado (el llamado array de Kiel-Munich-Madrid). Los restantes 47 contadores se sitúan entre ellos configurando una red de 10 m de espaciado en la zona central (array de Hamburgo).

La figura 3.2 ilustra una caseta de centelleadores. Una capa de 5 mm (0.9 longitudes de radiación) de plomo está dispuesta sobre un plástico centelleador de 4 cm de grosor y 0.85-1 m^2 de área. El plomo convierte los

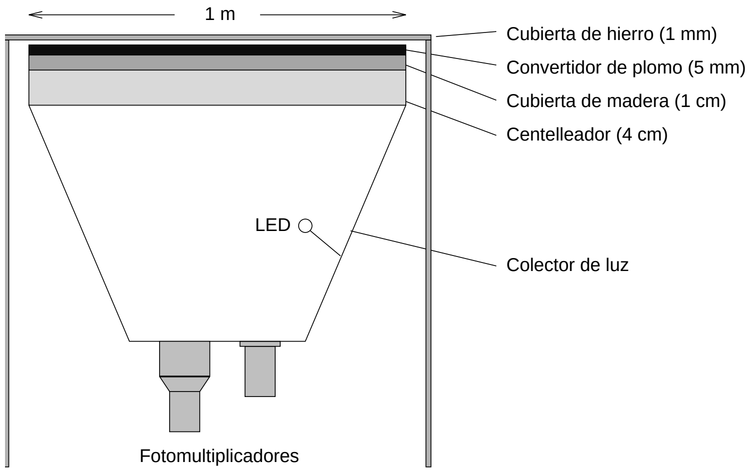


Figura 3.2: *Corte de una caseta de centelleador (de [65]).*

rayos gamma en pares electrón-positrón. Los rayos γ son mucho más abundantes que los electrones y gozan además de una mejor resolución temporal. Ambas circunstancias contribuyen a mejorar la resolución angular y reducir ligeramente el umbral de energía del detector global (como fue predicho en [62]). El centelleador está basado en una sustancia fluorescente (Butyl-PBP) y un "desplazador de longitud de onda" (POPOP). Las partículas cargadas excitan el Butyl-PBP, que reemite la energía en el rango UV. El desplazador convierte la radiación UV en fotones visibles, que se reflejan en el colector de luz y acaban en un fotomultiplicador (PM) de 14 etapas y 5 pulgadas. A densidades de más de 5 partículas por metro cuadrado, el PM deja de ser lineal, por lo que la caseta también dispone de un PM de 2 pulgadas y 10 etapas que ensancha el rango dinámico (hasta cerca de 10^3). Se dispone un LED sobre el PM para realizar calibraciones.

Las señales del PM siguen un cable coaxial de 150 m de longitud hasta la estación central donde se encuentra la electrónica principal (ver figura 3.3) y se realiza la toma de datos. Al llegar a la estación central, la señal del PM de alta ganancia se divide. Una fracción se redirige a un discriminador de fracción constante CFD, con un umbral de 0.3 MIP. Un MIP corresponde aproximadamente a la intensidad que deja una partícula de mínima ionización en ele centelleador. El CFD envía una señal a una unidad de coincidencias que decide si la condición de disparo (trigger) se ha cumplido. Esta condición está fijada a una coincidencia de 14 casetas en una ventana de 150 ns, valores que resultan en un umbral de energía de 35 TeV para protones de incidencia vertical [64] y una frecuencia de detección de unos 12 Hz. La señal de disparo activa los TDCs (dispositivos que digitalizan la información de tiempo), cada uno de los cuales es detenido por el correspondiente CFD, así como los ADCs

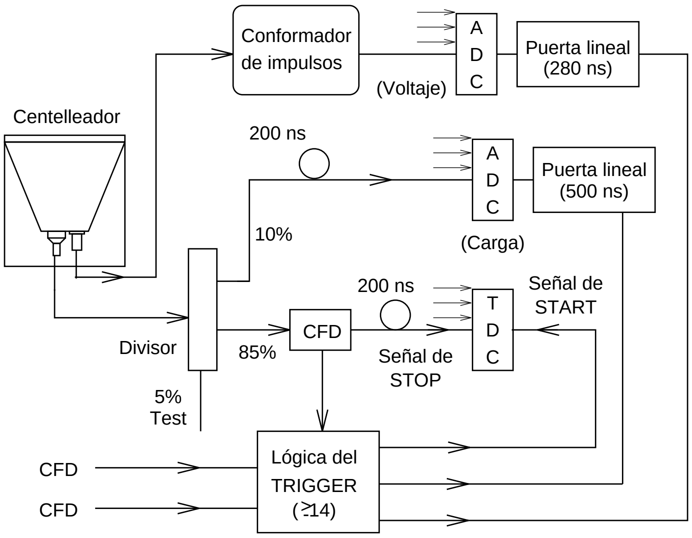


Figura 3.3: *Electrónica del array de centelleadores (de [65]).*

(que digitalizan la información de carga) que mide las intensidades en los PMs.

3.1.2 AIROBICC

El detector AIROBICC (AIR shower OBservation by angle Integrating Cherenkov Counters) está por 7×7 contadores de luz Cherenkov con cerca de 1 srad de aceptancia angular. Se encuentran ordenados en una red de 30 m de espaciado (puede encontrarse una descripción más detallada del detector en [66, 58]). Recientemente se ha instalado una matriz de 4×4 contadores en el centro del área. La detección de luz Cherenkov se aprovecha de dos principales ventajas sobre la componente EM, el hecho de que el disco de fotones sea más estrecho y que el número de fotones sea mayor, para rebajar el umbral de energía y la resolución angular del centelleador. No obstante, debido a la luz de fondo nocturno NSB, AIROBICC sólo puede operar en noches sin luna. Esto reduce el ciclo de operación anual a un 18%.

La figura 3.4 esquematiza una caseta de AIROBICC. Un cono de Winston [67] enfoca la luz en un PM de 20 cm de diámetro, sobre el cual se coloca un filtro azul (Schott BG1) que reduce el NSB. Una cubierta de Plexiglas protege el PM del polvo y la humedad. El LED colocado sobre el PM sirve para calibrar el detector. El cono de Winston presenta una aceptancia angular casi completa (>80%) para ángulos de incidencia menores de 30° . La

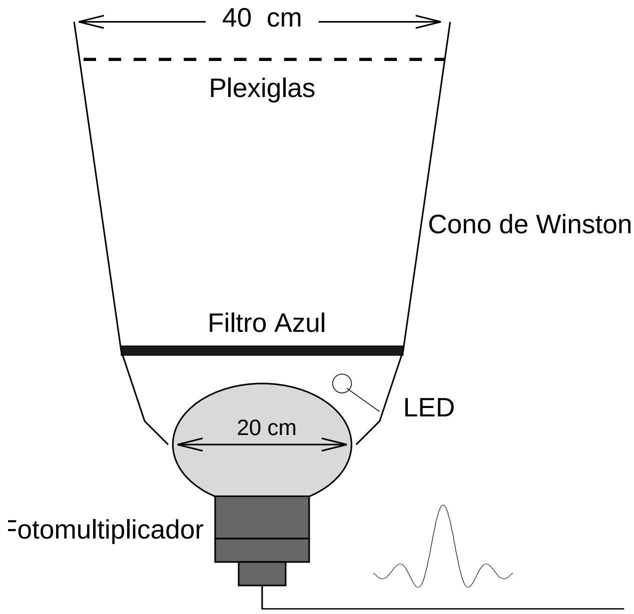


Figura 3.4: *Corte de una caseta de AIROBICC (de [65]).*

eficiencia sufre una abrupta caída a ángulos superiores, llegando hasta casi cero a 50° . Esta circunstancia, unida a la intensa atenuación atmosférica a ángulos cenitales grandes, hace que la aceptancia angular de AIROBICC sea comparable a la del centelleador.

Nuestro propósito es detectar tanta luz como sea posible y, a la vez, minimizar el NSB. Esto es crucial a la hora de seleccionar el intervalo espectral óptimo en un array de integración angular. El espectro Cherenkov a tierra exhibe un pico alrededor de 340 nm, con una anchura a mitad del máximo (FWHM) que se extiende desde 300 a 500 nm. Las fluctuaciones del NSB impiden la medida a intensidades menores de 4000 fotones/m^2.

La figura 3.5 muestra un diagrama de la electrónica implicada en la toma de datos de AIROBICC. La corriente de ánodo del PM atraviesa un preamplificador en la caseta, que aumenta la señal antes de lanzar por un cable coaxial de 150 m a la estación central. Un 30% de la intensidad sigue la llamada rama de baja ganancia hasta un ADC de carga, donde es integrada en una ventana temporal de 600 ns. Otro 60% (rama de alta ganancia) es dirigido a un segundo amplificador cuya salida se divide en tres componentes. 50% acaba en un CFD que detiene un TDC a través de una línea de retraso cuando la señal supera un cierto umbral. Otro 45% entra auna puerta lineal (previamente abierta por el CFD), que envía la señal integrada al segundo ADC de carga. Esta integración se realiza en una ventana de sólo 25 ns con el fin de minimizar la influencia del NSB y llevar a cabo una medida precisa del impulso de luz. Sin embargo, cuando el impulso es intenso, se satura

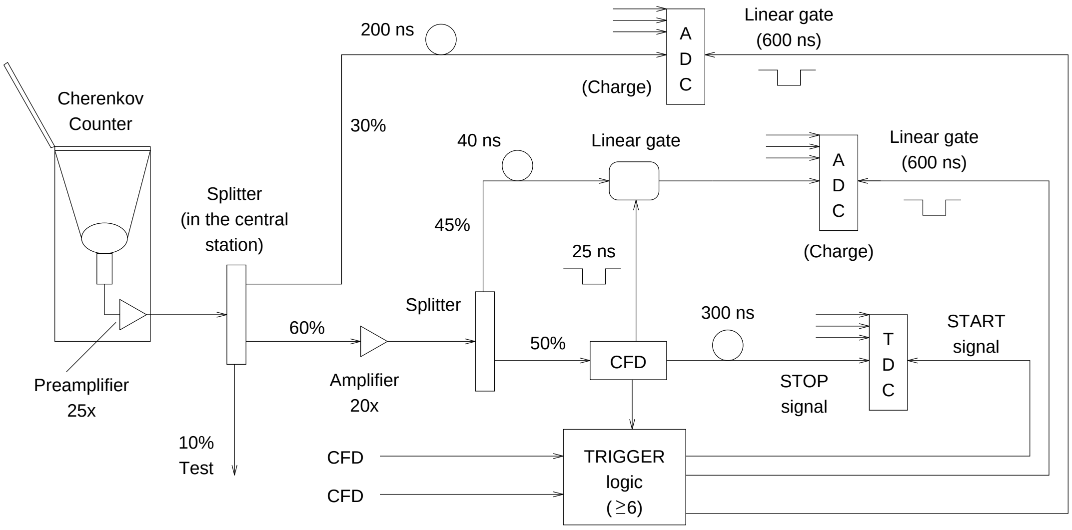


Figura 3.5: *Electrónica de AIROBICC (de [65]).*

este segundo ADC y se recurre al de baja ganancia. Las señales de salida del CFD van también a una unidad de coincidencia, que inicia la toma de datos cuando 6 o más casetas superan el umbral en menos de 200 ns. Esta condición reduce el umbral de energía a 15 TeV para γ's. La señal de disparo activa el TDC y los dos ADCs.

3.2 Reconstrucción de los parámetros de la cascada

La primera etapa del análisis de datos consiste en la reconstrucción de los parámetros de la cascada. A partir de los tiempos de llegada y de las densidades en centelleador y AIROBICC, se extraen la posición del core de la cascada y la dirección de la partícula primaria, así como las distribuciones laterales de partículas y luz. Una reconstrucción precisa de estas distribuciones (como fueron introducidas en el capítulo 2) es básica para el estudio del espectro y la composición química de los RC.

3.2.1 Reconstrucción de la dirección

Describiremos a continuación los métodos que se usan en el array de centelleador y de AIROBICC. (Estos procedimientos se estudian en detalle en [68].) Cuando ambos detectores están funcionando simultáneamente, pueden aportar medidas independientes de la posición del core y la dirección incidente y

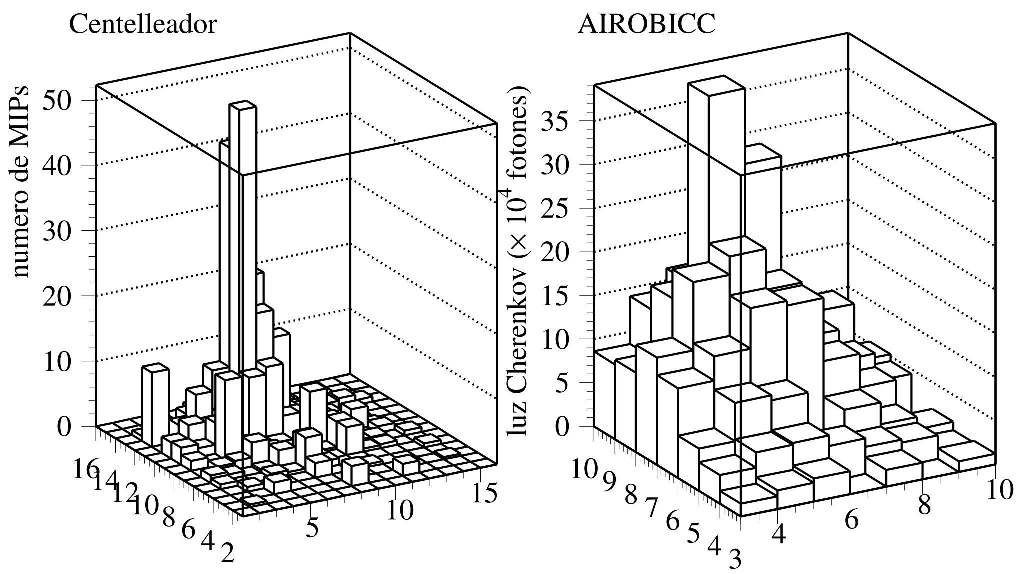


Figura 3.6: *Número de partículas en las casetas de centelleador y número de fotones en las de AIROBICC para un solo suceso. Cada canal horizontal representa una caseta en la matriz correspondiente.*

la información se usa de forma conjunta para obtener una determinación de los observables tan precisa como es posible.

En primer lugar, se reconstruye el core con las densidades de partículas y luz en las casetas (ver figura 3.6). Se busca el contador con la mayor señal y se seleccionan las 25 casetas vecinas, con las que se hace una ajuste pesado de las intensidades.

Una vez conocida la posición del core, usamos los tiempos de llegada para obtener la dirección. El frente de la cascada tiene una estructura prácticamente cónica, de manera que la dependencia de los tiempos de llegada con la distancia al core es aproximadamente lineal (como se ilustra en la figura 3.7 para un suceso ejemplo) con una pendiente de 5 ns / 100 m para la luz Cherenkov y 13 ns / 100 m para las partículas. Se aplica un ajuste iterativo por mínimos cuadrados con una pendiente de cono fija a la distribución de tiempos frente a distancia radial para determinar la dirección de incidencia.

Las fluctuaciones intrínsecas de la componente fotónica y electrónica, junto a las fluctuaciones experimentales (longitud de los cables, etc) suman una media de 0.5 ns de desviación respecto al cono. Como puede verse en la figura 3.7, las fluctuaciones son mucho menores en el frente Cherenkov. Esto,

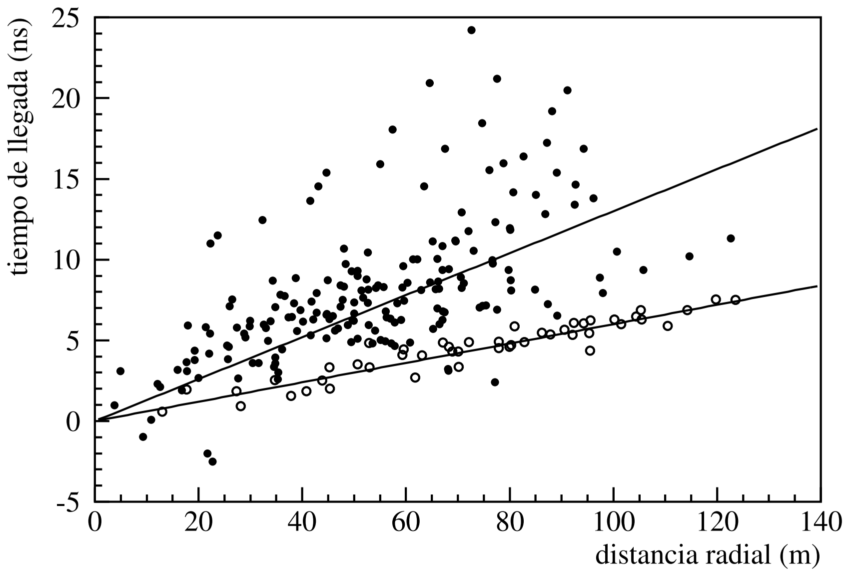


Figura 3.7: *Distribuciones de tiempos de llegada en el centelleador (puntos) y AIROBICC (círculos) para un suceso concreto. Se han aplicado sendos ajustes lineales.*

unido a que el cono Cherenkov es mucho más plano, hace que la resolución angular de AIROBICC sea muy superior a la del centelleador. La resolución se puede calcular con tres métodos:

- *El "método del tablero de ajedrez".* El array se divide en dos subarrays, correspondiendo a las casillas blancas y negras de un tablero de ajedrez. Las diferencias que se obtienen en la dirección calculada con uno y otro array nos permiten estimar la resolución angular.

- *Simulaciones de MC del comportamiento del detector.* Se reconstruye la dirección de los sucesos simulados en las mismas condiciones que los sucesos reales y se compara con la dirección alimentada al MC.

- *La sombra del sol y la luna.* Ambos cuerpos celestes eclipsan el de otro modo fondo isótropo de RC y nos permiten así estimar la resolución angular y la precisión en la puntería del detector. Este procedimiento es, no obstante, sólo realizable en el caso del centelleador.

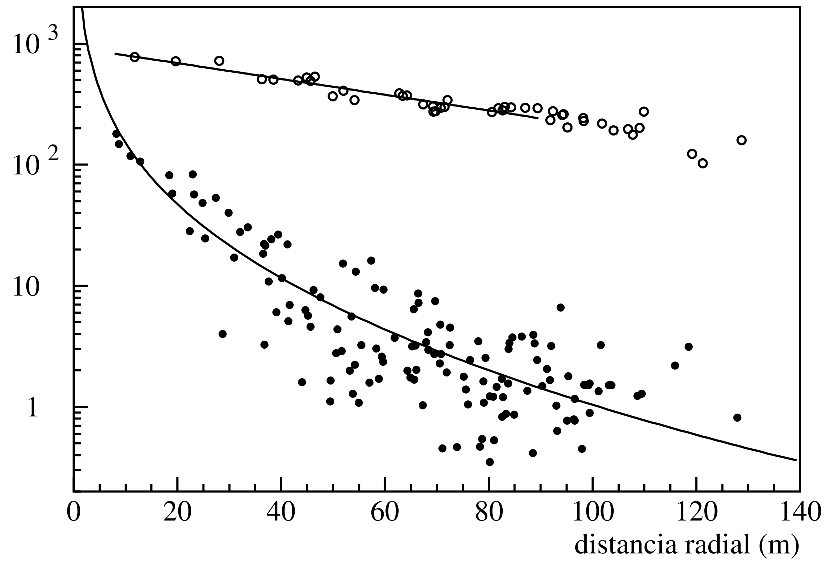


Figura 3.8: *Un ejemplo de distribuciones laterales de partículas (en 1/m^2), representadas con puntos, y luz Cherenkov (en 10$^{-3}\times$ fotones/m^2), representada con círculos. Se han ajustado respectivamente a la función NKG y a una exponencial en el intervalo radial 7.5-90 m.*

Los tres métodos [66, 63, 64, 69] coinciden en resoluciones angulares entre $0.7°$ a las más bajas energías ($\sim$ 30 TeV) y $0.1°$ por encima de 500 TeV en el caso de AIROBICC, frente a otras entre $2°$ a baja energía y $0.25°$ a las más altas en el del centelleador.

3.2.2 Reconstrucción de las distribuciones laterales

La distribución lateral de MIPs en el centelleador se ajusta a la función NKG con radio de Molière 106 m (ver sección 2.1). De manera más precisa podemos decir que se calcula una densidad de partículas media para cada anillo de 10 m alrededor del eje de la cascada y luego se ajustan las medias, con la excepción de las casetas en el anillo de 0 a 10 m, que se consideran de forma individual. La figura 3.8 ilustra un ajuste NKG a una cascada ejemplo. Hemos aplicado un corte de calidad en la edad de la cascada, $0.2<s<1.6$, que (de acuerdo con [64, 65]) garantiza un ajuste satisfactorio a la función NKG.

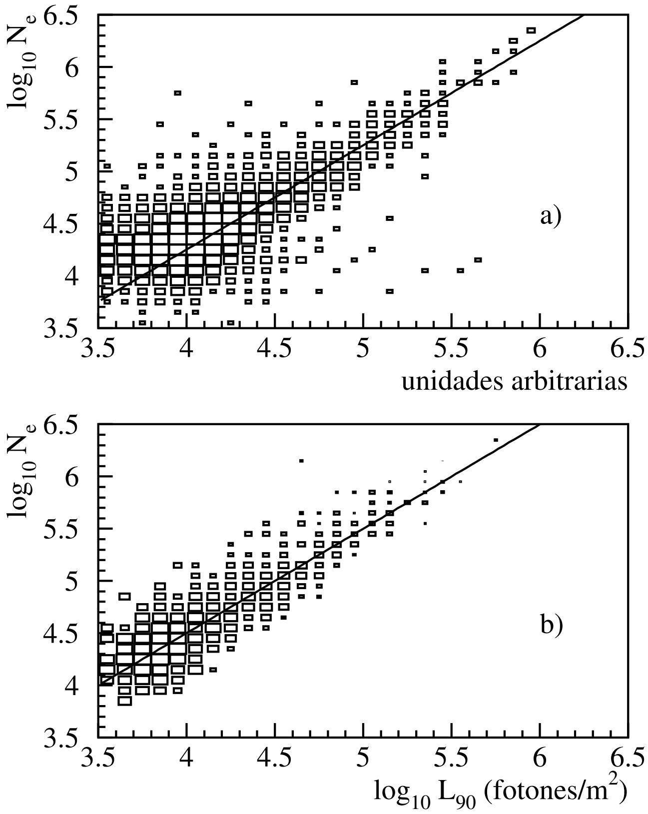


Figura 3.9: *Tamaño de la cascada en función de densidad de luz a 90 m para a) datos reales, b) datos de MC.*

Como describimos en la sección 2.4.3, el hump a $\sim$ 100 m de distancia radial define dos rangos naturales en la distribución lateral de luz. Se hace por tanto un ajuste exponencial a la densidad de luz en las casetas que distan entre 7.5 y 90 m del core (al que nos referiremos en el futuro como "ajuste interior") y otro a todas las señales más allá de 100 m ("ajuste exterior"). Se aplica, por último, un tercer ajuste a todas las casetas del array. A diferencia de la distribución de partículas, todos los contadores se toman siempre de forma individual. (ver un suceso ejemplo en la figura 3.8).

3.2.3 Calibración absoluta de los arrays

La reconstrucción de los parámetros de las distribuciones laterales es fundamental para determinar la energía de los RC, pero también nos permite calibrar de forma absoluta el array de AIROBICC.

Para calibrar el array de centelleador, se construye la distribución de depósitos de energía en todas las casetas y sucesos en una sesión de toma de datos (una descripción detallada del método puede encontrarse en [64]). Esta distribución muestra un pico, que corresponde básicamente a sucesos en los cuales sólo una partícula cruzó el centelleador (1 MIP). La escala de abscisas es, sin embargo, arbitraria y para calibrarla en energías, hay que producir la misma distribución para los sucesos simulados de MC e identificar los dos picos del MIP.

Podemos luego calibrar la luz Cherenkov comparándola con el tamaño de la cascada. Es una hecho bien sabido (ver capítulo 5, junto con las referencias que incluye) que la densidad de luz a 90 m de distancia radial es un buen estimador de la energía primaria. Este parámetro puede representarse frente al tamaño de la cascada (como hemos ilustrado en la figura 3.9) en MC y en datos reales. La correlación de ambos observables puede describirse con una ley de potencias:

$$N_e = A \cdot L_{90}^{B} \tag{3.1}$$

Los parámetros A y B nos permiten realizar la calibración absoluta de la luz en AIROBICC. Esta calibración se repite diariamente, puesto que, como veremos en el capítulo 6, las condiciones instrumentales y atmosféricas tienen una gran influencia en la cantidad absoluta de luz registrada en el detector.

Capítulo 4

Simulación de la cascada y el detector

El análisis de los datos experimentales de cascadas atmosféricas exige una cuidadosa modelización teórica de los procesos que sufren las partículas de alta energía cuando entran en la atmósfera. Esto sólo es posible mediante simulaciones de MC que tengan en cuenta todo nuestro conocimiento sobre interacciones electromagnéticas y fuertes. Por otra parte, la respuesta del detector a nivel de tierra también puede modelizarse usando una simulación de MC. Esta simulación permite explorar los límites prácticos de la determinación de los observables de la cascada y de la partícula primaria. Esta capítulo está dedicado a describir ambas simulaciones, simulaciones que después emplearemos para desarrollar nuevos métodos de determinación de la energía primaria.

4.1 Simulación de la cascada

La simulación de la cascada en la atmósfera se ha realizado con el código CORSIKA [17] (versión 4.068) desarrollado por el grupo de Berre-Bordeaux-Karlsruhe para el experimento KASCADE [70]. CORSIKA (COsmic Ray SImulations for KAscade) estudia la evolución de las cascadas atmosféricas iniciadas por gammas, protones o núcleos hasta energías de 10^{17} eV.

El programa reconoce 16 partículas elementales (γ, $e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$, $K^{\circ}_{S/L}$, $K^{\pm}$, p, n, $\overline{\mathrm{p}}$ and $\overline{\mathrm{n}}$). y núcleos hasta A=56. Todas estas partículas se siguen a lo largo de la atmósfera mientras interaccionan, se aniquilan o se desintegran produciendo partículas secundarias. Algunas partículas de vida corta como el ν, ρ, Σ o el Λ sólo se consideran como etapas intermedias de la producción de partículas sin aparecer como partículas explícitas en las cascada. Los neutrinos procedentes de la desintegración del π, μ o K se descartan. Los piones neutros se desintegran inmediatamente en γ's debido a su vida media extremadamente corta. Los muones se transportan sin colisiones nucleares. Sí se tiene en cuenta la desintegración en electrones (positrones) y el scattering múltiple de Coulomb. Los hadrones cargados, por contra, no sufren este scattering. Los neutrones se asumen estables. Y, aparte de todo esto, se tiene siempre en cuenta la pérdida continua de energía que sufren la partículas cargadas por ionización del aire y la deflexión que causa el campo magnético terrestre.

Las coordenadas de CORSIKA se definen respecto a un sistema cartesiano cuyo eje X positivo apunta al norte magnético, el Y positivo al oeste y el Z hacia arriba. Su origen se sitúa a nivel del mar. Estas precisiones son imprescindibles porque hemos modificado el código para tener en cuenta la orientación de nuestro array respecto al campo magnético terrestre, cuya intensidad fue además ajustada a la de La Palma.

La atmósfera consiste en N_2, O_2 y Ar en fracciones de volumen de 78.1%, 21.0% y 0.9% respectivamente. La variación de la densidad con la altura se parametriza siguiendo a J. Linsley, de acuerdo con la atmósfera americana estándar. Este modelo toma una atmósfera dividida en 5 capas. En las 4 inferiores, la densidad sigue una dependencia exponencial con la altura. En la quinta capa, el espesor decrece linealmente. El límite superior viene definido por la altura a la que la profundidad atmosférica t(h) se anula (h=112.8 km).

En lo que sigue, hemos usado la opción de CORSIKA que produce dos ficheros de salida por cada cascada simulada: DAT###, que guarda la información de las partículas que llegan al nivel de observación, y CER###, que almacena los datos sobre los fotones Cherenkov. El corte en energías fue fijado a 3 MeV para γ's y electrones.

Con vistas a estudiar la evolución de las cascadas en la atmósfera, hemos añadido en el programa la posibilidad de conservar información sobre los desarrollos longitudinales de electrones y muones, así como las distribuciones laterales de electrones, gammas, muones y luz Cherenkov en el suelo. Estas distribuciones se guardan en los ficheros habituales de salida. Se analizan los desarrollos longitudinales y se extrae la posición del máximo de la cascada. Antes de realizar cualquier simulación del detector, se ajusta la distribución lateral de luz a funciones exponenciales en distintos intervalos radiales y las de γ's y electrones a varias parametrizaciones sugeridas en la literatura, como la de D.J. va der Walt [76], LPU [75] y NKG (ver capítulo 2). La opción para producir estas distribuciones ha sido adoptado en las subsiguientes versiones oficiales de CORSIKA.

4.1.1 Interacciones electromagnéticas

El código EGS4 [71] está incorporado en el programa para simular la parte electromagnética de la cascada. EGS4 trata, en el caso de electrones y positrones, la aniquilación, el bremsstrahlung y los scattering Bhabha, Møller y múltiple (siguiendo la teoría de Molière). Los rayos γ pueden sufrir scattering Compton, producción de pares e^+e^- y reacciones fotoeléctricas. Se han añadido la producción directa de pares $\mu^+\mu^+$ y la reacción fotonuclear con protones y neutrones del aire. A pesar de sus reducidas secciones eficaces, estas reacciones son esenciales en la producción de muones en cascadas iniciadas por γ's. Se ha implementado también la dependencia barométrica de la densidad del aire en el seguimiento de las partículas.

4.1.2 Interacciones hadrónicas

Las interacciones débiles o electromagnéticas de la cascada se pueden simular de forma precisa. Las hadrónicas, en cambio, son aun objeto de gran controversia. Los colisionadores $p\overline{p}$ nos dan información sobre secciones eficaces inelásticas y producción de partículas hasta energías de CM de 1.8 TeV (correspondiendo a E_{lab} de un protón incidente de 1.8 PeV). Los experimentos con iones pesados sólo alcanzan $E_{lab} \sim 200$ GeV/nucleon. Pero casi ningún experimento registra partículas emitidas hacia delante y son estas partículas las que llevan casi toda la energía hadrónica en una cascada. Además, los cálculos exactos basados en la QCD no son viables, porque es éste un dominio en el que la QCD perturbativa no es aplicable: nos encontramos frente a interacciones "blandas", en las que se produce un escaso intercambio de p_T. Es por esto que en los últimos años se han venido desarrollando un gran número de interacciones hadrónicas basados en resultados experimentales. Se han realizado extrapolaciones a altas energías, pequeños ángulos y colisiones núcleo-núcleo con distintos grados de sofisticación.

CORSIKA 4.068 dispone de ciertas opciones para simular las interacciones hadrónicas en la cascada atmosférica. A $E_{CM} > 10$ GeV, se pueden elegir entre dos modelos: el "modelo dual de partones" DPM [72] y el modelo VENUS [18]. VENUS se basa en la teoría de Gribov-Regge y describe las interacciones blandas mediante el intercambio de uno o más pomerones. Las reacciones inelásticas se simulan cortando pomerones y creando dos cuerdas de color por pomerón, que luego se fragmentan en hadrones sin color. El DPM extrapola datos experimentales de bajas a altas energías y de protones a núcleos con ideas teóricas muy simples. Los núcleos se tratan como superposición de nucleones libres. Estos y algunos otros modelos han sido comparados en [43].

A $E_{CM} < 10$ GeV, CORSIKA permite elegir entre el "modelo isobar" [73], en el cual las colisiones hadrón-núcleo se aproximan como hadrón-nucleón, y el más detallado modelo GHEISHA [74].

En este trabajo, hemos adoptado siempre GHEISHA a bajas energías. Por encima de 10 GeV, hemos simulado las cascadas iniciadas por rayos γ y protones con el DPM y aquellas iniciadas por núcleos de helio, oxígeno y hierro con VENUS. CORSIKA ofrece varias opciones para afinar los modelos hadrónicos. En esta simulación, nos hemos decidido por los valores por defecto, o sea, que los nucleones blanco que sufren una colisión se han generado con la distribución de probabilidad de Glauber; se ha permitido el intercambio de carga en la partícula incidente; la "rapidity" fue simulada de la misma forma en π° y piones cargados; y se ha asumido la fragmentación total del núcleo primario.

4.1.3 Luz Cherenkov

La producción de luz Cherenkov está incluida en el CORSIKA 4.068 como una opción estándar (el procedimiento exacto viene descrito en detalle en [64, 65]). Los fotones Cherenkov son simulados en el rango de 300 a 500 nm de acuerdo con las fórmulas en 2.4.

Debido al gran número de fotones que se producen en la cascada, es imposible generarlos y seguirlos todos de forma individual. Se recurre a juntarlos en grupos con un punto y un ángulo de emisión comunes que se tratan como un solo fotón. Para reducir el tiempo de cálculo, el tamaño de estos grupos se reduce con la energía incidente, siempre manteniendo un límite superior dependiente de E_0 que minimice las fluctuaciones artificiales debidas al agrupamiento.

Se almacenan, además, sólo los fotones que inciden en una matriz de detector con una cierta área colectora y un cierto espaciado de red. El usuario de CORSIKA puede definir esta matriz con las características del detector para el que está pensada la simulación. En lo que sigue, hemos elegido un array de 33×33 cuadrados, cada una de 4 m^2 de superficie, 15 m de espaciado y centrado en una posición aleatoria respecto al core de la cascada.

Mientras el resto de las subrutinas de esta versión de CORSIKA usan la atmósfera estándar americana, las de producción Cherenkov se sirven del modelo simplificado que se introdujo en 2.4, modelo que parametriza la dependencia del índice de refracción con la altura de acuerdo con una simple exponencial. Hemos comprobado que esto subestima la luz en un 15% y afecta la pendiente de la distribución lateral Cherenkov. Las rutinas de esta versión de CORSIKA también realizaban otra simplificación. A todos los electrones que excedían el umbral de emisión se les asignaba β=1. Esto

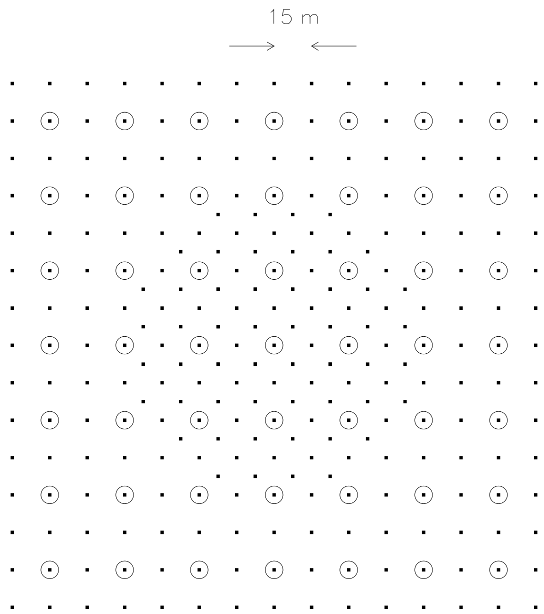


Figura 4.1: *Arrays reales de centelleador (cuadrados) y AIROBICC (círculos) utilizados en la simulación del detector HEGRA.*

subestima también la luz en un 15%. Hemos llevado a cabo una corrección por ambos efectos en el código original, corrección que se ha implementado en las subsiguientes versiones oficiales del programa.

CORSIKA 4.068 también realizaba otra aproximación en la simulación de la parte EM de la cascada con el fin de ahorrar tiempo de cálculo que tenía un efecto no despreciable en la producción de luz. El tamaño de paso entre la aplicación sucesiva de las fórmulas de scattering múltiple, que simulan las trayectorias de los electrones, era significativamente mayor al sugerido por EGS4. Esta circunstancia hace que la luz en tierra se sobreestime en un 10-20% y que la pendiente de la distribución lateral sea un 10% más empinada [77]. En este trabajo, hemos reducido el paso del scattering múltiple de EGS en un factor 10 con respecto al de la versión original. Esta reducción garantiza una simulación realista de la luz en el rango de 10^{12}-10^{16} eV [77].

4.2 Simulación del detector

El propósito de esta simulación es entender la influencia de los arrays de centelleador y de luz Cherenkov en las cascadas atmosféricas. Hemos adaptado el código de MC descrito en [64, 65]. Dedicaremos esta sección a esbozar cómo se realiza esta simulación.

En la simulación del array de centelleadores, consideramos una matriz horizontal de 65×65 casetas con un espaciado de red de 7.5 m. Se toman láminas de centelleador de 1 m^2 de superficie. La extensión del array real (ver sección 3.1.1 y figura 4.1) es menos de un cuarto de la de este array artificial y su densidad de casetas es dos veces menor en la zona central y cuatro veces menor en la zona exterior. Nos referiremos así a este array como array extendido de centelleador. De forma análoga, en la simulación de AIROBICC, tomamos una matriz de 33×33 casetas, con 15 m de espaciado (ver figura 4.2). Este array es también 4 veces mayor que el array real y 4 veces más denso (ver sección 3.1.2 y figura 4.1). A él nos referiremos como array extendido de AIROBICC. El array "real" también se incluye en la simulación con las mismas características que el experimental en términos de extensión y espaciado de red.

Los dos arrays extendidos cubren la misma superficie (alrededor de 480×480 m^2). En contraste con la simulación original descrita en [64, 65], el core de la cascada está en nuestro caso dispuesto al azar en el interior de un cuadrado de 30×30 m^2 centrado en la caseta central de los arrays extendidos. Se construyen 20 sucesos por cada cascada simulada en la atmósfera haciendo 20 desplazamientos del detector real respecto al extendido, de tal modo que el core cae al azar en algún punto que puede situarse hasta 30 m por fuera del array real. Ilustramos este procedimiento en la figura 4.1, donde hemos representado el array extendido (puntos) y su contrapartida real (círculos) para uno de tales desplazamientos. Los cores simulados se distribuyen aleatoriamente por toda la superficie sombreada.

4.2.1 El array de centelleo

El paso de los fotones γ y de los electrones a través de la cubierta de hierro, el conversor de plomo y la capa de madera (ver sección 3.1.1) se ha simulado con el código EGS4. Se ha fijado el corte de energías en 1 MeV. Se toman en cuenta las direcciones de llegada, las energías y los puntos de incidencia de los electrones que alcanzan el centelleador. Se calcula la luz que incide en el fotocátodo del PM en unidades de la intensidad de luz promedio que dejan los muones cósmicos en el centelleador. Se han considerado también los retrasos individuales dependientes del punto de impacto en el plástico centelleador, así como la geometría del sistema colector de luz, la posibilidad de un impacto directo en el PM ($\simeq 1\%$) y el "jitter" debido a fluctuaciones de la respuesta de tiempos del PM.

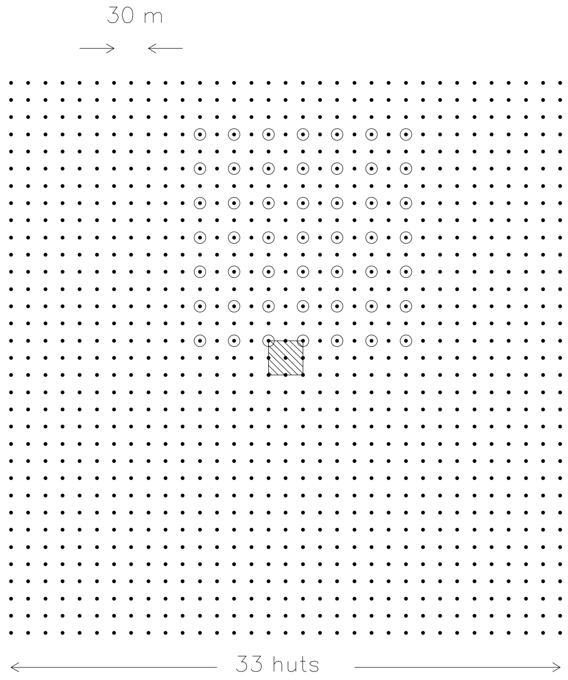


Figura 4.2: *Arrays extendido (puntos) y real (círculos) usados en la simulación del detector de AIROBICC. El cuadrado sombreado indica el área en la que se genera al azar el core de la cascada.*

4.2.2 AIROBICC

La corriente de ánodo del PM se simula sumando dos contribuciones: una que corresponde al propio impulso de luz y otra debida al NSB. Para calcular el número de fotoelectrones que produce un grupo de fotones, se simula la atenuación atmosférica por dispersión Rayleigh y Mie (como fue descrita en 2.4) en la trayectoria desde el punto de emisión, las reflexiones en el cono de Winston, la transmisión del filtro azul y la eficiencia cuántica del PM. Usando los valores medios determinados experimentalmente de la corriente de ánodo debida al NSB y la ganancia del PM, se obtiene un valor promedio de $\simeq$25 fotoelectrones de NSB emitidos por el fotocátodo por ns. Las fluctuaciones respecto al valor medio se simulan generando números aleatorios de fotoelectrones conforme a la distribución de Poisson. Asimismo, se ha simulado cuidadosamente el efecto de la electrónica más allá del PM (ver sección 3.1.2).

	10-100 TeV	100-1000 TeV	1-10 PeV
p	50	50	50
He	50	50	50
O	50	50	50
Fe	50	50	50

Tabla 4.1: *Número de sucesos en la librería L1.*

4.3 Librería de cascadas atmosféricas

Hemos simulado cascadas atmosféricas iniciadas por rayos γ, protones y núcleos de helio, oxígeno y hierro, con ángulos cenitales de incidencia de 10° o 25° . El ángulo azimutal varía libremente. Se ha fijado la altura del nivel de observación a aquella del experimento HEGRA (2200 m). Se utilizaron gran número de ordenadores diferentes para completar la simulación, incluyendo estaciones de trabajo DEC Alpha 200 4/166, Pentium 75, Pentium 100 y Pro y una IBM RS/6000. Esta librería de cascadas ocupa un espacio de almacenamiento en cinta de unos 700 Gb.

Se han creado dos librerías de MC diferentes. En primer lugar, una librería con cascadas sólo a 10° de incidencia vertical y una energía de corte de 20 MeV (correspondiendo al mínimo umbral de producción de Cherenkov en la atmósfera). Los sucesos se simularon siguiendo un espectro con forma de ley de potencias de índice -1 en el intervalo de 10 TeV a 10 PeV. No se llevó a cabo ninguna simulación del detector. Se conservó, sin embargo, información sobre f_{em}. f_{em} es fundamental para comprender el desarrollo de la cascada hadrónica (ver capítulos siguientes) y su valor para cada suceso simulado no se registra en los ficheros estándar de CORSIKA. Las partículas y fotones Cherenkov se almacenaron de la forma habitual. En cambio, para producir esta librería, se ha implementado la atenuación atmosférica directamente en CORSIKA. El número de sucesos simulados se encuentra detallado en 4.1. En los que sigue, nos referiremos a esta librería como L1.

En segundo lugar, se ha creado una librería de MC en la que tanto el desarrollo atmosférico de la cascada como la respuesta del detector se han simulado por completo. Se simularon cascadas a 10° y 25° de ángulo cenital. La energía primaria varía en un rango de 1 TeV a 8 PeV. Los límites exactos de este rango dependen del tipo de primario y el ángulo de incidencia. Se ha adoptado un índice espectral en torno a -2. El corte de energías para todas las partículas se fijó en 3 MeV. En adelante, nos referiremos a esta librería como L2. El número exacto de sucesos simulados está listado en 4.2.

	10°			
	1-10 TeV	10-100 TeV	100-1000 TeV	1-8 PeV
γ	1900	3700	50	-
p	1200	3300	450	120
He	800	1200	470	60
O	-	1000	260	60
Fe	-	800	400	40
	25°			
	1-10 TeV	10-100 TeV	100-1000 TeV	1-8 PeV
γ	500	2500	-	-
p	-	1200	350	70
He	-	1100	400	40
O	-	1000	450	50
Fe	-	1000	300	30

Tabla 4.2: *Número de sucesos en la librería L2.*

Capítulo 5

Reconstrucción de la energía

Dedicaremos este capítulo a estudiar la capacidad del detector HEGRA para reconstruir la energía de los rayos cósmicos primarios. Desarrollaremos en particular nuevos métodos para estimar E_0 independientemente de la naturaleza de la partícula primaria. Para hacerlo, nos basaremos en los sucesos simulados incluidos en las librerías de MC L1 y L2 que introdujimos en 4.3. Estas librerías permiten evaluar las eficiencias de reconstrucción de E_0 tanto en un detector ideal en el cual se conocieran perfectamente todos los parámetros de la cascada a nivel de observación como en el detector real descrito en el capítulo 4 en el que se han tenido en cuenta las imprecisiones que introduce el detector.

La sección 5.1 proporciona resultados numéricos sobre las resoluciones energéticas que se obtienen usando métodos tradicionales [3, 13] basados en el tamaño de la cascada o la luz Cherenkov en el suelo. Las secciones 2 a 5 nos servirán para introducir los conceptos necesarios en el desarrollo de nuevos métodos de determinación de la energía primaria de una forma que no depende del primario. Finalmente, la sección 6 se dedicará a discutir la reconstrucción de la energía usando N_μ. En el curso de estos estudios, desarrollaremos además otras técnicas que, no obstante requerir el conocimiento a priori del tipo de RC primario, permiten una medida más precisa de E_0.

Para los sucesos en la librería L2, se ha adoptado un peso $W_x(E)$ dependiente del tipo de primario x y la energía E con el fin de reproducir el espectro de RC. Definimos $S_x(E)$ de tal modo que $S_x(E)$ dE corresponda a la suma $\sum_i$ $W_x(E_i)$ de todos los sucesos de tipo x y energía E_i entre E y E+dE. $W_x(E_i)$ se define como sigue:

- Para un primario determinado, $S_x(E)$ sigue la ley espectral de [6] (tabla 1.1), ley que fue compilada a partir de un gran número de resultados experimentales.

- Para cada especie química, $S_x(E)$ refleja la relación que ha sido observado para cada energía primaria (basada también en [6]). Los núcleos de oxígeno representan también al C, al N y a todos los núcleos del grupo pesado. Análogamente, los de hierro representan a todos los núcleos del grupo de los muy pesados.

Aunque, en realidad, los rayos γ siguen la ley espectral de la fuente de los que procedan, se ha adoptado genéricamente una ley de potencias $E^{-\alpha}$ con α=2.7

En este trabajo, los valores medios corresponden estrictamente a las medianas μ_{50} de las distribuciones. Por otra parte, los errores σ_{68} se definen como la mitad de la anchura de la región centrada en μ_{50} que comprende un 68.3% de todos los sucesos de la distribución. Estos dos parámetros se definieron de tal forma (siguiendo [65]) con vistas a minimizar el efecto de las colas de las distribuciones. Es un hecho bien conocido que, cuando la distribución es gaussiana y la estadística es suficiente, σ_{68} coincide con la desviación estándar.

Cuando obtengamos resultados basados en la librería L2, usaremos sólo un desplazamiento entre los veinte que describimos en el capítulo 4. Nuestra intención con esto es evitar sesgos sistemáticos en cantidades como X_{max}. Forzaremos al core de este suceso a estar al menos 20 metros dentro del array.

En este capítulo, obtendremos sólo resultados para cascadas de 10° de ángulo cenital. Hemos comprobado que los métodos que estableceremos se cumplen también a 25° . En la práctica, cuando apliquemos estos resultados a los datos experimentales en el capítulo siguiente, sólo necesitaremos las resoluciones y parametrizaciones a 10° . Además sólo expondremos aquí resultados numéricos basados en la librería L2, o sea, en sucesos en los que se ha realizado una simulación completa del detector, excepción hecha de los cálculos relativos a N_μ para los que no disponemos de una simulación completa del dispositivo experimental.

5.1 Tamaño de la cascada y luz Cherenkov

N_e y la luz en el nivel de observación se han usado tradicionalmente ([3, 13]) para reconstruir la energía electromagnética E_{em} de las cascadas atmosféricas, definida como la energía que va a parar a $e^{\pm}$s y γs. La fracción de energía electromagnética f_{em} se define como E_{em}/E_0. En una cascada creada por un γ, f_{em} es en buena aproximación igual a 1.

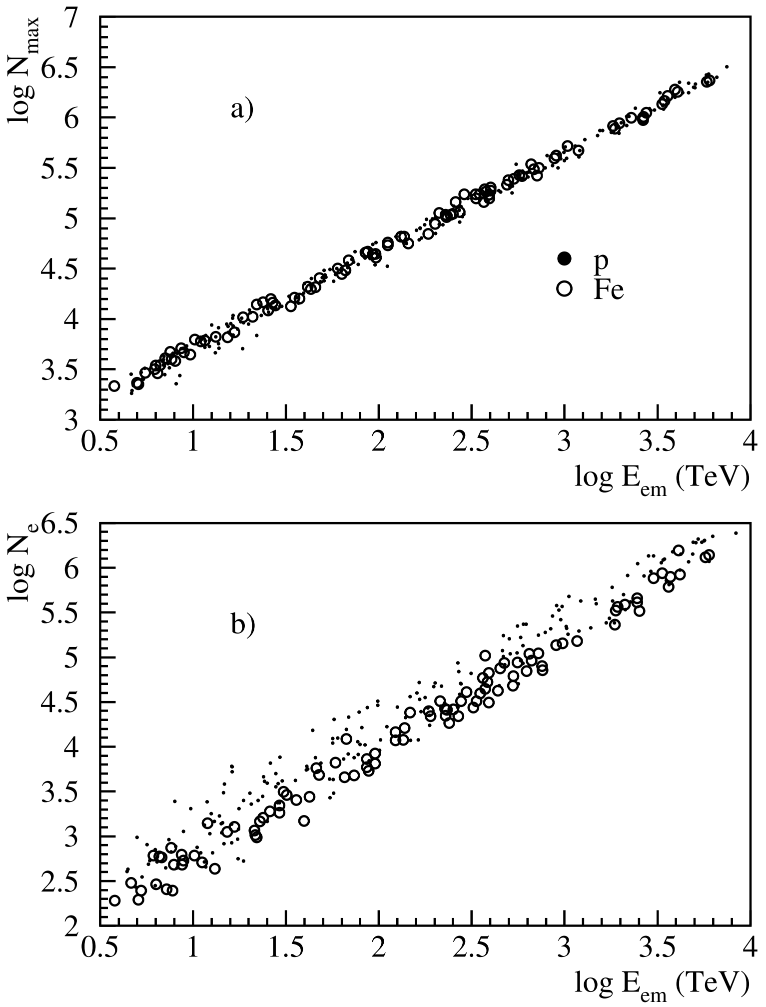


Figura 5.1: *a) Tamaño de la cascada en el máximo y b) en el suelo en función de E_{em} para cascadas iniciadas por p y Fe y pertenecientes a L1.*

5.1.1 Tamaño de la cascada

Según la Física de Cascadas, N_{max} es, en media, proporcional a E_{em} (ver capítulo 2 y figura 5.1a) independientemente del tipo de primario. En cambio, N_e en el suelo depende fuertemente del desarrollo de la cascada: de la distancia al máximo y, en menor medida, de la anchura del desarrollo longitudinal. La correlación de N_e/N_{max} con la posición del máximo es prácticamente independiente del tipo de primario, como muestra la figura 5.2. Como, a una energía dada, a los diferentes primarios les corresponden en media diferentes X_{max} (ver figura 5.8), $N_e(E_{em})$ resulta ser fuertemente dependiente de la naturaleza del primario. Sufre además fluctuaciones mayores que N_{max} puesto que a las de este parámetro se suman las de X_{max} (ver figura 5.1b).

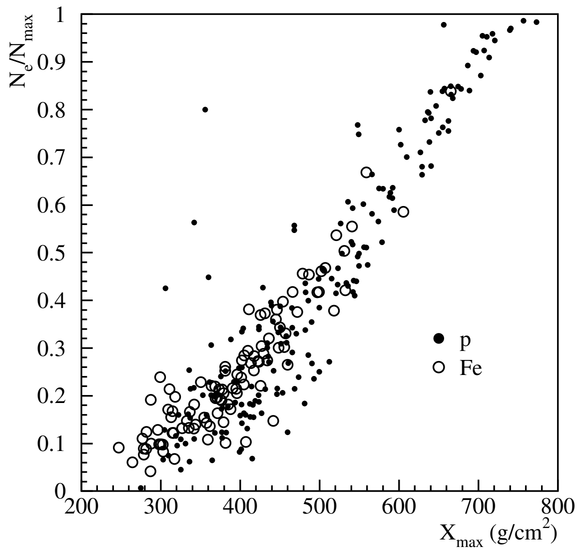


Figura 5.2: *N_e/N_{max} frente a X_{max} para cascadas de L1 iniciadas por p y Fe en el rango de 10 TeV - 10 PeV.*

La sensibilidad al tipo de primario es aun mayor en el caso de $N_e(E_0)$. La figura 5.3 muestra la correlación entre ambas variables para sucesos de MC de L2, esto es, que han pasado por la simulación completa del detector. El tamaño de la cascada se ha reconstruido tal y como se detalla en el capítulo 3, incluyendo el corte de calidad en la edad. Sólo hemos aceptado sucesos que superaban las condiciones de trigger del detector. Se puede encontrar una correlación entre E_0 y N_e para cada primario por separado. Se ha adoptado la siguiente forma funcional (siguiendo [65]):

$$E_0 = A_i\ N_e^{a_i} \tag{5.1}$$

siendo A_i y a_i constantes dependientes del ángulo de incidencia y del tipo de primario i. Cuando se tiene en cuenta el efecto del detector, se hace necesaria otra correlación en el rango de energías cercano al umbral del detector (como ya se estudió en detalle en [64]). No consideraremos aquí esta segunda correlación, puesto que el rango energético en el que aplicaremos estos métodos es el de más allá de los 100 TeV.

Los errores en la reconstrucción de E_0 con N_e se definen como σ_E en la distribución de $(E_{rec}(N_e) - E_0)/E_0$, siendo $E_{rec}(N_e)$ la energía reconstruida usando 5.1. En la figura 5.4a, hemos representado σ_E/E_0 en función de la energía primaria. Hemos ajustado estos errores a la función $a_1 + a_2/\sqrt{E_0}$. a_1 representa el error sistemático del método y a_2 el error estadístico. Ambos parámetros se han listado en la tabla 5.1 para todos los primarios. La resolución en energías se reduce de un 30-40% a menos de 100 TeV a un 15% (5%) para protones (hierros) de 10 PeV.

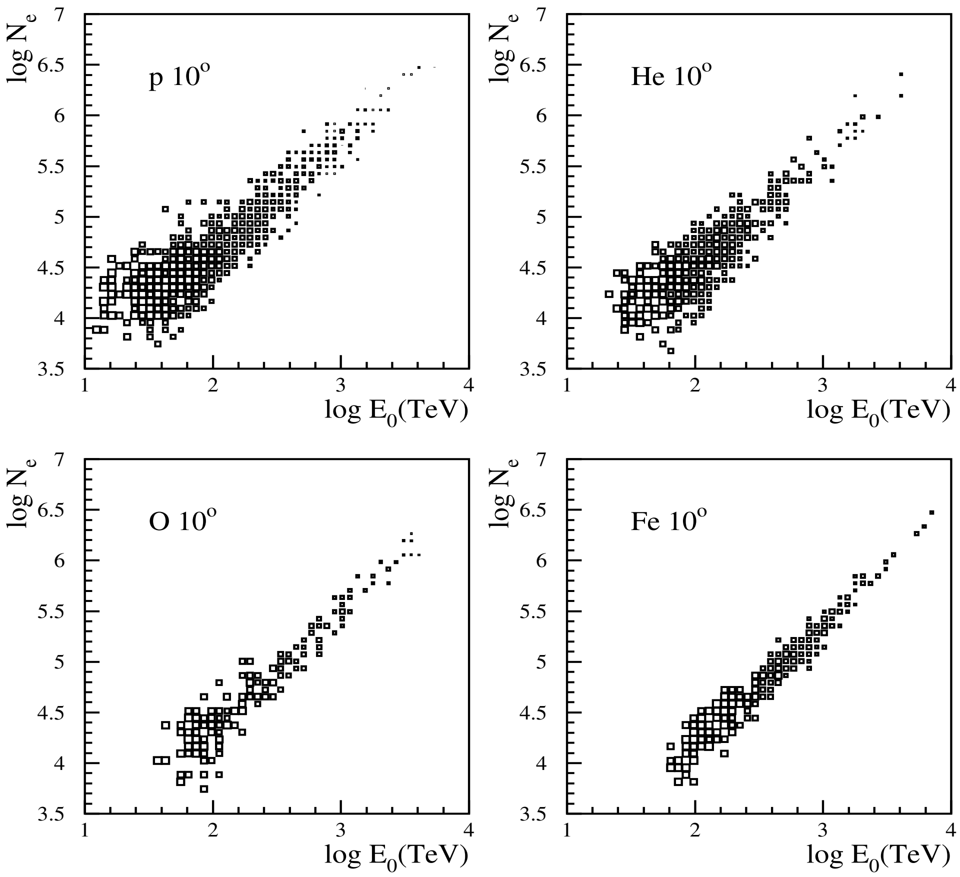


Figura 5.3: *Tamaño de la cascada en función de la energía primaria para núcleos primarios de la librería L2.*

5.1.2 Luz Cherenkov

Como ya mencionamos (sección 2.4), el flujo total de luz en el nivel de observación $\Phi(E_0)$ es proporcional a E_{em}. En la práctica, estamos limitados al flujo de luz a distancias radiales menores de 100 m L_{0-100} o menores de 200 m L_{0-200} debido a la extensión limitada del array. Ambos observables no son estimadores de E_{em} tan satisfactorios como $\Phi(E_0)$. No obstante, es un hecho conocido [49] que la densidad de luz en puntos más allá del hump es un buen estimador de E_{em}, con pocas fluctuaciones y apenas dependencia de X_{max} en comparación con N_e. La única dependencia que queda procede de la diferente longitud de atenuación que recorren los fotones en la atmósfera y el diferente umbral Cherenkov a diferente alturas que sufren cascadas con diferentes X_{max}.

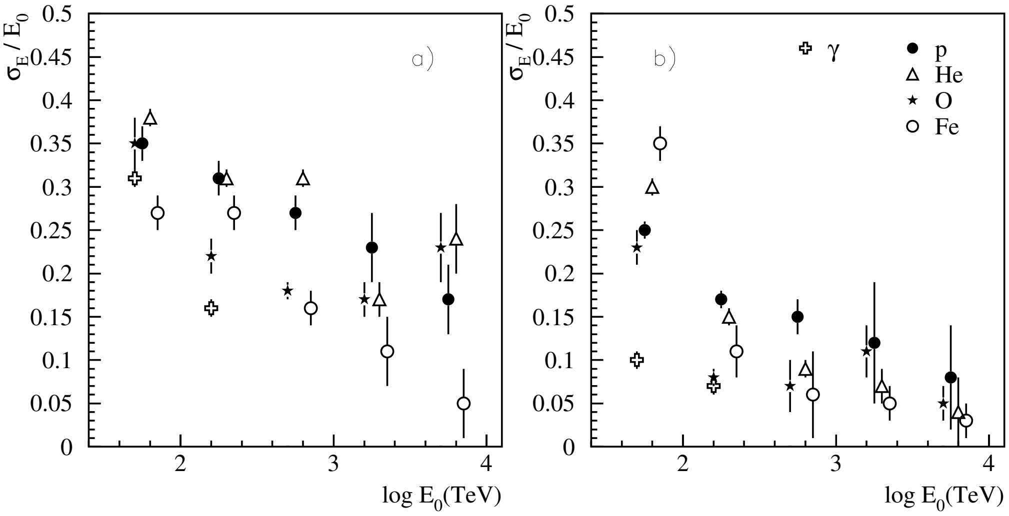


Figura 5.4: *Errores en la reconstrucción de la energía dependiente del primario mediante N_e y ρ_{hump} para primarios a 10° (librería L2).*

	γ	p	He	O	Fe
a_1	0.	0.21	0.23	0.13	0.10
a_2	2.57	1.11	1.13	1.44	1.46
b_1	0.03	0.08	0.	0.01	0.
b_2	0.51	1.24	2.24	1.26	2.64

Tabla 5.1: *Parámetros del ajuste $a_1 + a_2/\sqrt{E_0}$ ($b_1 + b_2/\sqrt{E_0}$) a la resolución energética en función de E_0 para la reconstrucción de la energía con N_e (ρ_{hump}).*

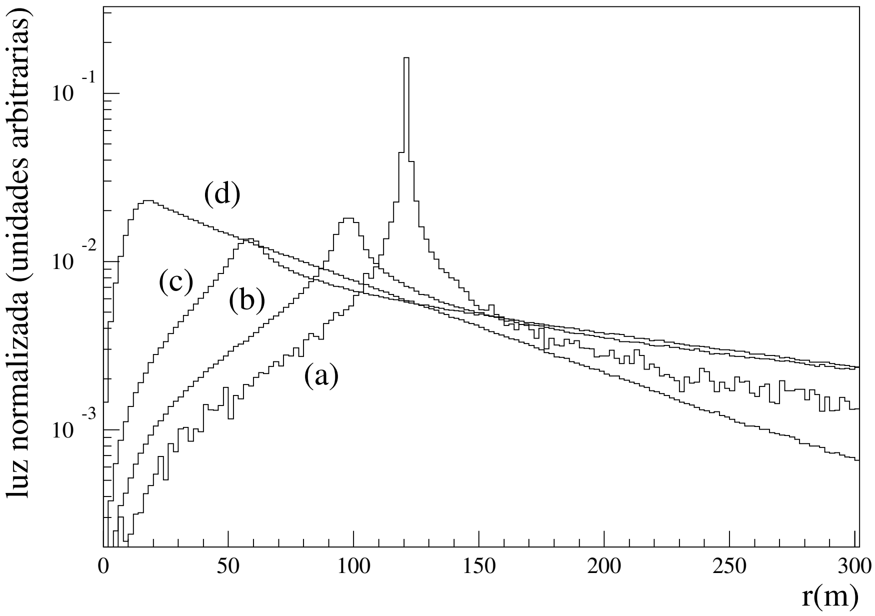


Figura 5.5: *Número de fotones Cherenkov que llegan a una distancia r generados en varias capas atmosféricas, dividido por el número total de fotones generados en la capa, $R_l(r)$. Estas proporciones se han normalizado a la integral de la función $R_l(r)$. La figura corresponde a una cascada creada por un rayo γ de 100 TeV. Las profundidades de las capas son (a) 100-150 g/cm^2, (b) 300-350 g/cm^2, (c) 500-550 g/cm^2 and (d) 700-750 g/cm^2.*

Para entender el origen de este efecto, hemos procedido de la forma siguiente. Aplicando un método similar al usado en [78], hemos dividido la atmósfera en capas. Se ha calculado la relación $R_l(r)$ del número de fotones Cherenkov generados en cada capa que llegan a una distancia r al número total de fotones producidos en la capa. La figura 5.5 muestra $R_l(r)$ en cuatro capas para una cascada creada por un γ de 100 TeV. Esta figura muestra que R_l es básicamente independiente de la altitud alrededor del hump y, por tanto, ρ_{hump} es poco sensible a fluctuaciones del desarrollo de la cascada. Es de notar que la mayor contribución a $\rho(r)$ procede de las capas cerca del máximo de la cascada mientras las capas superiores (p.ej. la de 100 - 150 g/cm^2 en figura 5.5) contribuyen sustancialmente menos. A una energía de 100 TeV, las capas más profundas (700 - 750 g/cm^2 en la figura 5.5) también hacen una pequeña contribución. Esta figura muestra que las capas que contribuyen al grueso de la luz contribuyen en porcentajes muy similares a distancias radiales mayores de 150 m. En consecuencia, también es de esperar que la densidad a r$>$ 150 m sea una indicación de E_{em} para una cascada

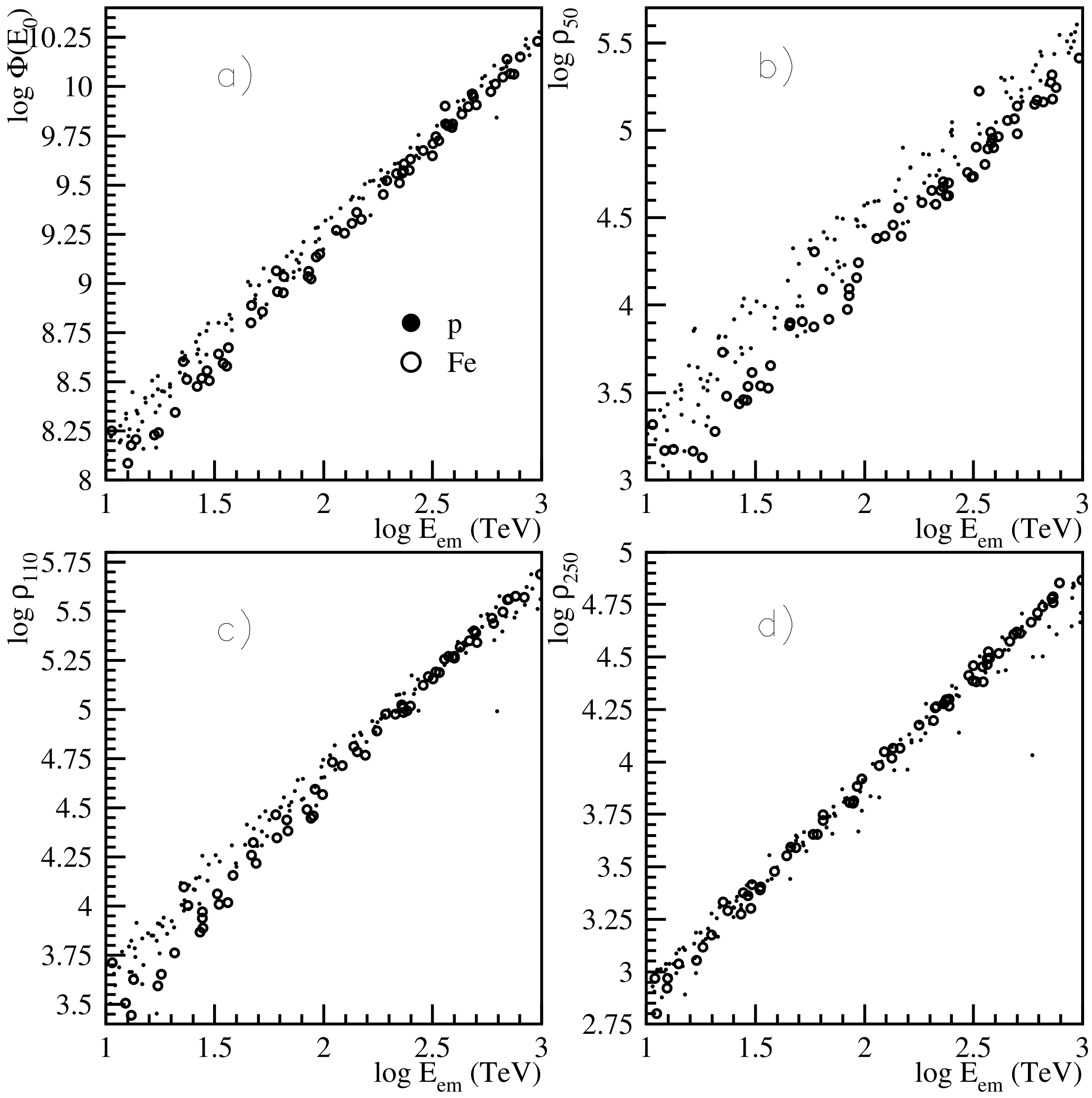


Figura 5.6: *a) Flujo total de luz, b) densidad de luz a 40-50 m, c) 100-120 m y d) 200-250 m de distancia radial en función de E_{em} para cascadas de L1 iniciadas por p y Fe.*

hadrónica, como ya se afirmaba en [54]. Esto puede verse en la figura 5.6 donde hemos representado E_{em} frente a la densidad de luz a varias distancia radiales. La densidad a 250 m de distancia al core ρ_{250}, por ejemplo, es una medida de E_{em} mejor que ρ_{hump}, en especial a energías bajas. Desafortunadamente, la medida experimental de la densidad de luz se hace muy difícil más allá del hump. En primer lugar, se hace necesario un array de detectores de luz muy extenso. Además, a radios grandes y energías inferiores a 1 PeV, las fluctuaciones de la luz de fondo nocturna se hacen comparables a la densidad de luz Cherenkov que produce la cascada.

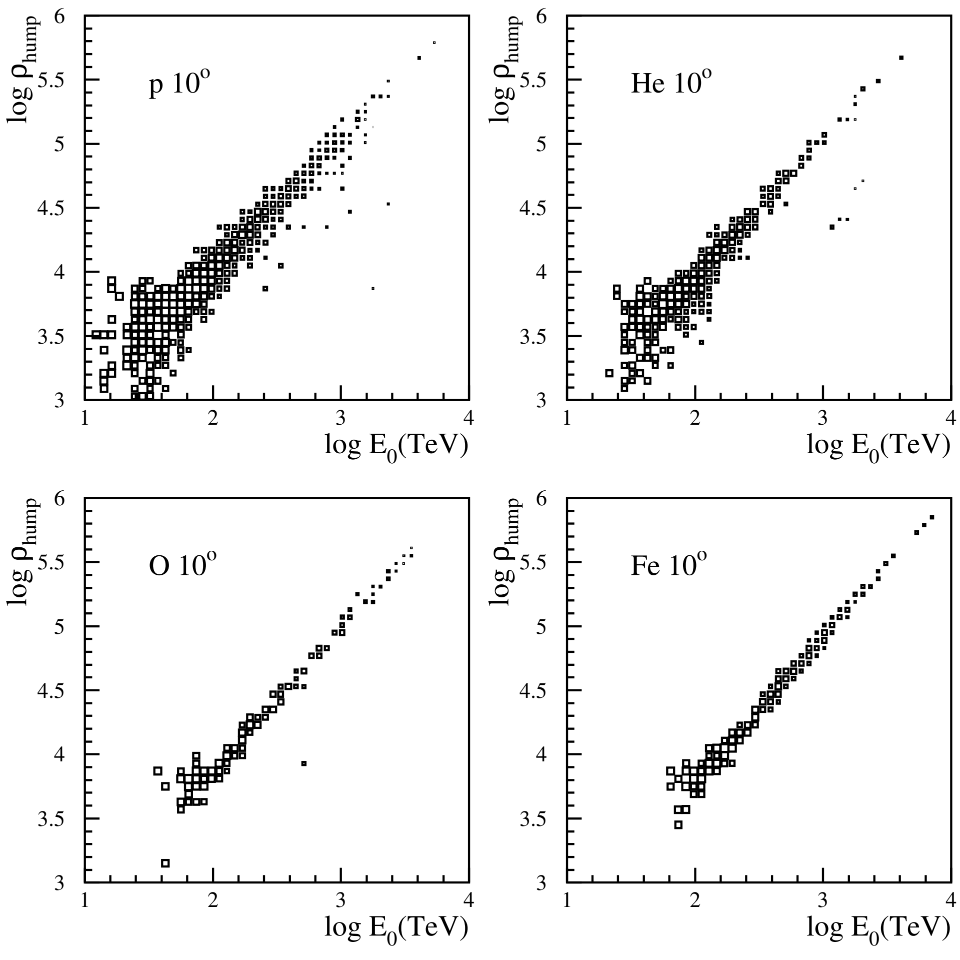


Figura 5.7: *Densidad de luz Cherenkov en torno al hump frente a la energía primaria para primarios hadrónicos pertenecientes a la librería L2.*

Cuando, a partir de la luz, tratamos de extraer E_0 en lugar de E_{em}, nos enfrentamos de nuevo al efecto de f_{em}, que es fuertemente dependiente del tipo de primario y nos vemos otra vez obligados a usar una ley especial para cada primario i:

$$E_0 = B_i \; \rho_{hump}^{b_i} \tag{5.2}$$

siendo B_i y b_i constantes que dependen del ángulo de incidencia y del tipo de primario. La figura 5.7 ilustra esta correlación. ρ_{hump} se ha determinado por el mismo procedimiento que se usa en los datos experimentales, esto es, mediante la particularización a 90 m del ajuste interior a la distribución lateral de luz que fue definido en la sección 3.2.2. Hemos determinado la resolución en energías (definida de la misma forma que en el caso de N_e) para los sucesos completamente simulados de L2. Hemos representado los errores σ_E en la figura 5.4. Del mismo modo que los errores en $E_0(N_e)$, estos errores han sido ajustados a la función $b_1 + b_2/\sqrt{E_0}$. Los resultados de este ajuste pueden encontrarse en la tabla 5.1. Los errores obtenidos son del orden de un 30% a E_0 <100 TeV y caen por debajo de 10% más allá de 1 PeV.

5.2 El máximo del desarrollo longitudinal

Como ya discutimos en la sección 2.1, la posición del máximo de la cascada es directamente proporcional a ln E_0 en una cascada puramente electromagnética. La dependencia $X_{max}(E_0)$ no es muy diferente en el caso de cascadas iniciadas por protones y puede estimarse para núcleos de A>1 gracias al MS (sección 2.2):

$$X_{max} \propto \ln(E_0/A) \tag{5.3}$$

En la figura 5.8, mostramos X_{max} en función de E_0 y E_0/A (L1).

La pendiente de la distribución lateral Cherenkov nos permite reconstruir X_{max} (sección 2.4.3). En lo que sigue, hemos adoptado el ajuste exponencial (2.29) para caracterizar esta pendiente:

$$\rho(r) = K \; e^{-\lambda r} \tag{5.4}$$

donde λ se suele conocer como "pendiente". $1/\lambda$ se llama "radio de luz" r_L. Como ya mencionamos, la distancia al máximo de la cascada es directamente proporcional a λ. Esto se ilustra en la figura 5.9 para sucesos simulados de L2. Mostramos en la figura 5.10 la eficiencia de la reconstrucción de X_{max} en función de la energía primaria, esto es, los errores σ_{68} en las distribuciones de la diferencia entre el X_{max} reconstruido a partir de λ y el X_{max} original de MC.

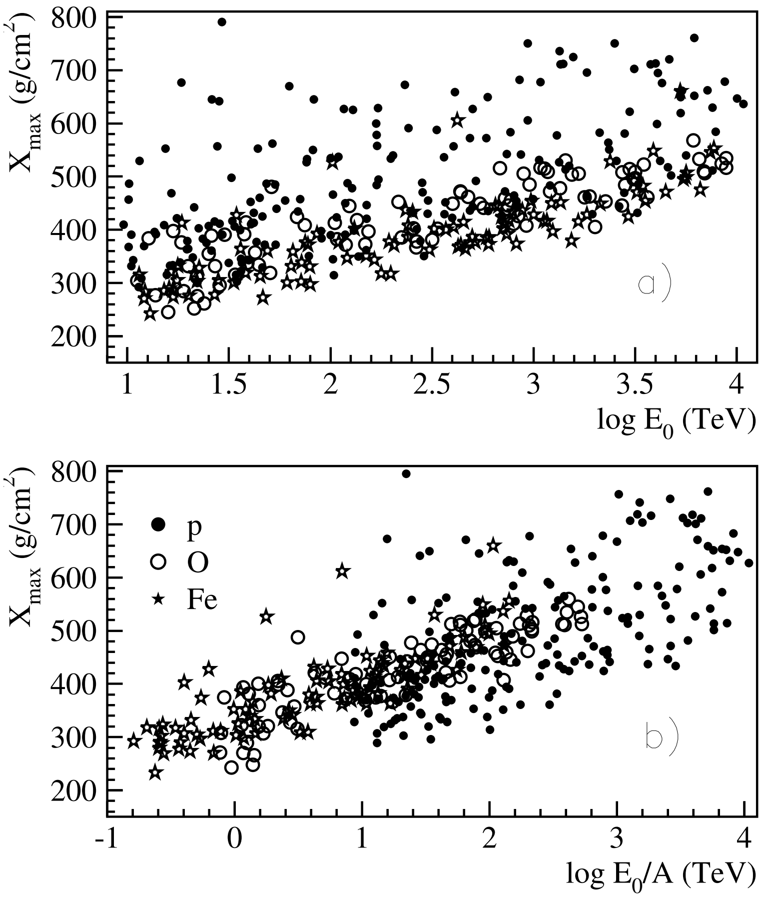


Figura 5.8: *X_{max} en función de a) E_0 y b) E_0/A para cascadas iniciadas por p, O y Fe de la librería L1.*

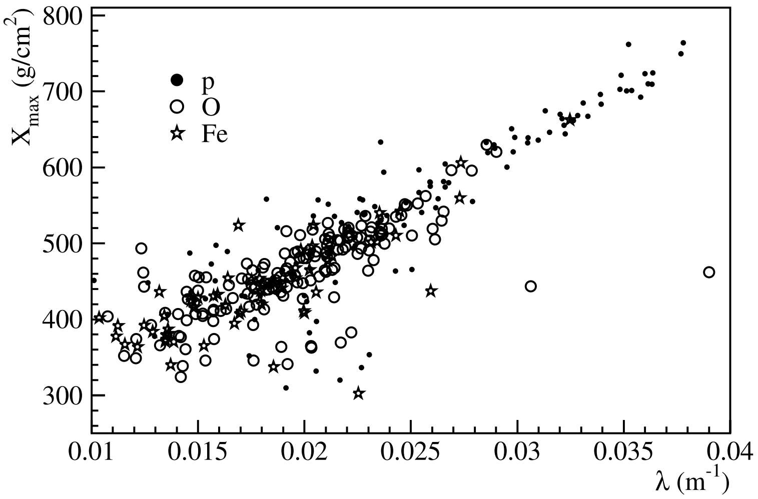


Figura 5.9: *X_{max} en función de la pendiente λ de la distribución lateral de luz Cherenkov para hadrones de L1.*

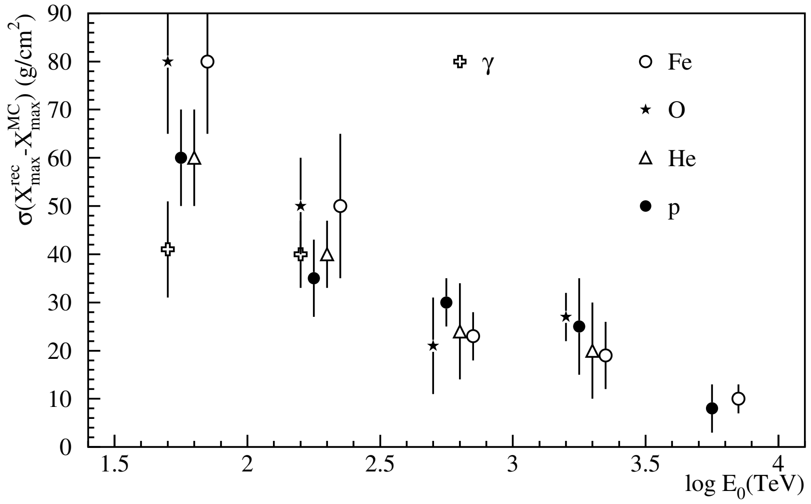


Figura 5.10: *Diferencias medias entre X_{max} calculado a partir de r_L y el X_{max} original de MC en función de la energía primaria para sucesos de L2 a 10 ° de ángulo cenital.*

5.3 Corrección dependiente del primario

Las mayores diferencias de N_e y la densidad de luz (en adelante, nos referiremos a estos cantidades como "observables energéticos" χ) entre los distintos primarios vienen de f_{em}, pero, para cada tipo de primario por separado, χ sufren fluctuaciones que están directamente ligadas a la distancia al máximo de la cascada. Esto se muestra gráficamente en la figura 5.11 donde hemos representado la dependencia de χ/E_{em} con el radio de luz para sucesos simulados en todo el rango de 10 TeV - 10 PeV. Como hemos visto, r_L es una buena medida de la posición del máximo de la cascada.

La dependencia de log (χ/E_{em}) con log r_L es, en buena aproximación, lineal:

$$\log \frac{\chi}{E_{em}} = \kappa + \alpha \; \log r_L \tag{5.5}$$

siendo κ y β constantes que no dependen de la naturaleza del RC incidente. En el caso de la luz, esta correlación no es tan buena como en el del tamaño de la cascada. Esto se debe a que la variación de ρ_{hump}/E_{em} ya es de por sí pequeña y dominan las fluctuaciones intrínsecas de ambos observables. Como ya dijimos, X_{max} sólo afecta a la densidad de luz en el nivel de observación de una forma suave a través de la variación del umbral de producción

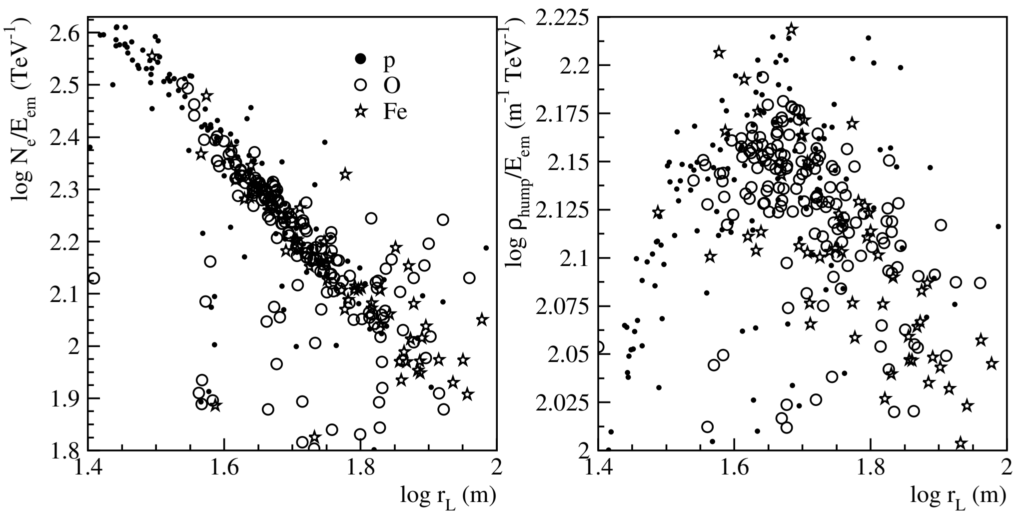


Figura 5.11: *a) Tamaño de la cascada y b) densidad de luz Cherenkov en el hump divididos por la energía electromagnética en función del radio de luz para sucesos entre 10 TeV y 10 PeV (L1).*

Cherenkov con la altura y de la distinta atenuación atmosférica. El desvío respecto a la correlación general es notable en protones cuyo X_{max} está muy cerca del nivel de observación, esto es, radios de luz pequeños. La explicación reside en que, a esa profundidad, ni la luz en el hump es una buena estimación de E_{em} (ver figura 5.5), ni el propio f_{em} se comporta de igual forma que a X_{max} menores (ver más abajo la figura 5.13 y la discusión correspondiente).

De la dependencia lineal se deduce que:

$$E_{em} \propto \chi \, r_L^{\alpha} \tag{5.6}$$

Un observable energético corregido χ_c definido como:

$$\chi_c = \chi \, r_L^{\alpha} \tag{5.7}$$

nos permite así estimar E_{em} de forma independiente del primario.

En el rango energético de interés, E_{em} sigue de forma bastante aproximada una dependencia con E_0 de la forma:

$$E_{em} \propto E_0^{\gamma_i} \tag{5.8}$$

con un factor γ_i distinto para cada especie de primario. Por tanto, expresándolo de forma análoga a 5.1 o 5.2:

$$E_0 = C_i \, \chi_c^{c_i} \tag{5.9}$$

	γ	p	He	O	Fe
a_1	0.	0.08	0.05	0.07	0.14
a_2	2.67	2.31	2.42	1.34	0.77
b_1	0.03	0.13	0.01	0.06	0.02
b_2	0.51	0.54	1.66	0.84	1.06

Tabla 5.2: *Parámetros del ajuste $a_1 + a_2/\sqrt{E_0}$ ($b_1 + b_2/\sqrt{E_0}$) a la resolución energética frente a la energía primaria para la reconstrucción mediante N_e^c (ρ^c_{hump}).*

siendo c_i la inversa de γ_i. χ_c está relacionado con E_0 de una forma dependiente del primario. No obstante, permite una medida de la energía más precisa que χ puesto que no sufre de fluctuaciones en X_{max}.

Hemos representado en la figura 5.12 las precisiones alcanzadas en la reconstrucción de la energía obtenidas usando χ_c. Se ha realizado un ajuste de las precisiones a la función $a_1+a_2/\sqrt{E_0}$. Los resultados aparecen tabulados en la tabla 5.2.

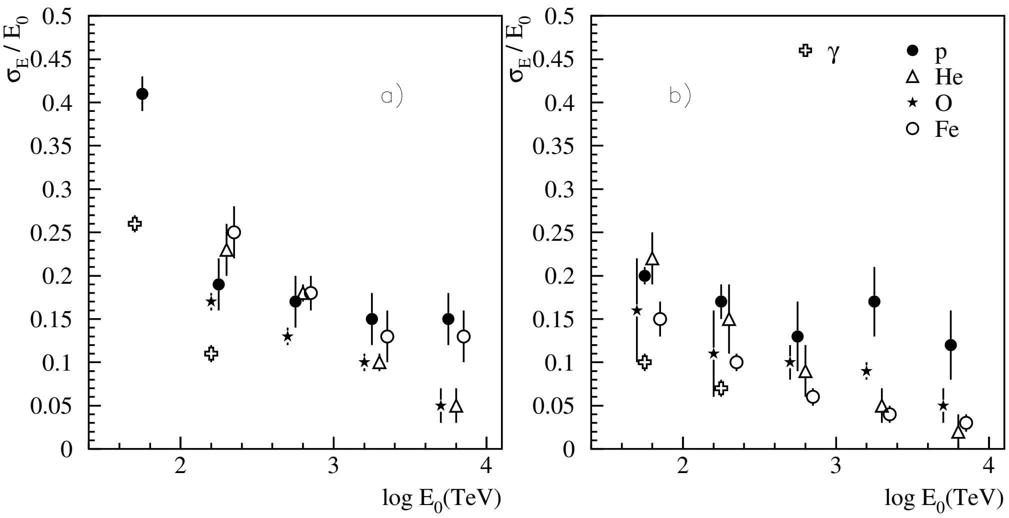


Figura 5.12: *Errores en la reconstrucción de la energía primario dependiente a partir de N_e^c y ρ_{90}^c para primarios a 10 ° (librería L2). α vale 2.0 para N_e^c y 0.4 para ρ_{90}^c.*

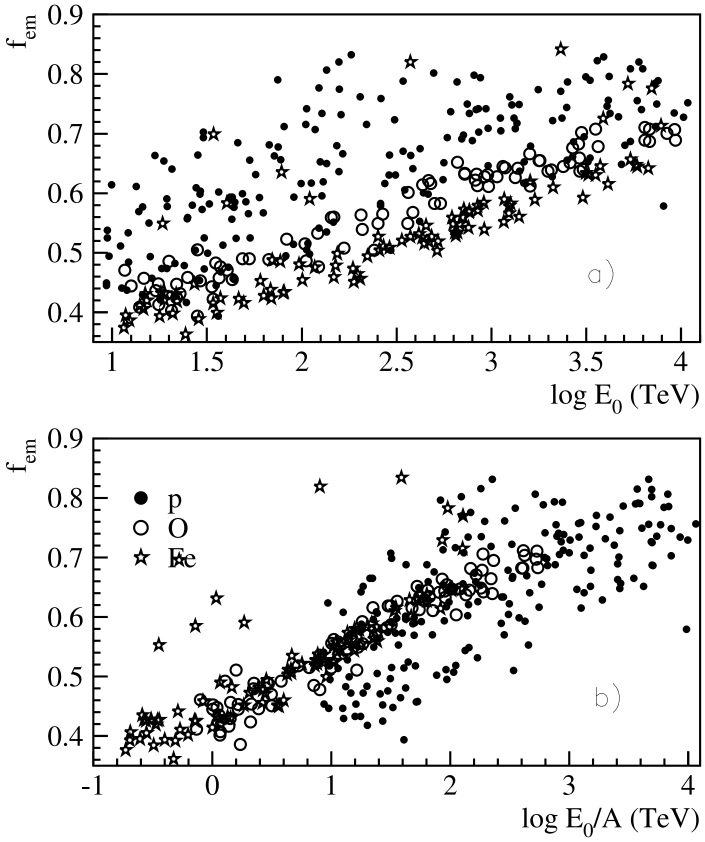


Figura 5.13: *f_{em} frente a a) E_0 y b) E_0/A para cascadas hadrónicas a 10° (L1).*

5.4 Fracción electromagnética

La determinación de f_{em} es fundamental en cualquier método que pretenda reconstruir E_0 de un modo no sesgado, puesto que, como ya hemos mencionado, a una energía dada, los diferentes valores de los observables energéticos para los distintas especies de RC proceden de diferencias en la f_{em} media.

En la figura 5.13 se muestra f_{em} en función de la energía por nucleón para cascadas iniciadas por hadrones. Como discutimos en la sección 2.2, aproximadamente 1/3 de la energía disponible en una colisión acaba en π^0s. Los $\pi^\pm$ siguen colisionando hasta que su energía cae por debajo de ~ 1 GeV. En consecuencia, cuanto mayor es E_0, tanto mayor es el número de generaciones hadrónicas que se producen y tanto mayor es f_{em}. Esto justifica el crecimiento de f_{em} con E_0 que refleja la figura 5.13. La figura también ilustra que el comportamiento de los núcleos con A>1 puede ser predicha con ayuda del MS. Estos argumentos no son aplicables si el máximo de la cascada no está bien por encima del nivel de observación, dado que las cascadas muy profundas son absorbidas en el suelo antes de desarrollarse por completo. Las cascadas protónicas que interaccionan muy abajo ($E_0 > 1$ PeV en la figura 5.13 o $X_{max} > 600$ g/cm^2 en la figura 5.14) exhiben un f_{em} menor del esperado en base a una dependencia lineal. Hemos comprobado que esta "saturación" de f_{em} desaparece, como se esperaba, cuando permitimos que las cascadas simuladas se desarrollen hasta 1000 o 1200 g/cm^2. Este efecto es menos significativo para cascadas a 25 grados de incidencia vertical, puesto que X_{max} a una energía fija decrece con el ángulo cenital.

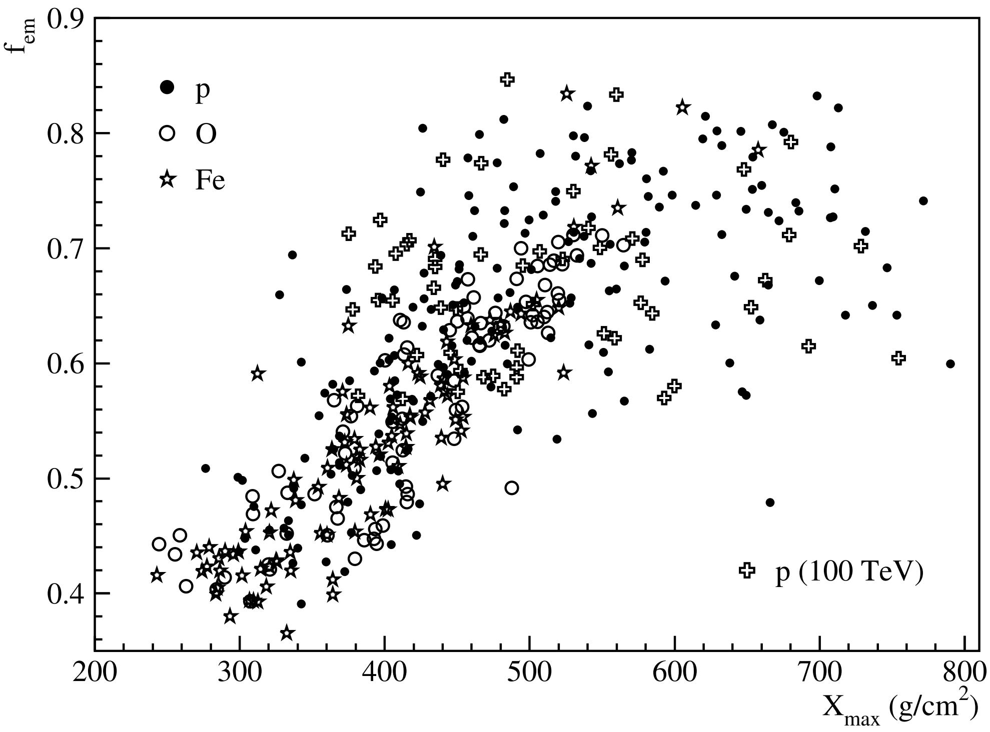


Figura 5.14: *Fracción de la energía transferida al canal electromagnético en función de la posición del máximo de la cascada para cascadas de L1 en el rango de 10 TeV a 10 PeV. Esta correlación es consecuencia de la dependencia de ambas cantidades con E_0/A. Para un valor fijo de E_0, X_{max} y f_{em} no están correlacionados, como ilustran las cruces de la figura, que corresponden a cascadas iniciadas por protones a una energía fija de 100 TeV.*

Dado que tanto X_{max} como f_{em} dependen linealmente de $\log(E_0/A)$ en el rango de energías de interés, es de esperar que X_{max} también dependa linealmente de f_{em}, como muestra la figura 5.14. El efecto de la comentada "saturación" de f_{em} es también visible en esta gráfica. La relación que ilustra la figura es consecuencia de la dependencia de ambos parámetros por separado con E_0. No existe ninguna relación física entre ellos. De hecho, la fluctuaciones de X_{max} y f_{em} no están correlacionadas para una energía E_0 fija, como también ilustra la figura 5.14.

5.5 Corrección independiente del primario

Como f_{em} proporciona una estimación de X_{max} independiente del primario, podemos hacer uso de X_{max} para corregir χ por diferencias en f_{em}. Ninguno de estos argumentos que presentamos es válido para cascadas iniciadas por γ's. La figura 5.15 muestra que, como esperábamos, el cociente χ/E_0 está correlacionado con el radio de luz en todo el rango energético de interés. Esto nos permite definir unos nuevos observables energéticos corregidos $\overline{\chi_c}$ análogos a χ_c:

$$\overline{\chi_c} = \chi \; r_L^{\alpha} \tag{5.10}$$

Un mismo parámetro α para todos los primarios permite obtener un $\overline{\chi_c}$ que es independiente del tipo de RC.

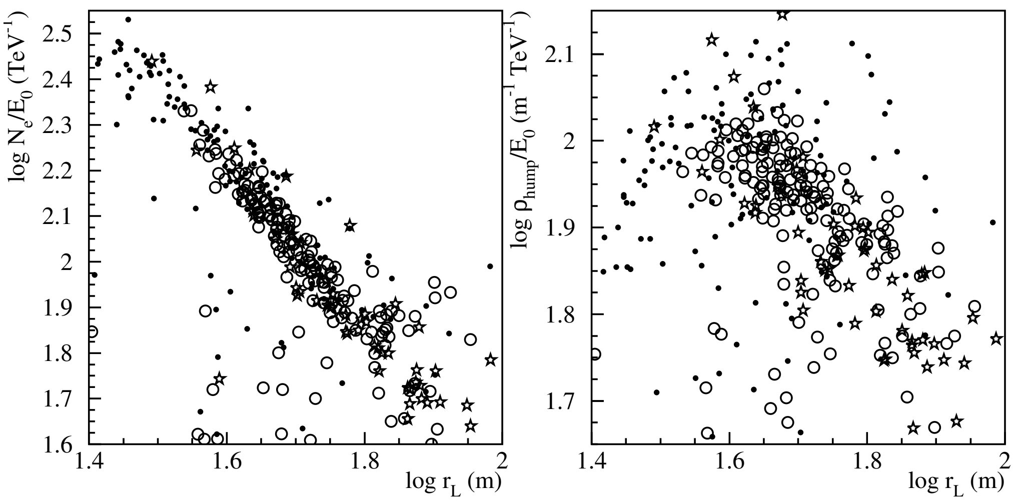


Figura 5.15: *a) Tamaño de la cascada y b) densidad de luz Cherenkov en el hump divididos por la energía primaria en función del radio de luz para sucesos entre 10 TeV y 10 PeV (L1).*

Una ley con la forma habitual:

$$E_0 = D_i \; \overline{\chi_c}^{d_i} \tag{5.11}$$

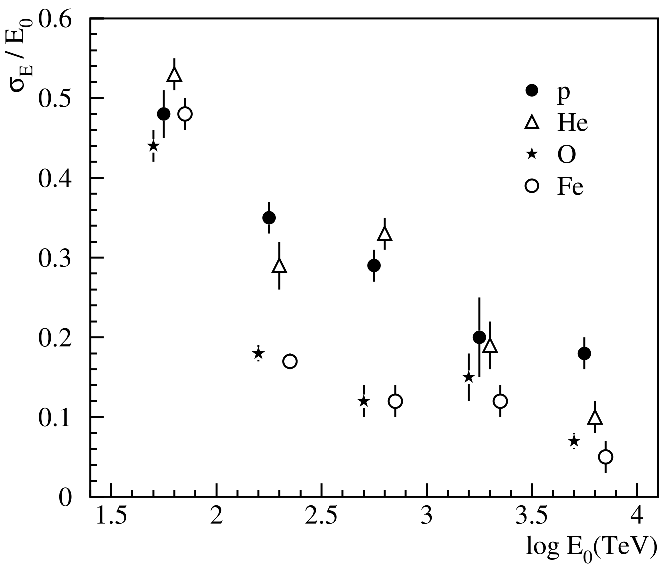


Figura 5.16: *Errores en la reconstrucción de la energía independiente del primario para $\overline{\rho}^c_{hump}$ en primarios a 10° (L2). α es igual a 1.0.*

	p	He	O	Fe
b_1	0.16	0.11	0.02	0.
b_2	2.49	3.20	2.57	3.08

Tabla 5.3: *Parámetros del ajuste $b_1 + b_2/\sqrt{E_0}$ a la resolución energética usando ρ^c_{hump} en función de la energía primaria.*

nos sirve para deducir la energía primaria. Hemos calculado las precisiones en la energía que pueden alcanzarse mediante el uso de este procedimiento en los dos observables energéticos. En la práctica, hemos encontrado que esta corrección independiente del primario es la misma que la dependiente del primario en el caso de $\overline{N_e}^c$. De aquí que sólo hayamos representado en la figura 5.16 las precisiones obtenidas en el caso de $\overline{\rho}^c_{hump}$. Como es habitual, hemos ajustado estas resoluciones a $b_1 + b_2/\sqrt{E_0}$. El resultado de estos ajustes está tabulado en la tabla 5.3. Nótese que la precisiones que se alcanzan con $\overline{\rho}^c_{hump}$ son, en general, peores que las obtenidas usando directamente ρ_{hump}. Es el precio a pagar para lograr una reconstrucción de la energía independiente del primario.

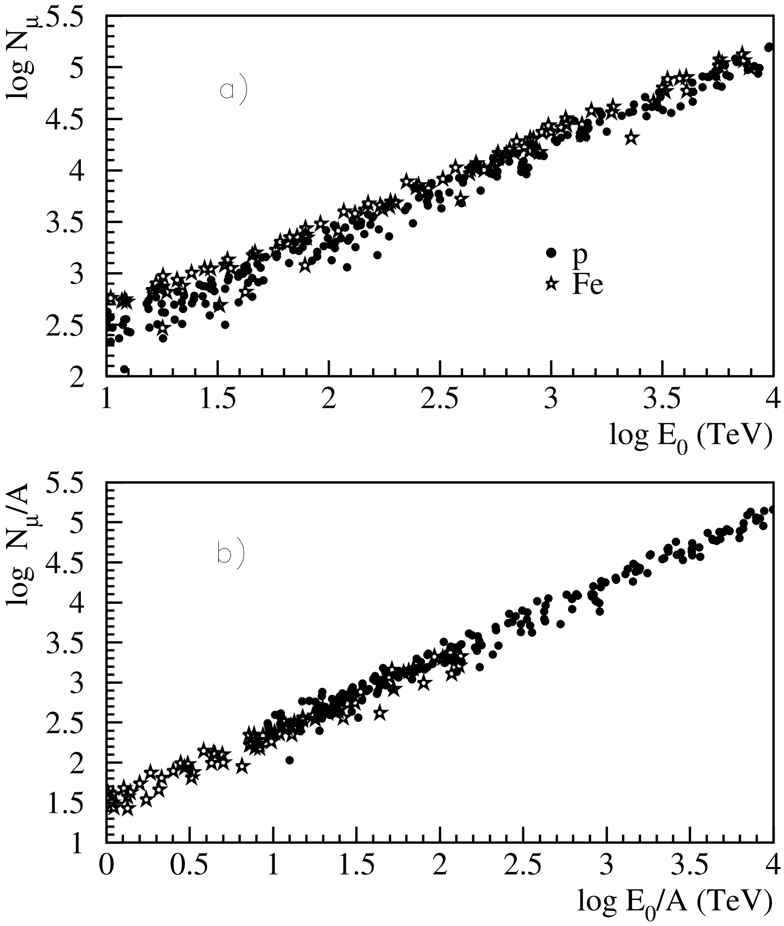


Figura 5.17: *a) N_μ frente a E_0 y b) N_μ por nucleón frente a E_0 por nucleón para cascadas creadas por p y Fe pertenecientes a L1.*

5.6 Número de muones

Describimos en esta sección un método para reconstruir E_0 de una forma independiente del primario usando N_μ y N_e (o la luz Cherenkov). Este método está basado en sucesos de L1, esto es, no lo hemos aplicado a un detector realista, aunque los medios para ponerlo en práctica existen en un gran número de experimentos (y un método similar se ha desarrollado y puesto en práctica en HEGRA [79]).

N_μ ha sido empleado tradicionalmente para estimar la energía primaria. La correlación entre N_μ y E_0 depende del primario, dado que N_μ está directamente relacionado con la energía hadrónica de la cascada E_{had} y E_{had} depende de la naturaleza de la partícula. Esta dependencia queda patente en la figura 5.17a. El MS nos permite predecir el comportamiento de los diferentes primarios. Un núcleo de masa A y energía E_0 debe producir A veces más muones que una cascada protónica de energía E_0/A. Hemos representado en la figura 5.17b N_μ/A frente a E_0/A para cascadas iniciadas por protones y núcleos de hierro para mostrar que ambos primarios siguen realmente una misma dependencia con E_0/A. Esta dependencia sigue una ley:

$$\log \frac{N_\mu}{A} = \eta \log \frac{E_0}{A} + logK \tag{5.12}$$

siendo η y K constantes que dependen del ángulo cenital. Esta ley nos permite predecir $N_\mu(E_0)$ para cualquier primario:

$$N_\mu = K \; E_0^\eta \; A^{1-\eta} \tag{5.13}$$

y la proporción entre la multiplicidad de un núcleo de masa A y el protón:

$$\frac{N_\mu(A)}{N_\mu(p)} = A^{1-\eta} \tag{5.14}$$

El tamaño de la cascada se comporta de una manera semejante:

$$N_e = K' \; E_0^{\eta'} \; A^{1-\eta'} \tag{5.15}$$

Por lo que podemos definir un parámetro:

$$\xi_e = N_\mu \; N_e^{-(1-\eta)/(1-\eta')} = K'' \; E_0^{\eta''} \tag{5.16}$$

relacionado con E_0 de forma independiente del primario. Nos referiremos al cociente -(1-η)/(1-η') como α por analogía con las secciones 5.3 y 5.5. Estos mismo argumentos pueden aplicarse a un parámetro definido como:

$$\xi_{hump} = N_\mu \; L_{hump}^{-(1-\overline{\eta})/(1-\overline{\eta}')} = K'' \; E_0^{\overline{\eta}''} \tag{5.17}$$

Hemos calculado las resoluciones energéticas que se obtienen usando ξ_e y ξ_{hump} en la librería L1 (ver figura 5.18). Se han ajustado estas resoluciones a $b_1 + b_2/\sqrt{E_0}$. Los resultados de este ajuste se listan en la tabla 5.4. Como las resoluciones energéticas se han calculado para L1 (sin fluctuaciones experimentales), no admiten comparación con las obtenidas en las últimas secciones (basadas en L2, esto es, considerando errores experimentales).

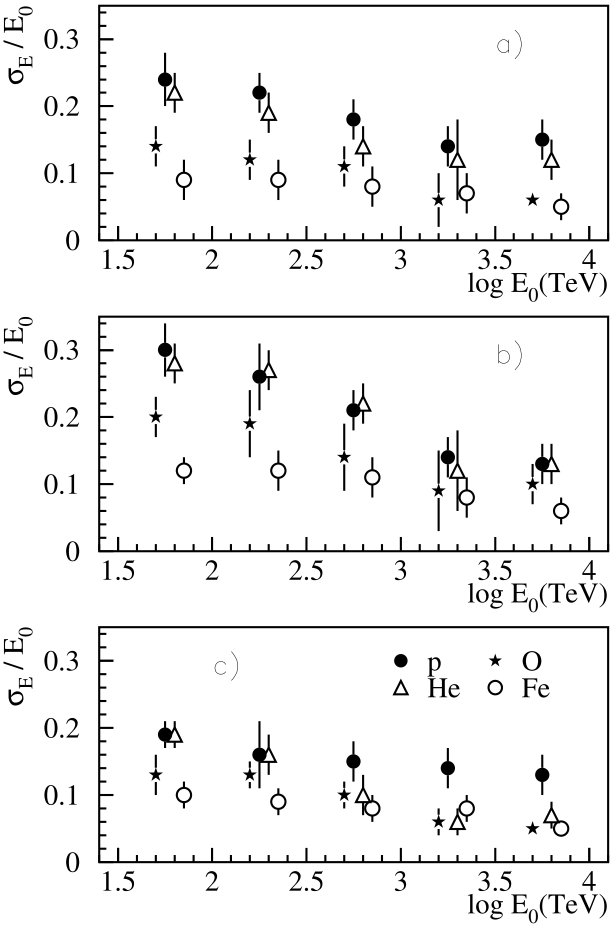


Figura 5.18: *Errores en la reconstrucción de la energía mediante N_μ, ξ_e y ξ_{hump} para primarios de L1. α es igual a 0.5 para los dos ξ's.*

	p	He	O	Fe
a_1	0.14	0.11	0.05	0.05
a_2	0.90	0.90	0.75	0.33
b_1	0.12	0.14	0.09	0.07
b_2	1.48	1.23	0.86	0.45
c_1	0.13	0.05	0.04	0.05
c_2	0.47	1.10	0.89	0.42

Tabla 5.4: *Parámetros del ajuste de la resolución energética frente a la energía primaria a $a_1 + a_2/\sqrt{E_0}$ para N_μ, a $b_1 + b_2/\sqrt{E_0}$ para ξ_e y a $c_1 + c_2/\sqrt{E_0}$ para ξ_{hump}. (librería L1).*

Capítulo 6

Espectro y composición química

Aplicaremos en este capítulo los métodos de reconstrucción de la energía primaria que hemos desarrollado a la medida del "espectro de todos los rayos cósmicos" (*all-particle spectrum*), esto es, el espectro de los RC sin distinción de la especie. Detallaremos en primer lugar la selección que hemos llevado a cabo en los datos experimentales registrados en las matrices del experimento HEGRA. Obtendremos a continuación el espectro del tamaño de la cascada y de la densidad de luz Cherenkov y, finalmente, el espectro de la energía primaria.

6.1 Selección de datos

6.1.1 Selección de periodos

Hemos seleccionado datos registrados por las dos matrices de HEGRA (AIROBICC, al que nos referiremos en lo que sigue como AIR; y centelleador, en los que sigue SC) en el periodo comprendido entre el 15-10-95 y el 14-5-96 y entre el 8-9-96 y el 17-10-96. Estos periodos se caracterizan por su estabilidad general términos en hardware y software.

Los datos se toman en sesiones ("runs"). Cada run se divide, a su vez, en subrunes que agrupan un total de 50000 sucesos. El periodo seleccionado suma un total de 262 subrunes. El siguiente paso de la selección de datos consiste en la selección de subrunes óptimos. En primer lugar, se eliminan aquellos en los cuales las condiciones atmosféricas (humedad, visibilidad, velocidad del viento) no son buenas y aquellos que sufren algún problema puntual de hardware. A continuación, se construyen las distribuciones de los

Cortes en sucesos	Cortes de calidad en el subrun
-	triggers AIR / triggers totales > 0.7
casetas AIR > 9 dirección AIR OK	$0.23 < (\theta < 15°)/\forall\theta < 0.27$ $3.7 \cdot 10^5 < \sum fotones < 3.7 \cdot 10^5$
ajuste luz OK distancia borde > 30 m	$64 \text{ m} < r_L < 74 \text{ m}$
casetas SC > 14	$4.35 < \log N_s < 4.5$
casetas AIR > 25 casetas SC > 40	$62 \text{ m} < r_L < 70 \text{ m}$ $0.26 < \log N_s/\rho_{90} < 0.36$

Tabla 6.1: *Criterios de selección de subrunes. En la primera columna, se describen los cortes que se aplican en las distribuciones. Cada nueva línea añade un nuevo corte a los anteriores. En la segunda columna, mostramos el intervalo en el cual se ha aceptado la mediana correspondiente.*

observables más importantes y se eliminan los subrunes que se desvían en exceso de la mediana, tal y como se detalla en la tabla 6.1. El número de subrunes que pasan estos cortes es de 215, o sea, un 82% del conjunto inicial.

6.1.2 Selección de sucesos

A continuación se procede a realizar una serie de cortes de calidad en los sucesos. Estos cortes elevan la energía umbral de detección de las matrices

Número inicial de sucesos $= 10.750 \cdot 10^6$
Dirección y core reconstruidos Distribuciones laterales ajustadas con éxito $\theta < 15°$ Mínima distancia al borde array > 20 m $0.2 <$ edad <1.6 Número casetas AIR > 25 Número casetas SC > 50
Número final de sucesos $= 2.01 \cdot 10^5$ (1.87%)

Tabla 6.2: *Criterios de selección de sucesos. θ representa a los ángulos cenitales reconstruidos por ambas matrices. El corte del borde exige que el core reconstruido promedio de los dos arrys caiga a más de 20 m de distancia al borde.*

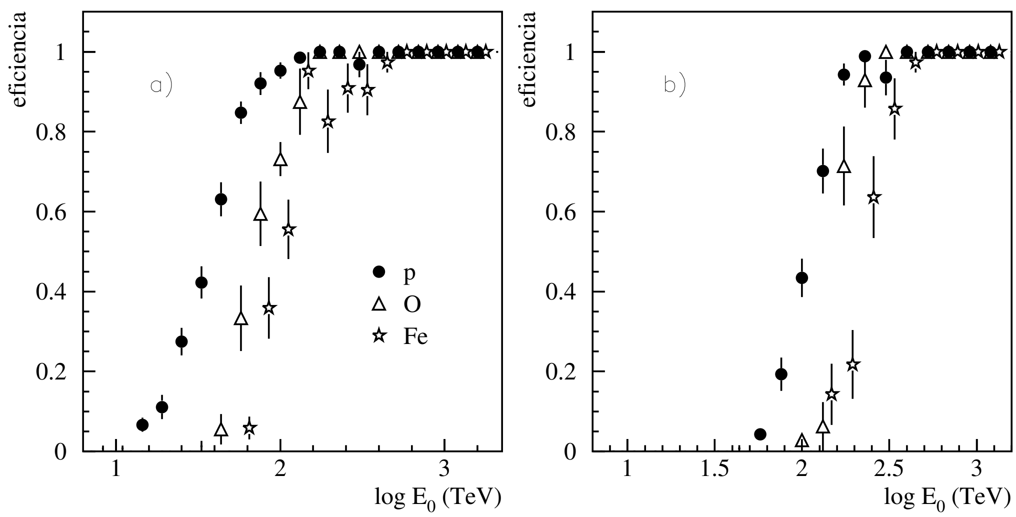


Figura 6.1: *Eficiencia de detección de sucesos de MC a 10 ° de incidencia vertical. En el caso de a) solo se ha aplicado la condición de trigger, mientras en b) se han exigido todas los cortes de selección de sucesos listados en el texto.*

pero garantizan una mejor recontrucción de los parámetros de la cascada. Primera condición es que se hayan reconstruido dirección y posición del core de la cascada con ambas matrices. Se exige también que los ajustes laterales a las partículas y la luz hayan convergido. El resto de los cortes se listan en la tabla 6.2. Los cortes en el número de casetas sólo dejan pasar los sucesos de 300 TeV de energía, como ilustra la figura 6.1. Se eliminan así sucesos pequeños para los que la reconstrucción de los parámetros es siempre de peor calidad. Dado que el espectro cae muy rápidamente, el número de sucesos que sobreviven a este corte es muy reducido, en torno a un 5%. Se han seleccionado sólo sucesos de ángulo cenital pequeño, por debajo de 15° , con el fin de permitir una comparación directa con los sucesos de MC generados a 10° . El número inicial de sucesos sin aplicar ningún corte es de $10.750 \cdot 10^6$. El de los que sobreviven a todos los cortes es de $2.01 \cdot 10^5$, un 1.87% del número inicial.

En la figura 6.1 mostramos la eficiencia de detección de las dos matrices combinadas para sucesos de MC a 10° de incidencia vertical generados a más de 20 m del borde de las matrices. En 6.1a sólo se ha exigido que el suceso cumpla las condiciones de *trigger* de los arrays reales, mientras en 6.1b hemos impuesto además todos los cortes de calidad que hemos enumerado. Puede observarse que la eficiencia es 1 por encima de $\sim$ 400 TeV.

Con la figura 6.2 estudiamos el efecto del corte en la distancia al borde del *array* sobre sucesos simulados de MC. Se han tomado sucesos de todos

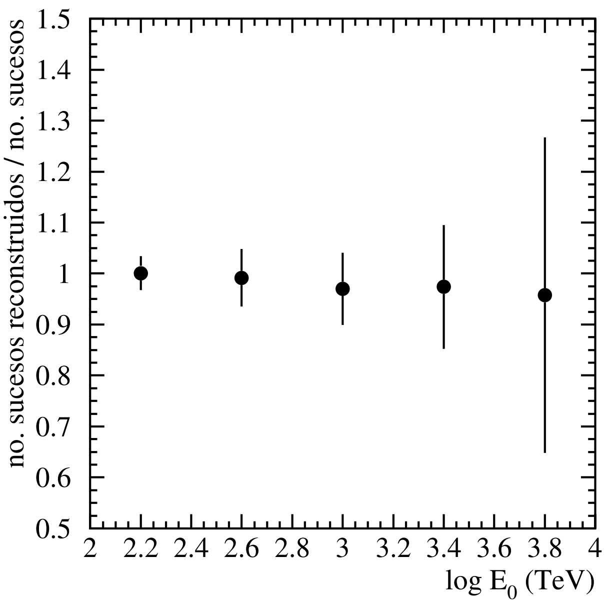


Figura 6.2: *Eficiencia de reconstrucción dentro del cuadrado interior de 70× 70 m para sucesos de 10 ° de incidencia vertical.*

los primarios, a 10° de incidencia y con los 20 desplazamientos definidos en el capítulo 3, o sea, con *cores* simulados tanto fuera como dentro de las matrices. Hemos representado la relación entre el número de sucesos que se han generado dentro del cuadrado de 70×70 m y el número de sucesos generados tanto dentro como fuera del array que se han reconstruido dentro del cuadrado. Puede observarse que, aunque de forma poco significativa, la relación disminuye desde cerca de 1 a 100 TeV a aproximadamente 0.95 a 10 PeV. El efecto sobre el índice espectral es muy pequeño, del orden de 0.01.

6.2 Espectro

Presentamos en esta sección el resultado de la medición de tres tipos de espectro: el del tamaõ de la cascada, el de la luz en el hump y el de la energía primaria. Además de servirnos como prueba de consistencia interna, los dos primeros espectros admiten una comparación directa con otros experimentos de cascadas atmosféricas los cuales, en general, se ven reducidos a la medida de este tipo de espectros y no tienen acceso a una medida no sesgada de E_0.

El flujo se calcula a partir del número de sucesos registrados, el área del array y el ángulo sólido que caen dentro de los cortes que hemos impuesto, y el tiempo efectivo en el que se han registrado estos sucesos. Para calcular el tiempo efectivo de medida, representamos la distribución de intervalos de

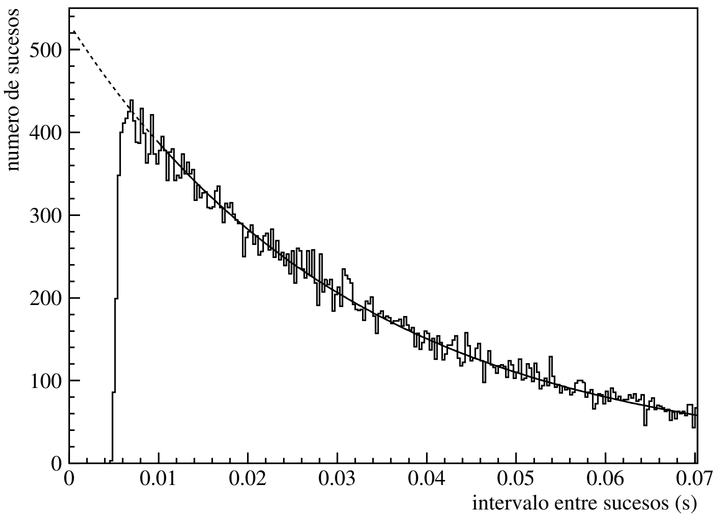


Figura 6.3: *Distribución de intervalos de tiempo entre sucesos consecutivos en un subrun típico. El ajuste a $Ke^{-R\cdot t}$ nos proporciona el ritmo de detección de sucesos en ausencia de tiempo muerto R.*

tiempo entre sucesos consecutivos (ver figura 6.3). Esta distribución exhibe una caída muy rápida en torno a 5 ms debida al tiempo muerto del detector. Para tener esto en cuenta, se ajusta el histograma a la exponencial $\mathrm{K}e^{-R\cdot t}$, que nos permite calcular directamente el ritmo de detección de sucesos del detector en ausencia de tiempo muerto R. Mediante este ritmo de detección, el ritmo de detección medido y el tiempo de medida, podemos deducir el tiempo efectivo de medida. Para los subrunes seleccionados, obtenemos un total de 492952 s (136.93 h).

6.2.1 Espectro de N_e y luz

La mayor parte de los experimentos que detectan cascadas atmosféricas en tierra sólo pueden medir el espectro del tamaño de la cascada. Con vistas a la comparación con estos resultados previos, vamos a calcular este espectro así como el de la luz en el *hump*.

Calcularemos N_e mediante un ajuste a la fórmula NKG, tal y como describimos en el capítulo 3. A energías por encima de 1 PeV, las casetas de centelleador cercanas al *core* de la cascada se saturan, esto es, su comportamiento deja de ser lineal y han de ser eliminadas antes de proceder al ajuste. El resultado es que el extremo inferior del ajuste deja de estar en 0 m de distancia radial y se aleja del *core* en una magnitud que depende de la energía y el desarrollo de la cascada. En el apéndice A, estudiamos el efecto del cambio del intervalo de ajuste en los sucesos simulados de MC.

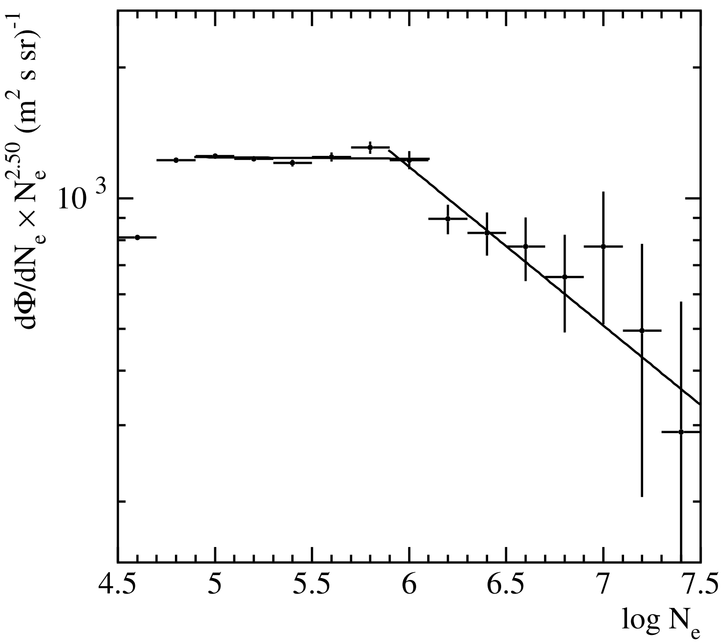


Figura 6.4: *Espectro del tamaño de la cascada. Ha sido multiplicado por $N_e^{2.50}$ para sacar a la luz estructuras menores.*

La conclusión que se extrae es que N_e ha de ser corregido dependiendo de la posición de la primera caseta no saturada. En lo sucesivo realizaremos siempre esta corrección sobre N_e.

El espectro diferencial de N_e se muestra en la figura 6.4. Ha sido multiplicado por $N_e^{2.50}$ para poner en evidencia pequeñas estructuras. Hasta log $N_e = 6.0 \pm 0.1$, el espectro puede ajustarse a la ley:

$$\frac{d\Phi}{dN_e} = (560 \pm 80) \cdot N_e^{-(2.50 \pm 0.02)} \, (m^2 \cdot s \cdot srad)^{-1} \tag{6.1}$$

Más allá del cambio de pendiente, la *rodilla*, el espectro puede ajustarse a:

$$\frac{d\Phi}{dN_e} = (10 \pm 4) \cdot 10^4 \cdot N_e^{-(2.86 \pm 0.03)} \, (m^2 \cdot s \cdot srad)^{-1} \tag{6.2}$$

No obstante, como puede observarse en la figura, el espectro muestra estructura más compleja que estos simple ajustes. Por debajo de la *rodilla*, en torno a log N_e 5.8-6.0, la pendiente decrece de forma significativa. Por encima, en el intervalo de log N_e 6.0-6.3 se aprecia una caída más rápida de la registrada en el ajuste, seguida de una posterior recuperación. Más allá de la *rodilla*, otras posibles subestructuras estarían ocultas por la escasa estadística.

Hemos calculado la luz en el *hump* a partir del ajuste interior definido en el capítulo 3. Mostramos en la figura 6.5 el espectro de la luz obtenido. Al

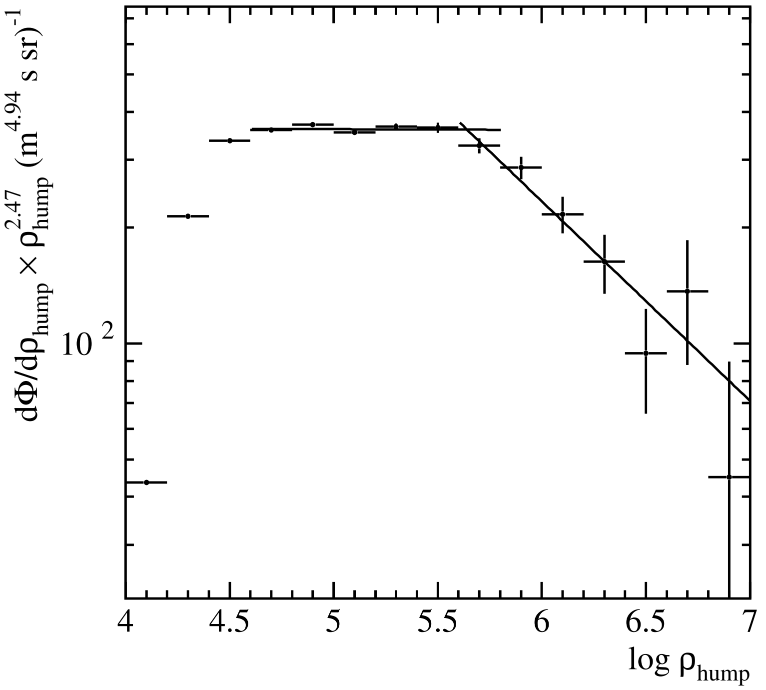


Figura 6.5: *Espectro de ρ_{hump}. Ha sido multiplicado por $\rho_{hump}^{2.47}$ para hacer más observables estructuras menores.*

igual que en el caso del espectro de N_e, lo hemos multiplicado por $\rho_{hump}^{2.50}$ para hacer más visible cualquier pequeña estructura. Hemos hecho dos ajustes, uno de ellos en la región anterior a la *rodilla*, que nos da:

$$\frac{d\Phi}{d\rho_{hump}} = (350 \pm 50) \cdot \rho_{hump}^{-(2.53\pm0.02)}\ (s \cdot srad)^{-1} \tag{6.3}$$

y el segundo en el rango más allá de la *rodilla*:

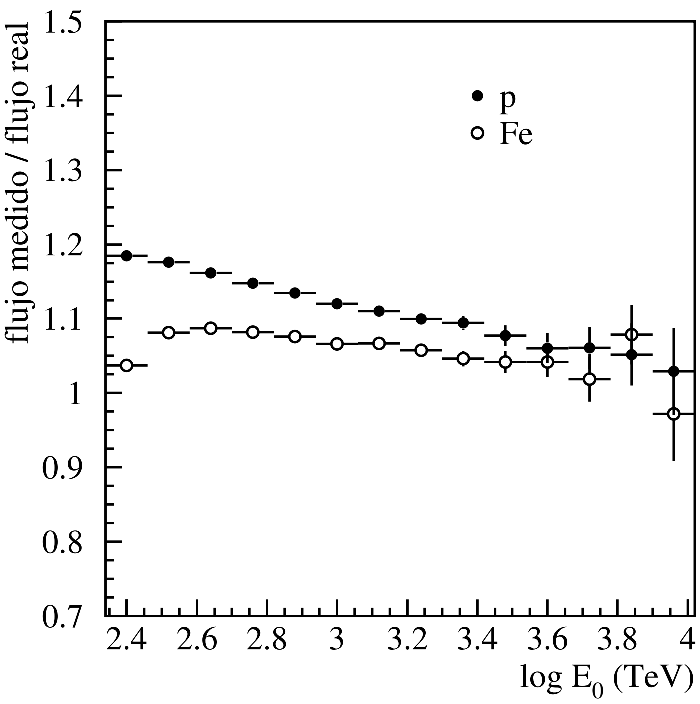
$$\frac{d\Phi}{d\rho_{hump}} = (20 \pm 7) \cdot 10^6 \cdot \rho_{hump}^{-(3.35\pm0.08)}\ (s \cdot srad)^{-1} \tag{6.4}$$

6.2.2 Espectro de energía

En esta sección aplicaremos los métodos de determinación de la energía que introdujimos en el capítulo anterior para medir el espectro de energías de todos los RC. En lo sucesivo, nos referiremos a la energía reconstruida mediante el método basado en N_e como $E(N_e)$ y a la reconstruida usando ρ_{hump} como $E(\rho_{hump})$.

La resolución energética finita de ambos métodos altera el flujo de RC medido. Hemos estudiado el efecto de las resoluciones energéticas obtenidas

Figura 6.6: *Efecto de la resolución energética de $E(\rho_{hump})$ en la medida del flujo sobre sucesos simulados por MC. El flujo medido siempre sobreestima el verdadero en un factor que depende del primario y la energía.*



en el capítulo 5 sobre sucesos simulados por MC que siguen un espectro $E^{-2.6}$. El efecto se muestra en la figura 6.6 para los dos casos más extremos, el de $E(\rho_{hump})$ para protones y núcleos de hierro. Hemos comprobado que, para el caso de $E(N_e)$, el efecto para todos los primarios está comprendido entre los puntos representados y, dado que las resoluciones son practicamente independientes del primario, no hay apenas diferencia entre las distintas especies. Como puede verse en la figura, la medida sobreestima el flujo real en una cantidad que disminuye con la energía. Hemos comprobado que esta disminución está asociada con la mejora en la resolución energética. El efecto global de la disminución de $\Phi(medido)/\Phi(real)$ es que el índice espectral medido es siempre mayor que el real. En el caso mostrado en la figura, el índice espectral γ para protones se sobreestima en 0.04 y γ para núcleos de hierro en 0.02.

Los espectros obtenidos con los dos métodos de medida de la energía se muestran en la figura 6.7. Ambos han sido corregidos por la resolución energética. Se observa la *rodilla* en log E=3.35$\pm$0.1, esto es, a una energía de 2.3$\pm$0.5 PeV. Hemos ajustado el espectro por debajo del cambio de pendiente

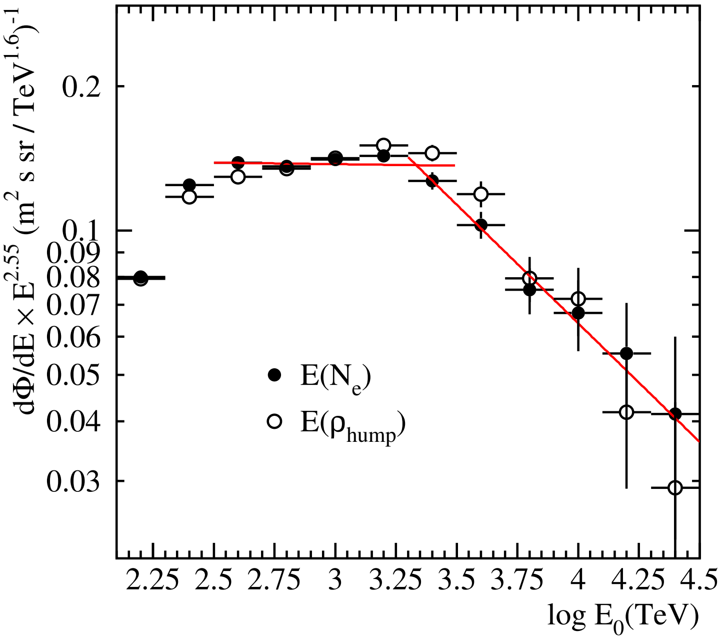


Figura 6.7: *Espectro de energías calculado con los dos métodos de reconstrucción de la energía.*

a una ley de potencias con los siguientes resultados:

(6.5)
$$E(N_e)\ :\ \frac{d\Phi}{dE} = (14 \pm 1)\cdot 10^{-2}\cdot E^{-(2.55\pm 0.02)}\ (m^2\cdot s\cdot srad\cdot TeV)^{-1}$$

(6.6)
$$E(\rho_{90})\ :\ \frac{d\Phi}{dE} = (7 \pm 1)\cdot 10^{-2}\cdot E^{-(2.45\pm 0.02)}\ (m^2\cdot s\cdot srad\cdot TeV)^{-1}$$

Tras la *rodilla*, el espectro se puede ajustar a:

$$E(N_e)\ :\ \frac{d\Phi}{dE} = (11 \pm 3)\cdot E^{-(3.12\pm 0.03)}\ (m^2\cdot s\cdot srad\cdot TeV)^{-1} \tag{6.7}$$

$$E(\rho_{90})\ :\ \frac{d\Phi}{dE} = (15 \pm 2)\cdot E^{-(3.14\pm 0.02)}\ (m^2\cdot s\cdot srad\cdot TeV)^{-1} \tag{6.8}$$

Tampoco en este caso es el ajuste a una sola ley de potencia una descripción satisfactoria del comportamiento del espectro. Más allá de la *rodilla*,

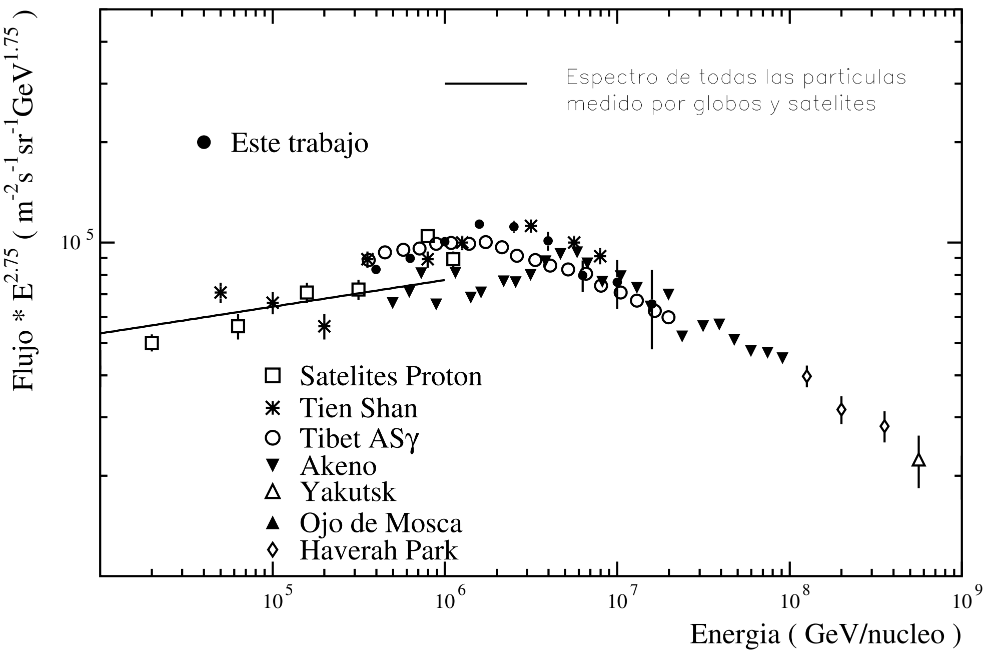


Figura 6.8: *Comparación de los espectros obtenidos con los resultados compilados en [6].*

el índice espectral sólo es estrictamente igual a 3.13 en la media década que sigue al cambio de pendiente. Por encima de 3 PeV y hasta 30 PeV, el índice cae en ambos espectros a 3.0±0.1. Es imposible decir nada concluyente sobre otras subestructuras (como las mencionadas en [80]) dentro de los errores.

En la figura 6.8, mostramos la comparación del espectro medido con los resultados experimentales compilados en [6]. Existe un acuerdo satisfactorio con los flujos de las experimentos de cascadas atmosféricas de Tibet y Tien Shan así como con los resultados de los satélites Proton en todo el rango estudiado. Se observa discrepancia con la posición exacta de la *rodilla* y el flujo antes de esta estructura medidos por el *array* de Akeno. El acuerdo con los índices espectrales de los otros experimentos es bastante bueno, incluso para el caso de Akeno (consultar referencias de todos estas medidas experimentales en [6]).

6.3 Composición química

Como vimos en el primer capítulo, la medida de X_{max} es fundamental en la determinación de la composición química de los RC. Es posible obtener conclusiones al respecto de varias formas:

- Valor medio de X_{max} a una determinada E_0.
- Fluctuaciones de X_{max} a una determinada E_0.
- Elongación D, definida como la variación de $<X_{max}>$ con E_0: $D = d <X_{max}> / d \log E_0$.

Todos estos métodos se fundamentan en la comparación de las medidas experimentales con las resultados obtenidos mediante simulaciones de MC. En este trabajo, nos basaremos en los modelos de interacción hadrónica introducidos en el capítulo 3, así como en las resultados de la comparación de varios otros modelos dentro del programa CORSIKA que se puede encontrar en [43].

6.3.1 Elongación

Empezaremos por determinar el valor medio de X_{max} para toda la región de energías de interés. X_{max} se deduce del radio de luz de la forma detallada en la sección 5.2. r_L se obtiene a partir del ajuste interior definido en el capítulo 4.

El hecho de que las fluctuaciones del tamaño de la cascada y la luz en el *hump* dependan de X_{max} introduce un sesgo en la dependencia de X_{max} frente a E_0. En la figura 6.9 representamos el valor medio de X_{max} en función de la energía para sucesos de MC iniciados por protones y núcleos de hierro. En los puntos marcados con "MC" se ha utilizado la energía original alimentada en la simulación. Para los puntos indicados con N_e, la energía se ha obtenido directamente a partir del tamaño de la cascada sin hacer ningún tipo de corrección y asumiendo el conocimiento previo del primario (de la ecuación 5.1). El resto de los puntos corresponden a la corrección independiente del primario introducida en el capítulo 5. α=2.0 es el parámetro óptimo mientras α=1.5 supone dejar un cierta dependencia en X_{max}. Puede observarse que, tanto en el caso de cascadas iniciadas por protones como en aquellas iniciadas por núcleos de hierro, la energía reconstruida con α=2.0 no siempre nos permite obtener de forma exacta $<X_{max}>$. Se hará necesario, pues, hacer una corrección en las medidas experimentales. En el caso de la energía obtenida directamente a partir de N_e, el sesgo es muy grande y $<X_{max}>$ es siempre del orden de un 10% mayor que el real. Se ha comprobado que sucede lo mismo cuando se estima E_0 con ρ_{hump}, aunque el efecto no es tan pronunciado dado que ρ_{hump} no sufre una dependencia con X_{max} tan acusada como N_e.

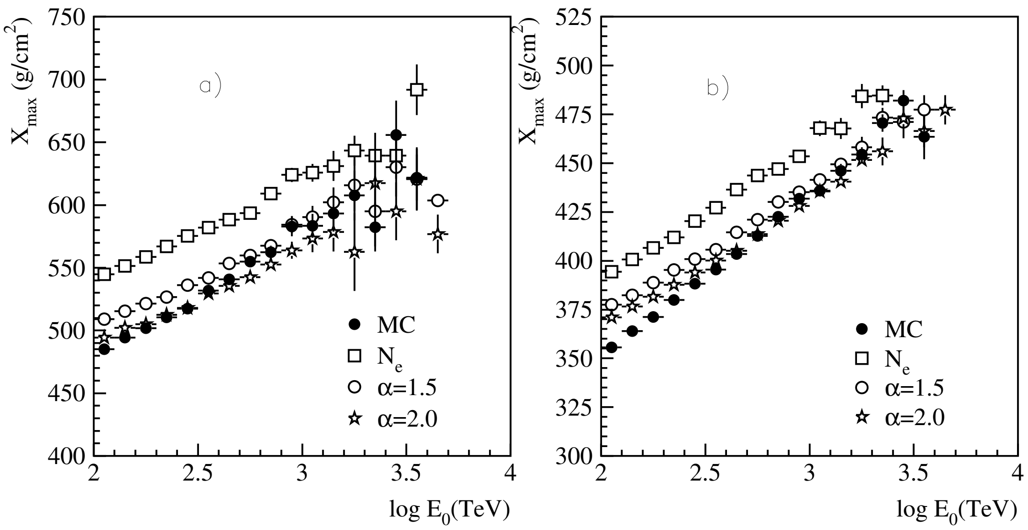


Figura 6.9: *$<X_{max}>$ en función de la energía en sucesos de MC. Los puntos se han obtenido con el valor de E_0 alimentado al MC, los cuadrados con una E_0 obtenida a partir de N_e sin ningún tipo de corrección por X_{max}, y los círculos abiertos y estrellas corresponden a la E_0 reconstruida con dos correcciones distintas (ver texto).*

En la figura 6.10 mostramos X_{max} en función de la energía para datos experimentales y simulaciones de cascadas iniciadas por protones y núcleos de hierro basadas en varios modelos hadrónicos [43]. La elongación medida es de 90±5 g/cm^2, muy próxima a la elongación que la mayor parte de los modelos hadrónicos considerados predicen para cascadas iniciadas por protones y hierros. Esto, por tanto, no apunta a un cambio importante en la composición química, como veremos en detalle más abajo.

Comparamos en la figura 6.11 los distintos resultados experimentales de los que hablamos en el capítulo 1 con la presente medición. Los puntos representados son la media de los obtenidos por los dos métodos. Nuestras medidas confirman dentro de las barras de error los resultados de Adelaida y Yakutsk a las energías por debajo de la *rodilla* y muestran la misma elongación que el resto de resultados a más altas energías. Obsérvese que, en casi todo el rango de energías de esta medida, la precisión en la determinación de X_{max} es muy superior a la de todos los resultados anteriores.

6.3.2 Valor medio y fluctuaciones de X_{max}

A continuación nos valdremos de las distribuciones de X_{max} con el fin de obtener una medida grosera de la composición química de los RC. Las fluc-

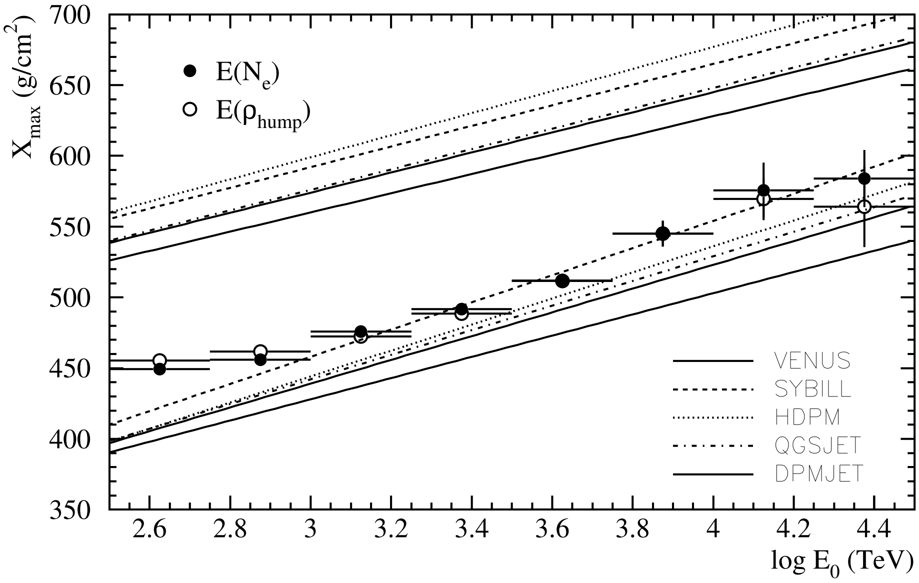


Figura 6.10: *Los puntos representan los medidas experimentales de X_{max} obtenidas con ambos métodos de reconstrucción de la energía. Las líneas corresponden al comportamiento teórico esperado en base a los modelos de interacción hadrónica aplicados en las simulaciones de MC de [43].*

tuaciones de la posición del máximo intrínsecas al desarrollo de la cascada nos impiden obtener una composición detallada elemento a elemento o grupo de elementos a grupo de elementos como es habitual a más bajas energías. Dividiremos, por tanto, todos los RC en ligeros (H y He) y pesados (grupo del CNO, del Ne-S y del Fe) y obtendremos la proporción P_{LT} de elementos ligeros al total de RC.

Para cada energía primaria considerada, obtenemos las distribuciones de X_{max} para los datos simulados de MC. Estas distribuciones se ajustan a funciones gaussianas. Obtenemos que el valor medio de estas gaussianas depende del log E_0 de forma lineal:

$$< X_{max} >= X_0 + D \cdot \log E_0 \tag{6.9}$$

Y que también la anchura de las gaussianas se puede describir con una dependencia lineal con log E_0:

$$\sigma(X_{max}) = \sigma_0 - d \cdot \log E_0 \tag{6.10}$$

En la tabla 6.3 mostramos los parámetros de los que nos hemos servido para todos los primarios hadrónicos simulados a 10° .

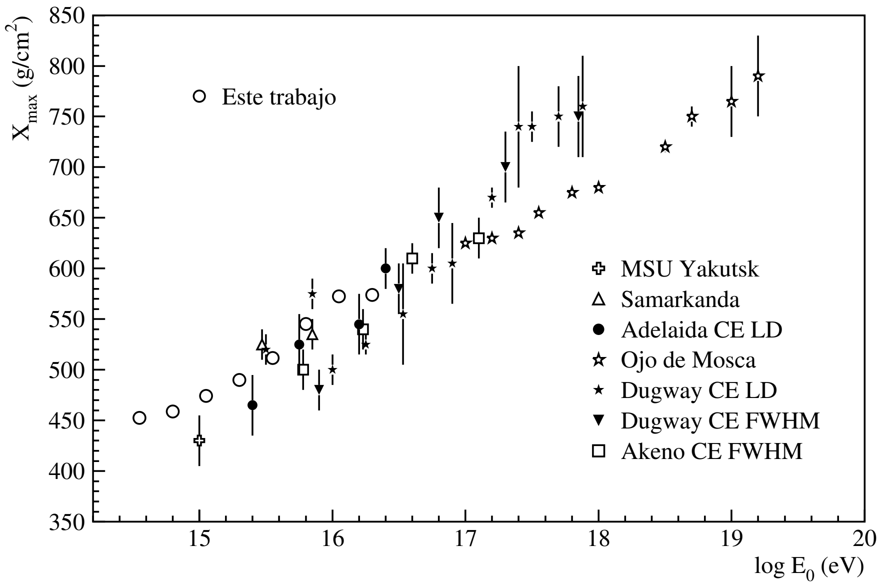
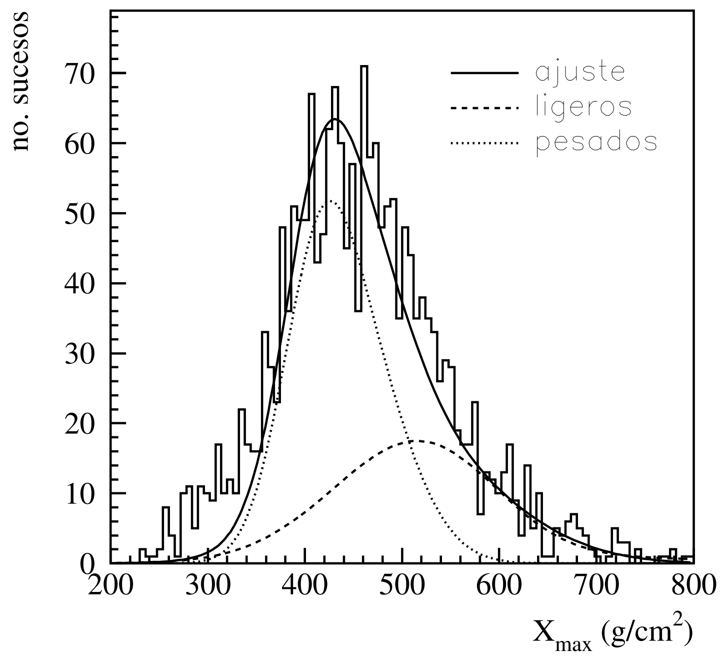


Figura 6.11: *Medidas experimentales de X_{max} realizadas hasta la fecha junto con los resultados de este trabajo. X_{max} se obtuvo como la media de los X_{max} determinados con los dos métodos de determinación de E_0.*

A continuación compararamos los datos reales con los simulados. Se identifica un grupo de RC ligeros con la suma del H y del He, en proporción 1 a 1, y otro grupo de RC pesados como la suma del O y el Fe, también en proporción 1 a 1. Cada distribución de X_{max} obtenida experimentalmente se ajusta a una función obtenida a partir de las sumas de gaussianas de los dos

primario	X_0	D	σ_0	d
H	290	90	134	20
He	250	90	134	20
O	205	90	106	20
Fe	165	90	96	20

Tabla 6.3: *Parámetros de las dependencias con log E_0 del valor medio y la anchura de los ajustes gaussianos a las distribuciones de X_{max} de los sucesos simulados de MC a 10 ° de incidencia vertical.*



Ejemplo de ajuste con la posición de $<X_{max}>$ fijo en el intervalo de 750 a 1000 TeV.

grupos de MC. El ajuste nos permite obtener la proporción de ambos grupos. Definimos P_{LT} como la proporción del grupo ligero en el total de todos los RC. Realizamos otro ajuste en el que permitimos que las distribuciones de MC se desplacen libremente (la idea fue propuesta inicialmente en [82]). Con este tipo de ajuste, intentamos ser máximamente sensitivos a las anchuras de las distribuciones experimentales, en contraste con el otro, para el que la sensibilidad sería mayor a las posiciones absolutas de las distribuciones. En la figura 6.3.2 ilustramos estos ajustes.

La figura 6.12 muestra la proporción P_{LT} obtenida con ambos métodos de medida de la energía y el ajuste sin desplazamiento de las distribuciones de MC. Incluimos también la única medida de esta cantidad en las proximidades de esta región de energías, la que proporciona el experimento JACEE (ver capítulo 1). A los errores que muestra la figura hay que añadir varios errores sistemáticos. En primer lugar, el del $<X_{max}>$ de los elementos ligeros, que está en torno a ±10 g/cm^2 y tiene un efecto en la medida de P_{LT} de aproximadamente ±0.1. En segundo lugar, como puede verse en la figura 6.10, tambie'n hay importantes diferencias entre los $<X_{max}>$ que resultan de los distintos modelos de interacción hadrónica. Estas diferencias también son del orden de ±10 g/cm^2 y añaden otro ±0.1 sistemático a P_{LT}. La composición es constante hasta 3 PeV, con una proporción prácticamente igual de primarios pesados y ligeros. Por encima de 3 PeV (aproximadamente la posición de la *rodilla* del espectro), P_{LT} parece crecer hasta 0.65 pero los

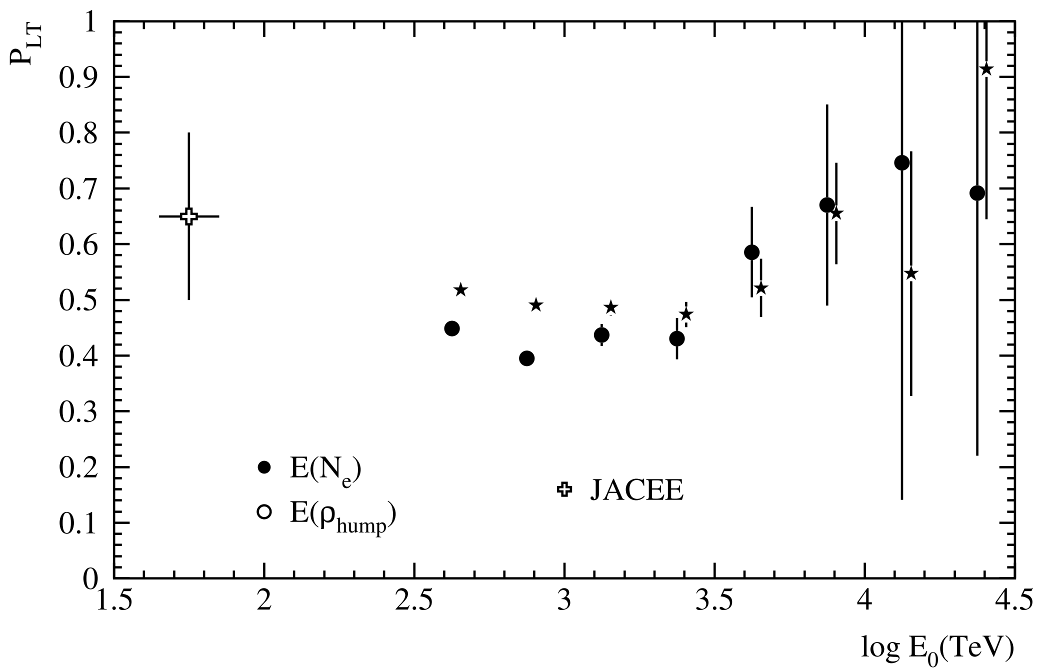


Figura 6.12: *Proporción P_{LT} de elementos ligeros al total de todos los RC obtenido con los dos métodos de medida de la energía y el procedimientos de ajuste de distribuciones fijas de MC. Las barras de error corresponden del error en el ajuste. El error sistemático se discute en el texto.*

errores debidos a la falta de estadística son demasiado grandes para llegar a una conclusión definitiva.

El procedimiento de ajuste con desplazamiento libre de las distribuciones es extremadamente sensible a la anchura de las distribuciones de MC. Para cuantificar este efecto, tomamos los valores de las anchuras obtenidos en el MC y listados en la tabla 6.3 y los multiplicamos por un parámetro Ω. En la figura 6.13 mostramos cómo, para una energía primaria fija, el valor de P_{LT} que resulta del ajuste varía sensiblemente con el parámetro Ω. Desafortunadamente, las anchuras obtenidas para los datos simulados de MC sufren una gran incertidumbre debida a la escasa estadística de los datos simulados, sobre todo a energías por encima del PeV. Hemos tomado en consideración esta incertidumbre calculando P_{LT} en todo el rango de interés para toda una serie de valores de Ω que varían entre 0.8 y 1.2. Este rango de Ω corresponde al error en la determinación de las anchuras en la simulación de MC. En la figura 6.14, mostramos los resultados que hemos obtenido tomando en consideración este error sumado en cuadratura con el procedente del propio ajuste.

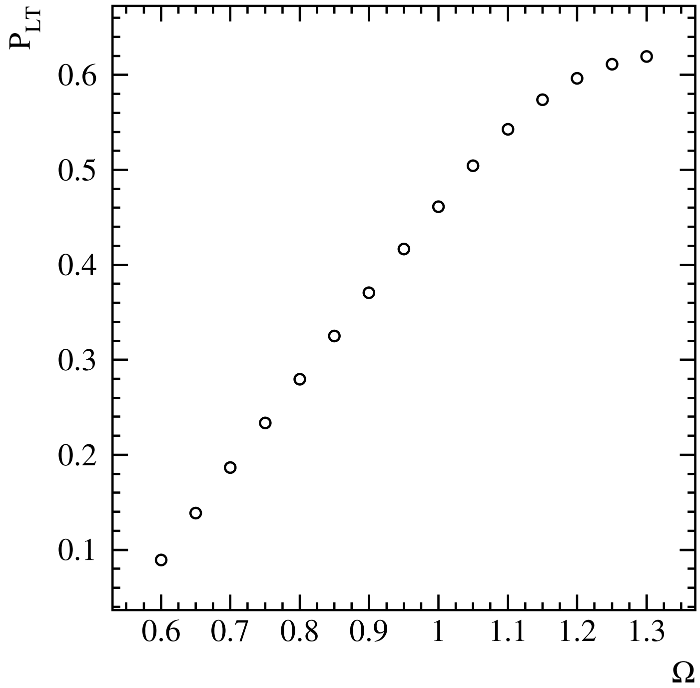


Figura 6.13: *Variación de P_{LT} con la anchura de las distribuciones de MC, relacionada con el parámetro Ω. Ver detalles en el texto.*

A los errores representados hay que añadir errores sistemáticos procedentes de la posición absoluta de $<X_{max}>$ en el MC, pues, no obstante permitimos un desplazamiento libre de las distribuciones en este tipo de ajuste, la separación entre la $<X_{max}>$ de los distintos primarios se mantiene fija. Como dijimos más arriba, los elementos ligeros sufren de una error en la media importante que podría afectar a P_{LT} hasta un máximo de un 0.1.

La tendencia obtenida en P_{LT} es también de una composición constante hasta la *rodilla* y luego un posible enriquecimiento en elementos ligeros de escasa significancia estadística. En consecuencia, ambos métodos apuntan a una composición que nunca se hace completamente pesada en la región de la rodilla. Tanto una composición completamente ligera como completamente pesada quedan excluidas.

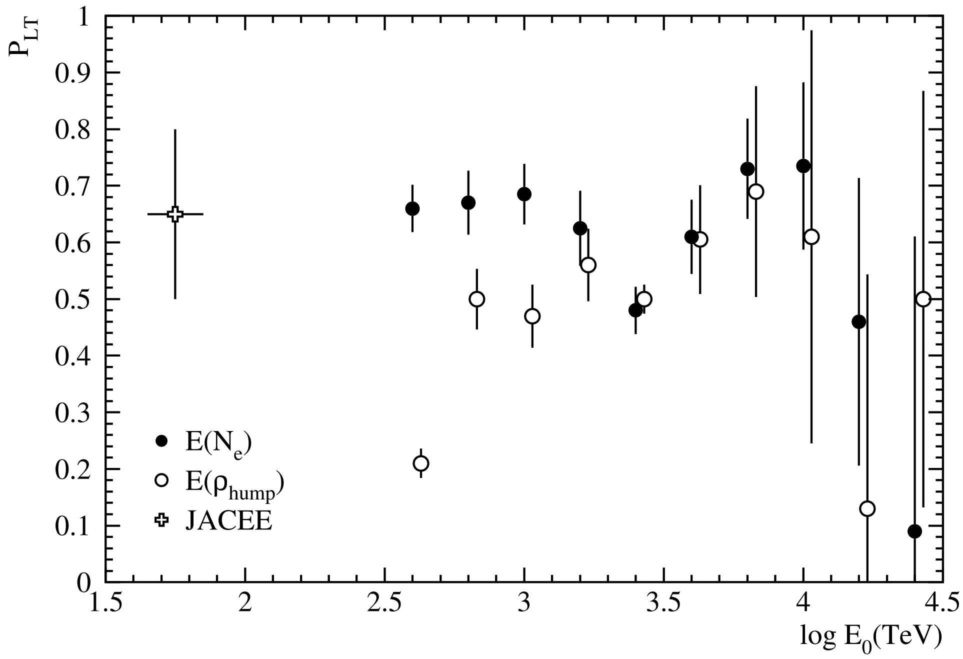


Figura 6.14: *Proporción P_{LT} de elementos ligeros al total de todos los RC obtenido con los dos métodos de medida de la energía y el procedimientos de ajuste de distribuciones libres de MC. Las barras de error corresponden a la suma cuadrática del error en el ajuste y del error resultante de tomar varias anchuras de MC como se describe en el texto. El error sistemático se discute en el texto.*

Conclusiones

Presentamos en este trabajo los resultados de la medida experimental del espectro y la composición química de los rayos cósmicos en la región energética de 300 TeV a 30 PeV mediante el detector HEGRA (matriz de centelleadores y AIROBICC). Esta medida experimental se basa en los nuevos métodos de cálculo de la energía primaria de los rayos cósmicos que hemos desarrollado con ayuda de una simulación de Monte Carlo.

Se ha simulado el desarrollo de las cascadas atmosféricas iniciadas por las partículas primarias con ayuda del programa CORSIKA (versión 4.068). Se han generado 25000 cascadas iniciadas por rayos γ y núcleos en el rango de 1 TeV a 10 PeV, registrándose los datos de las partículas que llegan al nivel del detector HEGRA. La respuesta del detector HEGRA a estas cascadas se ha estudiado mediante algoritmos que simulan tanto la reacción de los fotomultiplicadores de AIROBICC a los fotones Cherenkov y la de los detectores de centelleo a las partículas y fotones γ de la cascada, como la influencia de los dispositivos que forman parte de la electrónica. Los algoritmos de simulación del detector producen resultados directamente interpretables por el programa de análisis de datos reales de HEGRA, lo que hace posible una comparación directa de datos reales y simulados.

Esta simulación nos ha permitido desarrollar tres nuevos métodos de medida de la energía de los rayos cósmicos con independencia de la especie del núcleo primario. Tanto el tamaño de la cascada como la luz Cherenkov o el número de muones a tierra se han utilizado de forma tradicional para estimar la energía del rayo cósmico primario. Sufren, sin embargo, de una fuerte dependencia de la naturaleza del primario. Esta dependencia puede corregirse cuando conocemos la posición del máximo de la cascada. Este parámetro está relacionado con la pendiente de la distribución lateral de la luz Cherenkov, que es medible con la matriz AIROBICC. X_{max} puede calcularse con precisiones que van desde ~ 60 g/cm^2 a energías en torno a 50 TeV a ~ 10 g/cm^2 a 10 PeV de energía primaria. Los nuevos parámetros que definimos combinando la información del tamaño de la cascada o de la luz Cherenkov cerca del *hump* de la distribución lateral con la pendiente de la distribución lateral de la luz nos permiten medir la energía primaria con precisiones que van de $\sim$ 50% a 50 TeV para todos los primarios a $\sim$ 20% (10%) para protones (núcleos de hierro) primarios a energías de 10 PeV. Se ha introducido un tercer método basado en combinar la luz en el *hump* o el tamaño de la cascada con el número de muones de la cascada para el que se han obtenido precisiones aun mejores sin considerar, no obstante, las incertidumbres introducidas por el detector.

La medida de la energía de esta forma no sesgada por el tipo de primario permite la medición directa del espectro de energías de todos los rayos cósmicos (*all-particle spectrum*). Los resultados obtenidos concuerdan con los obtenidos por otras matrices de detectores a tierra. Se observa un cambio de índice espectral en el espectro diferencial de 2.54$\pm$0.03 a 3.13$\pm$0.03 a una energía de 2.3$\pm$0.5 PeV.

La matriz AIROBICC permite también medir la posición del máximo de la cascada, parámetro que nos sirve para estimar la composición química de los rayos cósmicos de varias formas en una región de energías en la que no existen otras mediciones de este tipo. Por una parte, la dependencia del X_{max} medio con la energía primaria, la elongación, puede compararse con la obtenida en los datos simulados para los distintos primarios. En este trabajo, hemos obtenido que la elongación apenas difiere de la esperada de una composición química constante en todo el rango de energías considerado. La media de X_{max} es compatible con una relación de elementos ligeros (representados en este trabajo por el hidrógeno y el helio) al total de todos los rayos cósmicos de 0.4$\pm$0.1 prácticamente constante en la región de 300 TeV a 30 PeV. Por otra parte, las anchuras de las distribuciones de X_{max} a energías fijas están relacionadas con las fluctuaciones de los distintos primarios. Las anchuras medidas también apuntan a una composición química constante en todo el rango energético de este trabajo, con una relación de elementos ligeros al total de todos los primarios de 0.5$\pm$0.2.

Apéndice A

Saturación del centelleador y ajuste NKG

Las cascadas de centelleador con una señal de más de 300 MIPs se eliminan del ajuste a la función NKG porque, en ese rango, el comportamiento del detector deja de ser lineal. El ajuste se inicia, por tanto, a un radio mayor. Es un hecho sabido (ver, por ejemplo, [81]) que el resultado del ajuste NKG depende del rango en el que se realiza. En consecuencia, es de esperar que los valores de la edad y el tamaño de la cascada se vean afectados por el cambio del extremo inferior del ajuste. En este apéndice, utilizaremos datos simulados de MC para decidir cuál es el efecto del cambio de intervalo en el caso concreto de nuestro experimento.

El procedimiento que se utiliza en el análisis de datos es eliminar el anillo correspondiente a la caseta saturada más externa y empezar a realizar el ajuste en el siguiente anillo. El radio del primer anillo no saturado se conoce como startnkg. Hemos analizado protones de MC a 10° de incidencia vertical pertenecientes a L2 y en el rango de energías de 500 TeV a 10 PeV: a) sin eliminar casetas y, por tanto, empezando el ajuste a 0 m, y b) eliminando casetas con más de 300 MIPs de señal y comenzando el ajuste en el startnkg correspondiente.

Los resultados están ilustrados en las figuras A.1 y A.2. Las cantidades indicadas con *corte* corresponden al caso en el que se han eliminado los anillos con casetas saturadas, mientras en las magnitudes señaladas con *no-corte* no se han eliminado estas casetas. Puede observarse que tanto la edad como el número de electrones se ven afectados cuando startnkg > 0 y esto se produce a energías por encima de 1 PeV. La edad se sobreestima sistemáticamente y la magnitud de esta sobreestimación depende de startnkg. Por lo contrario, N_e se subestima. Este efecto también depende de startnkg y puede parametrizarse con la siguiente ley empírica:

$$(A.1)\quad N_e(no-corte) = N_e(corte) \times (1 - 0.0098 \cdot (startnkg - 10\ m))$$

En este trabajo aplicaremos siempre esta ley para corregir el tamaño de la cascada.

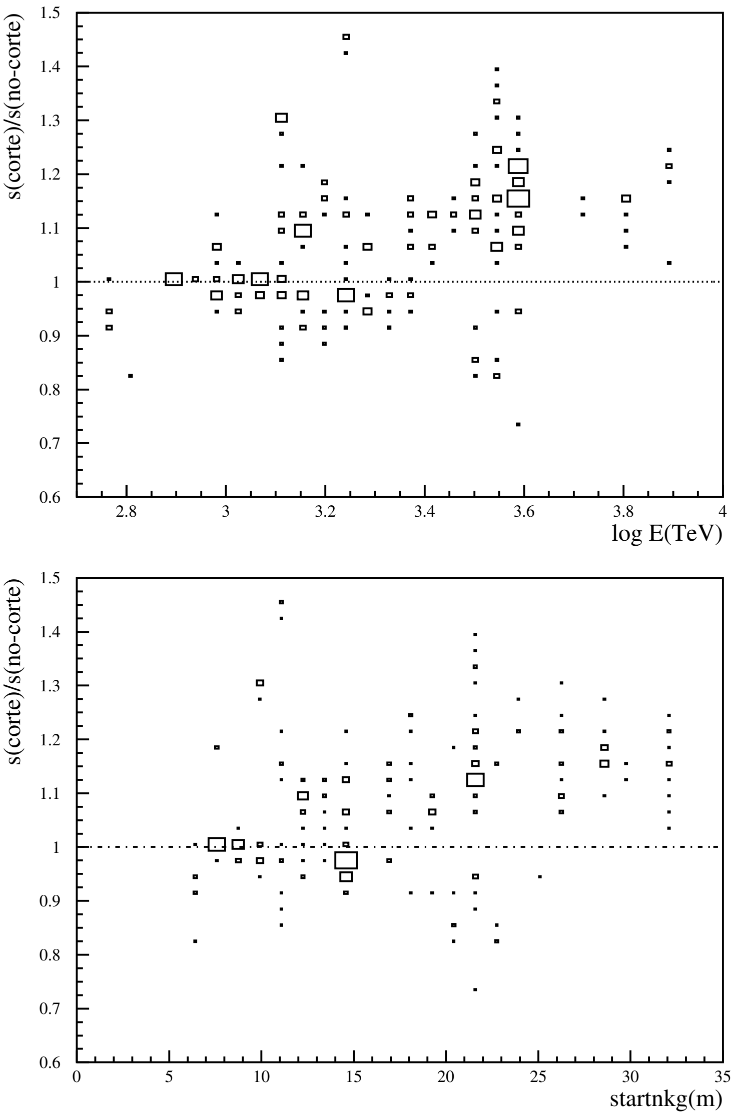


Figura A.1: *Efecto de eliminar las casetas de centelleador saturadas en la edad obtenida con la fórmula NKG. Los sucesos sometidos a este estudio corresponden a cascadas iniciadas por protones de L2 a 10 °*
.

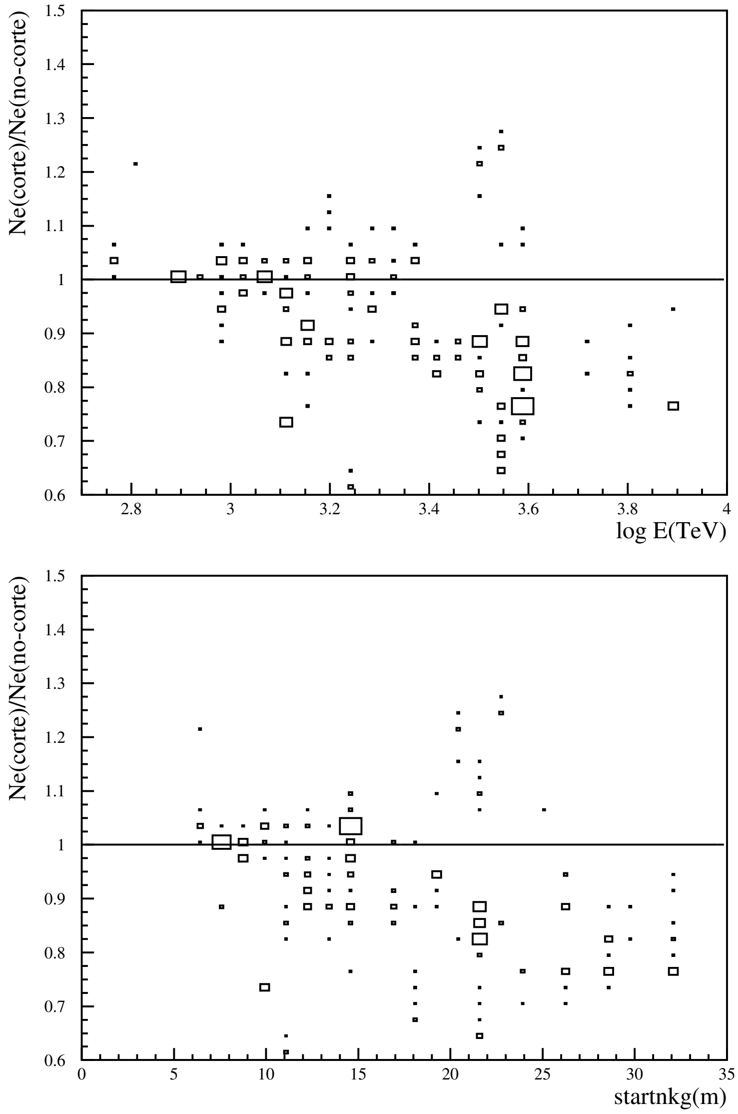


Figura A.2: *Efecto de eliminar las casetas de centelleador saturadas en N_e obtenido con la fórmula NKG. Los sucesos de MC estudiados corresponden a cascadas iniciadas por protones de L2 a 10 °* .

Bibliografía

[1] M.S. Longair, "High Energy Astrophysics", Cambridge University Press (1981).

[2] A.M. Hillas, Phys. Rep. **20** (1975) 59.
A.M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astroph. **22** (1984) 425.

[3] P. Sokolsy, "Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics", Addison Wesley Redwood City, CA (1989).

[4] V.S. Berezinsky, S.V. Bulanov, V.A. Dogiel, V.L. Ginzburg (Hrsg.) and V.S. Ptuskin, Astrophysics of Cosmic Rays (North Holland, Amsterdam, 1990).

[5] T.K. Gaisser, "Cosmic Rays and Particle Physics", Cambridge University Press, Cambridge (1990).

[6] B. Wiebel, "Chemical composition in High Energy Cosmic Rays", BUGH Wuppertal, WUB 94-08, April 1994.

[7] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748.
G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, Sov. Phys. JEP Lett. (USA) **4** (1966) 78.

[8] M. Teshima, 23rd ICRC Calgary, Invited, Rapporteur and Highlight Papers (1993) 257.

[9] K. Asakimori et al., 23rd ICRC Calgary **2** (1993) 21.

[10] N.L. Grigorov et al., Yad. Fiz. **11** (1970) 1058.

[11] M. Ichimura et al., Phys. Rev. D **48** (1993) 1949.

[12] K. Asakimori et al., 24th ICRC Rome **2** (1995) 707.

[13] N.N Kalmykov and G.B. Khristiansen, J. Phys. G **21** (1995) 1279.

[14] J. Wdowczyk, J. Phys. G **20** (1994) 1001.

[15] G. Schatz et al., J. Phys G **20** (1994) 1267.

[16] N.N Kalmykov and S.S. Ostapchenko, Sov. J. Nucl. Phys. **50** (1989) 315.
N.N Kalmykov and S.S. Ostapchenko, Phys. At. Nucl. **56** (1993) 346.

[17] J.N. Capdevielle et al., KfK Report 4998, Kernforschungzentrum Karlsruhe (1992).

[18] K. Werner, Phys. Rep. **232** (1993) 87.

[19] J. Wdowczyk, "Cosmic Rays at Ground Level", ed. A.W. Wolfendale (Institute of Physics, London 1993) p137.
J. Wdowczyk and A.W. Wolfendale, J. Phys. G **39** (1984) 1453.

[20] M.P. Chantler et al., J. Phys. G **9** (1983) L27.

[21] G. Khristiansen et al., "Cosmic Rays of Superhigh Energies", ed. K Thiemig (München Verlag, Munich 1980).

[22] P. Doll et al., KfK Report 4686, Kernforschungzentrum Karlsruhe (1990).
R.A. Ong et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **14A** (1990) 244.

[23] W. Rhode et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **48** (1996) 491.

[24] K.G. Gibbs, Nucl. Instrum. Methods A **264** (1988) 67.

[25] B.V. Sreekantan, 12th ICRC Hobart **7** (1971) 2706.

[26] K. Kamata, 17th ICRC Paris **12** (1981) 305.

[27] D.J. Bird et al., 23rd ICRC Calgary **2** (1993) 38.

[28] L.G. Porter and R.O. Stenerson, J. Phys. A **2** (1969) 374.
M.L. Cherry, Phys. Rev. D **27** (1983) 1444.
B.S. Acharya et al., 18th ICRC Bangalore **2** (1983) 108.

[29] C. Berger et al., Phys. Rev. D bf 40 (1989) 2163.
G. Bologna et al., Nuovo Cim. **8C** (1985) 76.
S. Ahlen et al., Phys. Rev. D **46** (1992) 895.

[30] E. Fermi, Phys. Rev., **75** (1949) 1169.

[31] A. R. Bell, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **182** (1978) 147.

[32] R. D. Blandford and J. D. Ostriker, Ap. J., **221** (1978) L29.

[33] W. I. Axford, 17th ICRC Paris, **12** (1981) 155.
L. O. Drury, Rep. Prog. Phys., **46** (1983) 973.

[34] I. R. Jokipii and G. E. Morfill, Ap. J., **312** (1986) 170.
J. Wdowczyk and A. W. Wolfendale, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **39** (1989) 43.
W. I. Axford, "Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays", ed M. Nagano and F. Takahara (World Scientific, Singapore 1991) p406.
R. I. Protheroe and A. P. Szabo, 23rd ICRC Calgary, **2** (1993) 333.

[35] P. L. Biermann, Astron. Astrophys., **271** (1993) 649.
P. L. Biermann, 23rd ICRC Calgary, Invited Rapporteur Papers **1994** (45) .

[36] P. Goldreich and W. H. Julian, Ap. J., **157** (1969) 869.

[37] K. S. Cheng, C. Ho and M. A. Ruderman, Ap. J., **300** (1984) 500.
J. Chiang and R. W. Romani, Ap. J., **436** (1994) 754.

[38] J. K. Daugherty and A. K. Harding, Ap. J., **458** (1996) 278.

[39] S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky, "Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars" (John Wiley and Sons, New York 1983) p396.

[40] R. V. E. Lovelace, Nature, **262** 1976 (649) .

[41] M. J. Rees et al., Nature, **295** (1982) 17.

[42] R. D. Blandford and R. L. Znajek, MNRAS, **179** (1977) 433.

[43] J. Knapp et al., KfK report FZKA 5828 (1996).

[44] A. M. Hillas. J. Phys. G, **8** (1982) 1461.

[45] K. Greisen, Ann. Rev. of Nucl. Sci. **10** (1960) 63.

[46] K. Kamata, Prog. Theoretical Phys. Suppl. **6** (1958) 93.

[47] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics", Wiley, N.Y. (1962) 494.

[48] J. V. Jelley, "Cherenkov radiation and its applications", Pergamon Press, London (1958).

[49] R. J. Protheroe and K. E. Turver, Il Nuovo Cimento **51**A (1979) 277.

[50] H. R. Allen, Progr. Elem. Part. and CR Phys. **10** (1971) 170.

[51] I. P. Ivanenko et al., Proc. 16th ICRC Kyoto **9** (1979) 88 and 90.

[52] A. Andam et al., Proc. 16th ICRC Kyoto **9** (1979) 48.

[53] J. D. Kuhlmahn et al., Proc. 15th ICRC Plovdiv **8** (1977) 239.

[54] T. J. L. McComb and K. E. Turver, Il Nuovo Cimento **5**C (1982) 131.

[55] J. R. Patterson and A. M. Hillas, J. Phys. G **9** (1983) 1433.

[56] M. Samorski and W. Stamm, Ap.J. **268** (1983) L17.

[57] A. Lindner et al., 25th ICRC Durban (1997) OG 10.3.36.

[58] A. Karle et al., Astrop. Phys. **3** (1995) 321.

[59] W. Rhode et al., NIM A **378** (1996) 399.

[60] M. Kohnle et al., Astrop. Phys. **5** (1996) 119.

[61] B. C. Raubenheimer, 25th ICRC Durban (1997) OG 4.1.3.

[62] J. Linsley, 20th ICRC Moscow **2** (1987) 442.
R. Eckmann et al., 22nd ICRC Dublin **4** (1991) 464.

[63] M. Merck, tesis doctoral, Ludwig-Maximiliams-Universität (1993).

[64] S. Martinez et al., NIM A **357** (1995) 567.

[65] S. Martinez, tesis doctoral, Universidad Complutense de Madrid (1996).

[66] A. Karle, tesis doctoral, Ludwig-Maximiliams-Universität (1994).

[67] W. P. Welford and R. Winston, "The Optics of Non-imaging Concentrators", Academic Press, N.Y. (1978).

[68] A. Moralejo, tesis doctoral, Universidad Complutense de Madrid (en preparación).

[69] H. Krawcynski et al., NIM A **383** (1996) 431.

[70] H. O. Klages, Nucl. Phys. **52B** (1997) 92.

[71] W. R. Nelson et al, SLAC Report 265 (1995).

[72] A. Capella and J. T. T. Van, Phys. Lett. B **93** (1980) 146.

[73] P. F. K. Grieder, Proc. 16th ICRC Kyoto **9** (1979) 161.

[74] H. Fesefeldt, "The simulation of Hadron Showers", RWTH Aachen Report PITHA 85/02 (1985).

[75] A. A. Lagutin, A. V. Pljasheshnikov and V. V. Uchaikin, 16th ICRC Kyoto (1979) HE 4-4.

[76] D. J. van der Walt, J. Phys. G **14** (1988) 105.

[77] D. Heck, comunicación privada (1996).

[78] Hammond R T et al 1978 Nuovo Cimento **1C** 315.

[79] B. Wiebel, Informe interno proyecto HEGRA (1996).

[80] A. D. Erlykin and A. W. Wolfendale, J. Phys. G **23** (1997) 979.
A. D. Erlykin and A. W. Wolfendale, Astrop. Phys. **7** (1997) 1.

[81] J.N Capdevielle and J. Gawin, J. Phys. G **8** (1982) 1317.
M. D. Rodríguez Frías, tesis doctoral, Universidad Complutense de Madrid (1995).

[82] R. Plaga, Informe interno del proyecto HEGRA, 1995.

Publicaciones

Este trabajo ha dado lugar a las siguientes publicaciones:

Artículos en revistas:

- J. Cortina, F. Arqueros y E. Lorenz, "Methods for Determining the Primary Energy of Cosmic Rays", aceptado para publicación en J. Phys. G, 1997.

Contribuciones a congresos:

- J. Cortina et al., "Determination of the depth of maximum development and primary energy of cosmic ray showers with AIROBICC", Proceedings 24th International Cosmic Ray Conference, Roma, 1995.

- J. Cortina et al., "Methods for Determining the Primary Energy of Cosmic Ray Showers", Proceedings 25th International Cosmic Ray Conference, Durban, 1997.

- J. Cortina et al, "Measurement of the Chemical Composition and Energy Spectrum of Cosmic Rays with the HEGRA detector", Proceedings 25th International Cosmic Ray Conference, Durban, 1997.

Además el autor ha tomado parte en las siguientes publicaciones como miembro del proyecto HEGRA:

Artículos en revistas:

- A. Konopelko... J. Cortina et al, "Detection of gamma rays above 1 TeV from the Crab Nebula by the second HEGRA imaging atmospheric Cherenkov telescope at La Palma", Astrop. Phys., 4, 199-215 (1996).

- D. Petry... J. Cortina et al, "Detection of VHE Gamma-rays from Mkn 421 with the HEGRA Cherenkov Telescopes", Astronomy and Astrophysics, 311, L13-16 (1996).

- C. Prosch... J. Cortina et al, "Search for very high energy gamma radiation from the radio bright region DR4 of the SNR G78.2+2.1 Astronomy and Astrophysics, 314, 275-280 (1996).

- H. Krawczynski... J. Cortina et al, "New method for the reconstruction of the direction of air showers for scintillator arrays", Nuclear Instruments and Methods, A 383, 431 (1996).

- F. Aharonian... J. Cortina et al, "Detection of gamma-rays above 1.5 TeV from Mkn 501", Astronomy and Astrophysics, 320, L5-L8 (1997).

Participación en congresos:

- 29th ESLAB Symposium, Noordwijk (Holanda) 1995.

- XXIV International Cosmic Ray Conference (ICRC), Roma (Italia) 1995.

- Workshop "Towards a major atmospheric Cherenkov detector IV", Padua (Italia) 1995.

- 4th International Workshop on Theoretical and Phenomenological Aspects of Underground Physics (TAUP), Toledo (España) 1995. (Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.), 48, 491-493 (1996)).

- 3rd Huntsville Symposium on Gamma-Ray Bursts, Huntsville (USA) 1995.

- High Energy Astrophysics Division Meeting, San Diego (USA) 1996.

- 10th International School of Cosmic-Ray Astrophysics, Erice (Italia) 1996.

- XV European Cosmic Ray Symposium (ECRS), Perpignan (Francia) 1996.

- 4th Comptom Symposium on Gamma-Ray Astronomy and Astrophysics, Williamsburg (USA) 1997.

- International Cosmic Ray Conference (ICRC), Durban (Sudáfrica) 1997.

- International Europhysics Conference on High Energy Physics (HEP 97), Jerusalem (Israel) 1997.

- XXVI Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de la Física, Las Palmas de Gran Canaria (España) 1997.
- High Energy Astrophysics Division Meeting, Estes Park (USA) 1997.

Agradecimientos

Me gustaría expresar mi agradecimiento al gran número de personas que han hecho posible este trabajo. Han sido muchas y espero no dejarme a nadie en el tintero.

En primer lugar, debo agradecer a mis directores de tesis, los profesores Fernando Arqueros y Victoria Fonseca, el gran apoyo que me han prestado en el campo científico. Son el presupuesto esencial de este trabajo de investigación. Hay otras personas que han contribuido a desarrollar las ideas que he incorporado en esta tesis. No puede dejar de agradecer la paciencia de Sergio Martínez, las ideas y el empuje constante de Eckart Lorenz y Rainer Plaga del grupo HEGRA de Munich y las sugerencias de José Luis Contreras del grupo de Madrid.

En realidad todo los miembros del proyecto HEGRA son de obligada mención, pero estoy en deuda particularmente con Abelardo Moralejo, con el que he trabajado codo a codo en Madrid y sin el que una parte importante de este trabajo hubiera sido imposible Y, junto con él, debo un agradecimento a todos los componentes del "Grupo de Composición", Harald Kornmayer en Munich, Axel Lindner, Dieter Horns y Andrè Roehring en Hamburgo y Barbara Wiebel en Wuppertal. Pero todos los componentes del proyecto han hecho más interesante este trabajo y más llevaderas las estancias en la soledad ascética del Roque de los Muchachos.

No puedo dejar de mencionar el apoyo económico que me prestó la Universidad Complutense con su beca predoctoral y la ayuda financiera que propociona el CICYT al proyecto HEGRA.

Y estoy, por supuesto, agradecido a toda la gente de Madrid, Luis Padilla, Juan José García Beteta, Juan Abel Barrio, Juan Fernández, Ciro Portocarrero, David Martínez, Alberto Sánchez, Jesús Salgado, Eduardo Faleiro y, muy especialmente, José Carlos González, al que debo tantas pequeñas ayudas técnicas. Y no puedo dejar de resaltar la labor tan esencial como poco agradecida de Javier Sánchez y más recientemente de José Luis Contreras en el cuidado del sistema informático.

Por último, pero absolutamente esencial, quiero que este trabajo quede dedicado a mi novia por hacerle soportar todos estos años de abstrusa investigación científica. Y no puedo dejar de mencionar a mis padres, a mis hermanos y a todos mis amigos por su paciencia y apoyo constante. Sin todos ellos, nada de esto hubiera sido posible.