

## Interacciones Fundamentales y Radiación Cósmica

Carlos A. García Canal, Sergio Sciutto

Laboratorio de Física Teórica, Departamento de Física  
Facultad de Ciencias Exactas  
Universidad Nacional de La Plata, Argentina

*Para el análisis de los datos experimentales de rayos cósmicos que están siendo obtenidos en el Observatorio Auger, es imprescindible una comprensión detallada y precisa de la lluvia de partículas que se desarrolla desde la primera interacción con la atmósfera. Este estudio debe ser realizado sobre la base de simulaciones numéricas. En este trabajo presentamos resultados sobre la influencia que producen en el desarrollo de la lluvia atmosférica tanto el efecto Landau-Pomeranchuk-Migdal como la componente difractiva de las interacciones hadrónicas.*

### Introducción

La Física de las interacciones fundamentales, a pesar de haber alcanzado un grado de desarrollo y una profundidad de conocimiento acerca de la materia realmente impresionante, nos plantea, entre otros, los siguientes [1] Dilemas:

- Algo que debería estar presente y no está: el bosón de Higgs.
- Algo que está y no debería estar: rayos cósmicos con energía del primario mayor a  $10^{20}$  eV.

Con referencia al primero de ellos debemos recordar que está en construcción en CERN [2] el colisionador de protones LHC, diseñado fundamentalmente para la búsqueda del bosón de Higgs. En los próximos dos o tres años deberemos tener una respuesta al primer dilema.

Para dar respuesta al segundo dilema se está construyendo el Observatorio Auger, detector híbrido de radiación cósmica que ya ha provisto los primeros resultados [3].

En este ámbito desarrollamos este trabajo. Nuestro objetivo es presentar un análisis de los efectos de las interacciones fundamentales en el desarrollo de las lluvias atmosféricas que nacen a partir de la interacción primaria de un rayo cósmico de altísima energía con las partículas de aire. En primer lugar nos referiremos a la importancia que tienen en el comportamiento de las interacciones electromagnéticas efectos como el Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) [4, 5] debido a dispersión múltiple y la supresión dieléctrica. En segundo lugar estudiaremos los efectos de la componente difractiva de las interacciones hadrónicas sobre el mencionado desarrollo de las lluvias atmosféricas.

El proyecto Auger contempla la instalación de dos observatorios ubicados en el hemisferio sur y en el norte respectivamente. La instalación del primero de ellos está prácticamente concluida en el paraje Pampa Amarilla de Malargüe en la Provincia de Mendoza de la República Argentina. El segundo observatorio será instalado en Estados Unidos de Norteamérica. En la colaboración internacional del Observatorio Auger participan más de 300 investigadores pertenecientes a más de 50 instituciones de 19 países.

El detector híbrido de Auger consiste de un arreglo superficial de tanques que recogen radiación Cerenkov y cubren una extensión del orden de  $3000 \text{ km}^2$  y de 4 telescopios de fluorescencia. La importancia central de este sistema híbrido reside en la posibilidad de calibración cruzada que provee los eventos detectados mediante ambos procedimientos [6].

El arreglo de superficie consiste de una red hexagonal de 1600 estaciones separadas entre ellas por 1500 m. Son tanques de agua autónomos provistos de tres fototubos cada uno, los que recogen la radiación Cerenkov que producen las partículas (fundamentalmente muones y electrones) que viajan en el agua a velocidad mayor que la de la luz en ese medio. Poseen además un sistema electrónico de comunicación para transmitir la información registrada por la llegada de la lluvia atmosférica.

Los 4 telescopios de fluorescencia comprenden 33 unidades telescópicas con espejos de 3,4 m de diámetro que operan las noches libres de luz lunar recibiendo la radiación de fluorescencia que produce el nitrógeno de la atmósfera al ser excitado por las partículas de la lluvia a que dio lugar la radiación cósmica.

La lluvia atmosférica posee fundamentalmente dos componentes. Uno de ellos lo constituye el conjunto de procesos hadrónicos y el otro los procesos electromagnéticos. En el primer tipo de procesos juega un papel central la física de bajo momento transferido para la cual se presentan importantes dificultades cuando van a ser tratadas en términos de interacciones fundamentales. Estamos ante típicos procesos donde la QCD perturbativa encuentra problemas serios. Además el régimen energético de estas interacciones, sobre todo en el caso de la interacción primaria, es tan alto como para que se esté muy lejos de las energías alcanzadas y estudiadas en los aceleradores y colisionadores. Por ello hay que recurrir a programas de simulación numérica como son SIBYLL [7] y QGSJET [8, 9] entre los más populares.

En el caso de procesos electromagnéticos, además de la situación estándar de la que da cuenta la QED, se deben tomar en cuenta efectos de múltiple dispersión, efectos dieléctricos, etc.

Antes de entrar en la materia específica de nuestra contribución vamos a discutir brevemente el origen del dilema que mencionamos. Como dijimos, algo que está y no debería

estar: rayos cósmicos con energía del primario mayor a  $10^{20}$  eV. No deberían estar debido al llamado límite de GZK [10]. Esta predicción está basada en la interacción electromagnética estándar entre protones y fotones. En efecto, los rayos cósmicos (mayoritariamente protones o núcleos, con energías mayores al umbral de  $5 \cdot 10^{19}$  eV) interactúan en el espacio con los fotones del fondo cósmico de microondas produciendo piones. Este proceso se continúa hasta que la energía del rayo cae por debajo del umbral de producción de esos mesones  $\pi$ . Consecuentemente, los rayos cósmicos extragalácticos con energías mayores a ese umbral no deberían llegar nunca a la Tierra. Ya que no existen fuentes intragalácticas conocidas que puedan generar radiación cósmica de energías superiores a  $5 \cdot 10^{19}$  eV, surge el dilema de explicar los datos de experimentos AGASA [11] y HIRES [12] donde parecen estar presentes. Confirmar o no estos datos es uno de los objetivos fundamentales del Observatorio Auger, junto con la posibilidad de identificación de la fuente y la de determinación de la composición de la radiación primaria.

Volviendo al análisis de la lluvia recordemos que los mesones  $\pi$  cargados decaen mayoritariamente en muones que a su vez dan lugar a electrones que nuevamente continúan su desarrollo interactuando electromagnéticamente. El parámetro que caracteriza el desarrollo de la lluvia atmosférica y que está relacionado con la composición del primario, es llamado  $X_{\max}$  y determina la profundidad atmosférica<sup>1</sup> a la cual la lluvia alcanza su máximo desarrollo.

A fin de estudiar las lluvias atmosféricas y a partir de allí determinar los parámetros de interés, se torna imprescindible el uso de simulaciones numéricas. Es decir, un conjunto de algoritmos capaces de simular las interacciones sucesivas en el viaje y producción de la lluvia desde el choque primario hasta su llegada a la superficie terrestre. El programa de simulación que utilizaremos en nuestro análisis y el que se usa mayoritariamente en Auger, es llamado AIRES (por AIRshower Extended Simulations) [13]. Este programa, basado en tecnología Monte Carlo, provee la propagación espacio-temporal completa de las partículas, teniendo en cuenta las características de la atmósfera, la influencia del campo magnético terrestre, la curvatura de la Tierra y por supuesto los procesos electromagnéticos, el decaimiento de las partículas inestables y los procesos hadrónicos. El efecto LPM que estamos presentando en este estudio se halla ahora incluido entre los algoritmos de propagación de AIRES.

Como dijimos, el componente más importante de la lluvia atmosférica es el electromagnético. Los procesos fundamentales más importantes de este tipo que se producen en el desarrollo son la radiación de frenado (el bremsstrahlung) y

la producción de pares electrón-positrón. La sección eficaz para ambos procesos, a altas energías, está dada por la fórmula de Bethe-Heitler. Sin embargo, esta sección eficaz no contiene ciertos efectos que pueden reducirla sensiblemente como lo son el efecto LPM y la supresión dieléctrica. La presencia de estos efectos, que es inevitable si la interacción se produce en un medio material como lo es la atmósfera, da lugar a una reducción de la velocidad de desarrollo de la lluvia y consecuentemente a un corrimiento hacia abajo de la posición del máximo  $X_{\max}$ .

Por otra parte, la componente difractiva de la dispersión hadrónica a altas energías tiene efectos detectables sobre los observables que definen a la lluvia atmosférica. Comenzamos entonces por el tratamiento de los efectos electromagnéticos para continuar luego con la difracción hadrónica.

### Efecto LPM

El efecto LPM se debe a la dispersión múltiple relacionada con los fotones de bremsstrahlung (frenado) emitidos por partículas ultra relativistas que atraviesan materia. Este efecto fue predicho por Landau y Pomeranchuk [4] en la década de 1950, quienes proveyeron un análisis teórico clásico para un medio material de longitud infinita. Posteriormente Migdal [5] concretó el análisis cuántico del fenómeno, nuevamente para un medio infinito. Posteriormente [14] se realizaron las correcciones debidas a tamaño finito del medio donde ocurre el efecto. Este efecto fue medido experimentalmente en SLAC en 1997 [15]. Otro efecto de características electromagnéticas concomitante con el efecto LPM es la llamada supresión dieléctrica ligada a la interacción de fotones con los electrones atómicos del medio.

Como ya adelantamos, la consecuencia más importante de estos efectos es provocar una desaceleración en el desarrollo de la lluvia atmosférica que trae aparejada un corrimiento hacia abajo de la posición del máximo de la lluvia,  $X_{\max}$ . La determinación precisa de este parámetro es central ya que está directamente correlacionado con la masa del primario.

Volviendo al análisis del efecto LPM, recordemos que la sección eficaz de emisión de un fotón por un electrón (o de un positrón) en presencia de un núcleo está dada por la fórmula de Bethe-Heitler [16]

$$\frac{d\sigma_{BH}}{d\Omega dk} = \frac{4\alpha r_e^2}{3k} \left[ (2 - 2y + y^2) - \frac{2}{3}(1 - y) \right] Z^2 \ln \left( \frac{184}{Z^{1/3}} \right) \quad (1)$$

que incluye el apantallamiento de los electrones del átomo y donde  $y = k/E$  es la fracción de energía transferida al fotón y  $r_e$  es el radio clásico del electrón ( $e^2/m$ ).

<sup>1</sup>La profundidad atmosférica,  $X$ , de un punto situado a una altitud  $h$  se define como  $X(h) = \int_h^\infty \rho(z) dz$  donde  $\rho(h)$  es la densidad del aire a una altitud  $h$ .

La ecuación (1) corresponde al caso de un único átomo. Cuando estamos en presencia de un medio material, donde hay un gran número de átomos interviniendo se produce dispersión múltiple, la que precisamente da lugar al efecto LPM. El número de fotones emitidos es menor al que ocurre para un átomo aislado debido a que se rompe la coherencia durante el proceso de radiación. Existe entonces una reducción de la longitud efectiva de formación,  $\ell_f$ , con la consecuente reducción de la probabilidad de emisión de fotones.

En el caso de un único átomo, la región de formación está definida como

$$\ell_{f_0} = \frac{1}{q_{\parallel}} \quad (2)$$

donde  $q_{\parallel}$  es el impulso longitudinal mínimo transferido al núcleo. El punto de producción se encuentra en algún lugar dentro de la región de formación. Por lo tanto, cualquier proceso que cambie la trayectoria del electrón (dispersión) mientras recorre  $\ell_{f_0}$  provocará una reducción de la probabilidad de emisión. Para ejemplificar consideremos que en  $\ell_{f_0}$  no sucede nada. En ese caso la intensidad radiada será proporcional a  $(\ell_{f_0})^2$ . Si por el contrario el electrón sufre una dispersión digamos en  $\ell_{f_0}/2$ , la intensidad será proporcional a  $2(1/2 \ell_{f_0})^2$ , la mitad de la anterior y así siguiendo.

Se encuentra que la dispersión múltiple es importante para valores de  $y$  tales que

$$y \leq \frac{E}{E + E_{LPM}} \quad (3)$$

donde

$$E_{LPM} = \frac{m_e^2}{16\pi\eta r_e^2 Z^2 \ln(\frac{184}{Z^{1/3}})} \quad (4)$$

que depende de cada material a través de la densidad  $\eta$ . Para un medio diluido, el efecto LPM se presenta activo recién a muy altas energías. Por ejemplo, para aire en condiciones normales,  $E_{LPM} \approx 2.2 \times 10^8$  GeV. Esta energía es sensiblemente más grande que las utilizadas en el experimento de SLAC, el cual fue realizado con electrones de 8 a 25 GeV incidiendo sobre un blanco de carbono.

La expresión (3) muestra que para energías suficientemente altas ( $E \gg E_{LPM}$ ), el efecto LPM está presente en todo el espectro de fotones ( $0 < y < 1$ ).

El efecto LPM puede entonces tomarse en cuenta vía la reducción de la longitud efectiva de formación a

$$\ell_f = \ell_{f_0} \sqrt{\frac{E_{LPM}}{E(E-k)}} \quad (5)$$

y analizarlo en términos de un factor de supresión definido por

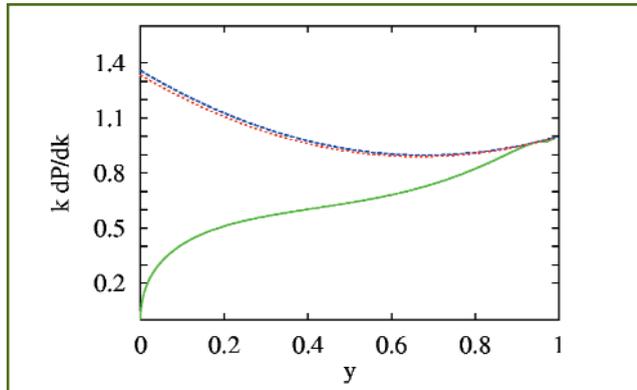


Figura 1. Comparación entre las teorías de Migdal (línea llena), Bethe-Heitler (línea de trazos), y el límite de no supresión de la teoría de Migdal (línea de puntos), para electrones de energía  $10^{18}$  eV atravesando aire de densidad  $1.2 \text{ kg/m}^3$ .

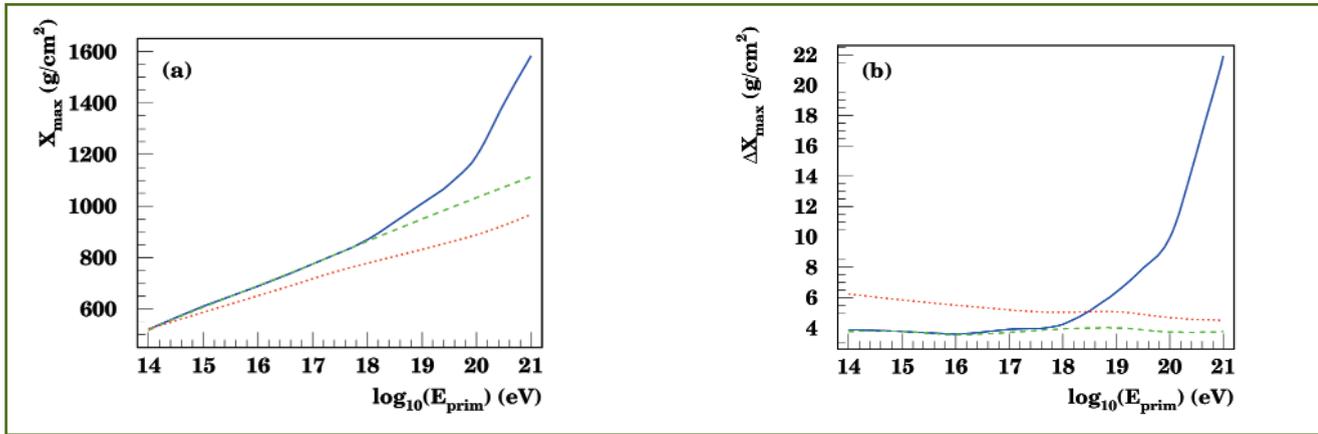
$$S = \frac{d\sigma_{LPM}}{d\sigma_{BH}} \approx \sqrt{\frac{E_{LPM}}{E(E-k)}} \quad (6)$$

El análisis cuántico de Migdal trata a la dispersión múltiple como un proceso de difusión y toma en cuenta el espín y la polarización. Provee entonces una expresión corregida para la sección eficaz que da lugar a diferencias notables respecto del tratamiento anterior, en el caso del aire, para energías electrónicas del orden de  $10^{18}$  eV.

Este efecto de supresión de la sección eficaz de bremsstrahlung puede verse claramente en la figura 1 donde se ha representado en un mismo gráfico a la probabilidad de emisión de un fotón de energía  $k$ , multiplicada por  $k$ . Obsérvese que la supresión LPM afecta a casi todo el posible espectro de fotones emitidos (línea verde).

Al incorporar estos efectos en la simulación de las lluvias atmosféricas se debe tener en cuenta que la atmósfera no es homogénea. En efecto, la densidad cambia 6 órdenes de magnitud desde 0 a 100 km de altitud. La influencia del efecto LPM es también fuertemente dependiente del número de partículas de la lluvia que se ven afectadas. Las simulaciones con AIRES mostraron que para partículas muy penetrantes ( $X > 100 \text{ g/cm}^2$ ), el desarrollo longitudinal se ve claramente modificado. La influencia que el efecto LPM tiene sobre el desarrollo longitudinal de las lluvias de partículas se halla ilustrada en la figura 2, en donde se ha graficado el valor medio de  $X_{\max}$  (a) y las correspondientes fluctuaciones (error medio cuadrático de la media) (b), obtenido por medio de simulaciones computacionales realizadas con el programa AIRES. En el caso de lluvias iniciadas por fotones, resulta notable el substancial incremento de  $X_{\max}$  para altas energías, hecho que indica claramente que las lluvias son más penetrantes, es decir, se desarrollan más tardíamente. Esto es consecuencia de la disminución de la sección efi-

Física para todos  
Física no mundo



**Figura 2.**  $X_{\max}$  (a) y su fluctuación (b) versus energía del primario. Los datos provienen de simulaciones computacionales realizadas con AIREs. Las líneas llenas (a trazos) corresponden a fotones primarios tomando (no tomando) en cuenta el efecto LPM. Las líneas de puntos corresponden a lluvias iniciadas por protones, y han sido incluidas para comparación.

caz del proceso más probable para fotones en su propagación a través de la atmósfera (creación de pares electrón-positrón). Al mismo tiempo, cuando el efecto LPM es tenido en cuenta, las lluvias se tornan notablemente más fluctuantes con respecto a los otros casos, tal como se puede observar en la figura 2b.

### Componente Difractiva de la Lluvia Hadrónica

Luego de hacer un breve análisis del componente difractivo de la dispersión hadrónica a altas energías, presentaremos los resultados obtenidos, mediante simulación, de los efectos de ese componente sobre el desarrollo de la lluvia atmosférica.

Comenzamos recordando la base del llamado Modelo Periférico. Se trata de un esquema perturbativo basado en la estructura de singularidades de la amplitud de dispersión, explicada por un mecanismo de intercambio dinámico. El modelo predice en consecuencia la presencia de picos en la sección eficaz diferencial si los números cuánticos del canal cruzado ( $t$ ) de la reacción bajo consideración corresponden a los de una partícula conocida. Formalmente, la amplitud se escribe, para valores de  $t$  pequeños y negativos, como una suma

$$F = F_{\pi} + F_V + F_B + \dots$$

con

$$F_i \approx \frac{a}{m_i^2 - t} \quad i = \pi, V, B, \dots$$

y donde  $\pi$ ,  $V$ , y  $B$  indican pión, mesón vectorial y barión respectivamente. Claramente, el modelo presente escapa a cualquier explicación dentro de QCD por cuanto el objeto intercambiado es compuesto y no un bosón de gauge. Si se

incluye el espín  $J$  de la partícula intercambiada,  $a$  incluye el polinomio e Legendre  $P_J(\cos \theta)$ . Esta función, para  $s$  (cuadrado de la energía del centro de masa) grande y  $t$  fijo, además de ser real, se comporta como  $s^J$ , de modo que viola el límite de Froissart. Este inconveniente serio se evita permitiendo el intercambio de una familia entera de partículas relacionadas dando lugar al formalismo de Polos de Regge. Se intercambia entonces una trayectoria de Regge  $\alpha_i(t)$  y la amplitud para  $s$  asintótica y  $t$  fijo, resulta

$$F(s, t) \approx \sum_i \beta_i(t) \frac{(1 + \xi_i e^{-i\pi\alpha_i(t)})}{\sin(\pi\alpha_i(t))} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)} \quad (7)$$

donde  $\alpha_i(t)$  y  $\beta_i(t)$  son funciones analíticas de  $t$ . Además  $\alpha_i(t)$  pasa por los valores de espín de las partículas (resonancias),  $p$ , para  $t = m_p^2$  positivos.

El efecto colectivo del intercambio de una familia entera de partículas da lugar a una sección eficaz total que se comporta como

$$\sigma_T(s) = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(0)-1} \quad (8)$$

de modo que el límite de Froissart impone la condición

$$\alpha_i(t \leq 0) \leq 1$$

Podemos ahora entrar a discutir la difracción en estos términos. Ya Landau había propuesto en los años 50 una conexión entre la Óptica y la Física de altas energías. En ese esquema, la difracción de luz por obstáculos de dimensión comparable con la longitud de onda es asimilable a la interacción hadrónica pensada como absorción de la correspondiente función de onda por los diferentes canales del proceso. En efecto, en el límite de Fraunhofer la fórmula de Kirchoff provee para la amplitud

$$f(\mathbf{q}) \approx \frac{k}{2\pi i} \frac{e^{ikr_0}}{r_0} \int_{\Sigma} d^2b S(\mathbf{b}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}}$$

donde  $\mathbf{b}$  es el parámetro de impacto,  $r_0$  la posición del área  $\Sigma$  del obstáculo que produce la difracción y  $|\mathbf{q}| = k \sin \theta$ . En la expresión arriba, la matriz  $S$  se escribe como

$$S(\mathbf{b}) = 1 - \Gamma(\mathbf{b})$$

en términos de la función de perfil  $\Gamma(\mathbf{b})$ . Además para el caso de un disco de radio  $R$  resulta la bien conocida expresión

$$f(\mathbf{q}) = ikR^2 \frac{J_1(qR)}{qR}$$

Cuando hablamos de difracción en Física de Partículas, nos referimos al proceso dominante cuando no hay intercambio de números cuánticos en el canal cruzado de la reacción. Es decir, las partículas en el estado final poseen los mismos números cuánticos que las incidentes. ¿Como se entiende entonces la difracción en términos de un mecanismo de intercambio? En el lenguaje “antiguo” se llama Pomerón y en el “postmoderno” singulete de color. Actualmente se estudia la estructura partónica de ese objeto. En cualquier caso ha sido necesario revisar viejas herramientas.

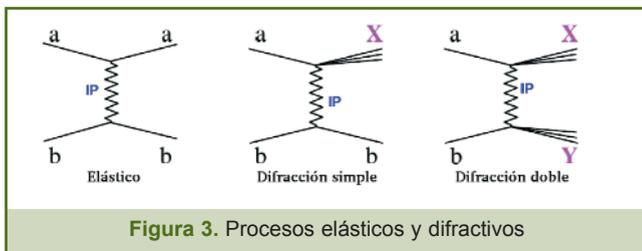


Figura 3. Procesos elásticos y difractivos

En la dispersión de dos partículas podemos distinguir tres casos ligados con procesos difractivos tal como se esquematizan en la figura 3. Son el caso elástico y la difracción simple o doble. En la figura,  $X$  ( $Y$ ) representa a un conjunto de partículas o resonancias con número cuántico total igual a  $a$  ( $b$ ), respectivamente. De manera que resulta claro que los números cuánticos del canal cruzado ( $t$ ) son los del vacío ( $I = S = B = 0$ ).

¿Cómo se puede entender entonces a la difracción a través de un mecanismo de intercambio? Teniendo en cuenta además que en el caso elástico todos los sistemas hadrónicos presenta un pico en la dirección hacia adelante, ciertamente la difracción debe estar ligada a una trayectoria de Regge absolutamente especial. Esta trayectoria recibe el nombre de “Pomerón” y resume todas las contribuciones difractivas. Al tener los números cuánticos del vacío, la trayectoria del Pomerón no pasa a través de masas (al cuadrado) de partículas para  $t$  positivo.

La amplitud correspondiente resulta

$$F_{DIF}(s, t) = -\beta_p(t) \frac{(1 + e^{-i\pi\alpha_p(t)})}{\sin(\pi\alpha_p(t))} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_p(t)} \quad (9)$$

de modo que si  $\alpha_p(0) \cong 1$ , como parece ser el caso, posee el máximo valor permitido por el límite de Froisart. Se tiene entonces

$$\sigma_{TOT} \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_p(0)-1} \sim \frac{\beta_p(0)}{s_0}$$

con eventuales correcciones logarítmicas permitidas (y necesarias).

Vale la pena comentar sobre el renovado interés reciente sobre estos aspectos debido a nuevas evidencias de difracción en procesos inelásticos profundos a través de la aparición de los llamados “large rapidity gaps” en eventos observados en HERA y Tevatron. Se abrió entonces la posibilidad de analizar la estructura del Pomerón y aparece la necesidad de encontrar la eventual relación entre la difracción suave (soft) a la que nos referimos inicialmente con esta nueva difracción dura (hard).

Antes de continuar con la difracción debemos analizar brevemente los modelos para la interacción primaria hadrónica de los rayos cósmicos y cómo toman en cuenta esos modelos a estos efectos difractivos. Esta parte hadrónica es la menos entendida de los cálculos del desarrollo de las lluvias atmosféricas, ya que el uso de la QCD perturbativa debería quedar restringido a los casos de alto impulso transferido, que no es el caso en general. En consecuencia se han desarrollado diferentes modelos fenomenológicos inspirados en QCD. Ellos incluyen dualidad, unitariedad, comportamiento Regge e ideas del modelo de partones. Entre los más destacados se encuentran DPMJET [17], SIBYLL [7] y QGSJET [8].

En estos modelos, la sección eficaz hasta unos 50 Gev está dominada por el intercambio de Pomerón. Para energías más altas se presentan interacciones semiduras protagonizadas por partones que llevan una pequeña porción del impulso del hadrón y compiten con los procesos suaves. Estas reacciones son expresadas en términos de los llamados mini-jets que son jets hadrónicos con energía transversa mucho menor que la total. En algún sentido se trata de usar QCD perturbativa para el estudio de la física de jets con  $p_T$  relativamente bajo. La sección eficaz en ese caso se escribe

$$\sigma(s, p_T^{cut}) = \sum_{i,j} \int \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{dx_2}{x_2} \int^{s/2} d|\hat{t}| \frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{d|\hat{t}|} x_1 f_1(x_1, |\hat{t}|) x_2 f_2(x_2, |\hat{t}|) \quad (10)$$

donde  $x_1$  y  $x_2$  representan las fracciones de impulso que de los respectivos hadrones llevan los partones;  $d\hat{\sigma}_{ij}/d|\hat{t}|$  la sección eficaz partónica;  $f_1$  y  $f_2$  las funciones de distribución de

Física para todos  
Física no mundo

los partones y  $p_T^{cut}$  el valor mínimo del impulso transferido a partir del cual se le da validez a la expresión. Las incertezas mayores de este tratamiento se encuentran ligadas al rango de valores de  $x_i$  ya que se disponen datos (HERA) para  $x \geq 10^{-4}$  y aquí se necesitan hasta  $x \cong 10^{-7}$ . Además se sabe de la validez de factorización de QCD en HERA pero de la violación de esa propiedad en Tevatron.

La unitarización del formalismo se concreta vía el proceso de eikonalización estándar. Claro que cada uno de los modelos mencionados hace una elección diferente de la función de perfil. También los diferencia la cantidad de partículas secundarias producidas en las interacciones. Por ejemplo, en QGSJET es tres veces mayor que en SIBYLL. Continuando con las diferencias entre los modelos digamos que la mínima virtualidad que usa QGSJET para caracterizar un proceso duro es  $p_T^{cut}$  entre 1.5 y 2 GeV. En tanto que SIBYLL usa la parametrización

$$p_T^{cut} = 2,5 \text{ GeV} + 0,065 \text{ GeV} \exp(0,9 \sqrt{s})$$

que implica del orden de 8 GeV para energías de  $10^{20}$  eV. Por otra parte, ambos modelos usan string fragmentation para la producción de partículas y el formalismo de Gribov-Glauber para tratar la generalización para dispersión por núcleos.

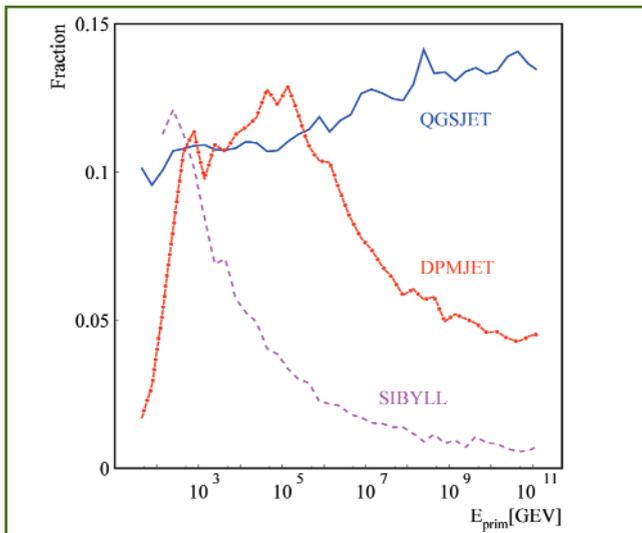


Figura 4. Fracción de eventos difractivos versus energía primaria, para el caso de colisiones protón-aire.

De manera de poner en juego la difracción en los modelos hadrónicos e incorporarla en la simulación del desarrollo de la lluvia atmosférica, nos valemos del siguiente formalismo. Teniendo en cuenta que en la interacción protón-núcleo se producen  $N_{sec}$ , cada uno de ellos estará caracterizado por su energía y un ángulo. El secundario dominante (leading) llevará una fracción de energía

$$f_L = \frac{E_{leading}}{E_{primario}} ; 0 < f_L < 1$$

de modo que puede definirse una inelasticidad  $k_{inel} = 1 - f_L$  que mide la fracción de energía transportadas por los secundarios excepto la partícula leading.

Notemos que a diferencia de una interacción hadrónica normal donde  $f_L$  fluctúa entre 0 y 1, en los eventos difractivos  $f_L$  resulta próximo a 1 ya que hay baja multiplicidad y secundarios rápidos. Consecuentemente, la presencia de difracción va a tener que ver con el control del perfil de la lluvia.

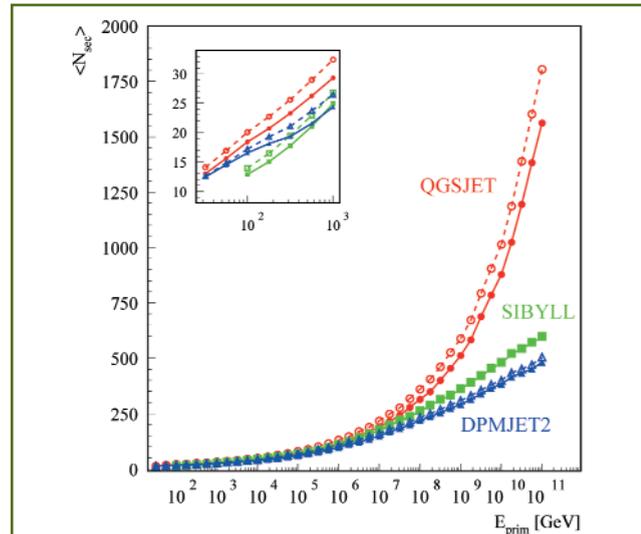
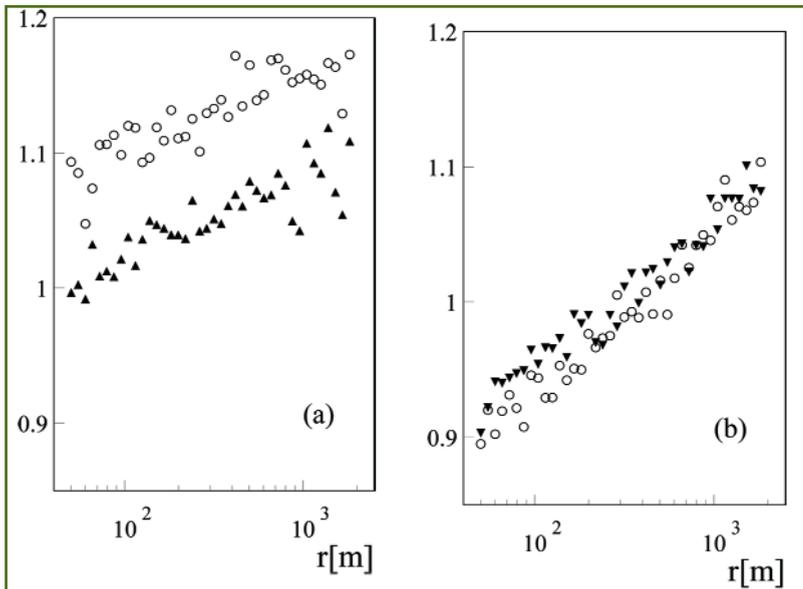


Figura 5. Número medio de secundarios en colisiones protón-aire representado como función de la energía primaria. Los símbolos llenos (huecos) corresponden a promedios sobre todos los eventos (eventos no difractivos). Las líneas son sólo para guiar la vista. La región de bajas energías se muestra con mayor detalle en las gráficas insertadas en la parte superior izquierda.

Recordemos que en los diferentes modelos hadrónicos la fracción de eventos difractivos es diferente, tal como se muestra en la figura (4). Este es uno de los motivos por el que dichos modelos predicen además diferentes multiplicidades promedio como muestra la figura (5). La razón de las diferencias de composición difractivas residen en el hecho que si bien el comportamiento asintótico de la sección total, tanto de QGSJET como de SIBYLL, es  $\ln^2(s)$ , se diferencian en el comportamiento del componente difractivo. Para QGSJET éste es  $\ln^2(s)$ , en tanto que para SIBYLL es  $\ln(s)$  [18]. Claramente entonces, para QGSJET la relación difracción a total tiende a una constante para energías altas en tanto que para SIBYLL, esa relación se anula. Los datos experimentales recientes indican que el componente difractivo pierde protagonismo con la energía. De modo que SIBYLL (y DPMJET) contienen un tratamiento más ade-



**Figura 6.** Cociente entre densidades de muones obtenidas habilitando y deshabilitando, respectivamente las interacciones difractivas, graficadas como función de la distancia al eje de la lluvia. Los triángulos (círculos) corresponden a lluvias verticales de energía  $10^{17}$  eV iniciadas por núcleos de hierro (protones). El nivel del suelo corresponde a una profundidad atmosférica de  $1000 \text{ g/cm}^2$ . Las simulaciones fueron realizadas utilizando ARES con QGSJET (a), o SIBYLL (b).

cuado de la difracción. La versión más reciente de QGSJET (llamada II) [9] ha modificado los comportamientos para estar de acuerdo con los datos experimentales.

Los procesos difractivos juegan un papel muy importante en el desarrollo de las lluvias de partículas en la atmósfera terrestre: las partículas leading emergentes de tales colisiones, que llevan casi la totalidad de la energía de la partícula primaria, son las encargadas de transportar cantidades substanciales de energía hasta las capas profundas de la atmósfera, generando un patrón de desarrollo de cascadas compatible con el que efectivamente se observa experimentalmente.

Consideremos por ejemplo una lluvia iniciada por un protón de energía  $10^{20}$  eV. En un modelo muy simplificado de cascada hadrónica con colisiones inelásticas, pero que conserva las características esenciales de la misma, podemos suponer que el camino libre medio para colisiones inelásticas con núcleos de los átomos del aire es de unos  $60 \text{ g/cm}^2$ , y que en cada colisión se producen unos 500 secundarios que, en media, transportan  $1/500$  de la energía primaria de la colisión. Así, luego de  $k$  generaciones de partículas de la cascada, las mismas habrán avanzado en promedio  $k \times 50 \text{ g/cm}^2$ , y la energía media por partícula será  $1/500^k$ . Considerando que la lluvia se encuentra prácticamente extinta cuando la energía de sus hadrones cae por debajo de  $100 \text{ MeV}$  ( $10^8 \text{ eV} = 10^{-12} \times 10^{20} \text{ eV}$ ), bastan  $k = 5$  generaciones para descender bajo el mencionado umbral. En estas condiciones, la llu-

via se habría extinguido luego de haberse propagado a través de unos  $250 \text{ g/cm}^2$  de aire. Este resultado está en franca contradicción con lo observado experimentalmente: una lluvia de energía primaria  $10^{20}$  eV alcanza su máximo desarrollo luego de propagarse por unos  $1000 \text{ g/cm}^2$ , y no se extingue hasta después de los  $2000 \text{ g/cm}^2$  de propagación.

Este simple ejemplo nos muestra que para poder explicar la observación experimental es necesario agregar algo más al mecanismo de división de la energía que ocurre en las colisiones inelásticas. Son precisamente las interacciones difractivas las que pueden cambiar substancialmente el balance de energía transportada hacia adelante, y permitir que el desarrollo de la lluvia se extienda a través de distancias mayores. Por lo tanto, a pesar de su baja probabilidad relativa ellas juegan un papel preponderante en el desarrollo de las lluvias, y es entonces de esperar que los diferentes modelos generen predicciones significativamente diferentes en los observables finales de una lluvia de partículas.

En la referencia [18] se ha estudiado cuáles son las diferencias producidas en los observables más relevantes cuando se modifica la probabilidad de interacciones difractivas. Entre otros observables, cabe destacar el caso de la densidad de muones al nivel del suelo, ilustrado en la figura 6, en donde se pueden observar diferencias de hasta un 20% en las densidades. Un detalle a notar es la dependencia de tales diferencias con la distancia al eje de la lluvia. Esto se traduce, en la práctica, en una mayor incertidumbre en la estimación de la pendiente de la distribución lateral de muones, observable comúnmente utilizado para la determinación de la composición (masa) del primario. Es por lo tanto indispensable consolidar tanto como sea posible el tratamiento teórico de las interacciones difractivas a fin de poder reducir las incertezas asociadas a las mismas, y por lo tanto lograr mejores estimaciones de, por ejemplo, la masa de los primarios hadrónicos.

### Comentarios Finales

El análisis de las lluvias atmosféricas que hemos detallado, pone de manifiesto la importancia de la inclusión de efectos electromagnéticos (LPM y supresión dieléctrica) y hadrónicos (difracción) cuando se trata de obtener información de tallada de la radiación cósmica. El análisis también permitió incluir a estos efectos de manera coherente en el programa de simulación numérica del desarrollo de la lluvia atmosférica iniciada por el rayo cósmico primario al llegar a la atmósfera. Siguiendo en esta línea de trabajo estamos anali-

zando los efectos de la nueva versión de simulador de interacciones hadrónicas QGSJETII donde han sido incluidas modificaciones a la componente difractiva [19].

Agradecemos a José Luis Sánchez Gómez la gentil invitación a presentar esta contribución.

## Referencias

- [1] Nuestro amigo Bruno Escoubés usaba presentar la situación de la física fundamental en esos términos.
- [2] P. LEFEVRE *et al.* CERN/AC/95-05; <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [3] J. ABRAHAM *et al.* [Pierre Auger Collaboration], *Nucl. Instrum. Meth.* **A523**, 50 (2004); P. Sommers [Pierre Auger Collaboration], arXiv:astro-ph/0507150.
- [4] L.D. LANDAU, I.J. POMERANCHUK, *Dokl. Akad. Nauk*, **92**, 535 (1953); **92**, 735 (1953). Versión en inglés: The Collected Papers of L.D. Landau, Pergamos Press (1965).
- [5] A. B. MIGDAL, *Phys. Rev.*, **103**, 1811 (1956).
- [6] L. ANCHORDOQUI, M. T. DOVA, A. MARIAZZI, T. MCCAULEY, T. PAUL, S. REUCROFT, J. SWAIN, *Annals Phys.*, **314**, 145 (2004).
- [7] R. ENGEL, T. K. GAISSER, T. STANEV, *Proc. 26th ICRC (Utah)* **1**, 415 (1999) (AIP Conference Proceedings, New York (1999)).
- [8] N. N. KALMYKOV, S. S. OSTAPCHENKO, A. I. PAVLOV, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B**, 17 (1997); D. HECK, *Proc. 27th ICRC (Hamburg)*, **1**, 433 (2001) (Copernicus Gesellschaft, Hamburg, 2001).
- [9] S. OSTAPCHENKO, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **B151**, 143 (2006).
- [10] K. GREISEN, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 748 (1966); G. T. ZATSEPIN AND V. A. KUZMIN, *JETP Lett.* **4**, 78 (1966).
- [11] AGASA Collaboration, *Proc. 27th ICRC (Hamburg)* **1**, 333, (2001).
- [12] HiRes Collaboration, *Proc. 28th ICRC (Tsukuba)* **1**, 409 (2003).
- [13] S.J. SCIUTTO, *Proc. 27th ICRC (Hamburg)* **1**, 237 (2001); ver además [www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires](http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires).
- [14] R. BLANKENBECLER AND S. D. DRELL, *Phys. Rev. D*, **55**, 190, (1997); *Phys. Rev. D*, **53**, 6285, (1996).
- [15] SLAC report SLAC-PUB-95-6944 (1995).
- [16] A. N. CILLIS, H. FANCHIOTTI, C. A. GARCÍA CANAL, S. J. SCIUTTO, *Phys. Rev. D*, **59**, 113012 (1999).
- [17] J. RANFT, *Phys. Rev. D*, **51**, 64 (1995); S. ROESLER, R. ENGEL AND J. RANFT, *Proc. 27th ICRC (Hamburg)*, **1**, 446 (2001).
- [18] R. LUNA, A. ZEPEDA, C. A. GARCÍA CANAL, S. J. SCIUTTO, *Phys. Rev. D*, **70**, 114034 (2004).
- [19] C. A. GARCÍA CANAL, S. J. Sciutto, en preparación.