



Centro de Investigación y de Estudios Avanzados
del
Instituto Politécnico Nacional

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**Teorías de Tecnicolor y
Rayos Cósmicos Ultra Energéticos**

Tesis que presenta

Rodrigo Pelayo Ramos

Para obtener el Grado de

Doctor en Ciencias

en la Especialidad de

Física

Director de tesis: Dr. Arnulfo Zepeda Domínguez

México, Distrito Federal

Marzo, 2007

*Dedico este trabajo
a la persona por la que soy quien soy,
que le debo la vida, y nunca terminaré
de agradecer todo lo que en mi vida
me ha dado.
Mi Madre, Rebeca Ramos Gómez.*

Agradecimientos

Es justo mencionar a todas las personas que me han apoyado y brindado su amistad y cariño en el tiempo que he sido estudiante del Departamento de Física del Cinvestav (que no ha sido poco), sin embargo tendré que ser injusto y no podré nombrar a muchos, pero no por eso dejan de ser relevantes para mi (aunque no todos).

A mi asesor, el Dr. Arnulfo Zepeda por todo su apoyo incondicional, consejos, orientación y paciencia que me brindó durante el tiempo que he sido su estudiante.

A los Doctores Gabriel López Castro y Merced Montecinos por permitirme terminar con mi trabajo de tesis.

A los Doctores Abdel Pérez Lorenzana, Ricardo López Fernández, Mauricio Carbajal Tinoco y Umberto Cotti, por aceptar ser mis sinodales, y por sus invaluable comentarios y sugerencias.

A los Doctores Sergio Sciutto, Tomas Gaisser, Todor Stanev, Ralph Engel y Torbjörn Sjöstrand, por sus comentarios acerca de mi trabajo y apoyo técnico en el uso de AIRES, SIBYLL y PYTHIA.

A los Doctores Gerardo Herrera Corral, Isaac Hernández Calderón, Luis Manuel Montaña Zetina y a todos los que participaron y apoyaron con entusiasmo el proyecto del “Circo de la Física”.

A las secretarias del Departamento de Física, en particular, Beatriz Garrido, Paty Villar, Flor Ibañez, Mariana del Castillo, Diana García y Rosemary Ovando, por toda la ayuda que recibí de ellas.

A la Maestra Rebeca López por toda su hospitalidad y atenciones.

A mis amigos, mi compadre Edgar, el Chicharito, Juanito, Alejandro, Carlos, Migue, el Güero, Arturo, René, Xavier... Perdón a los demás si no los menciono. También a las que en su momento me dieron su cariño, Ramona, Ivonne, Lupita, Estela y Diana (por fortuna todavía soy soltero y las puedo mencionar a todas).

Finalmente al CONACyT, Cinvestav, ICPT y proyecto HELEN del ALFA-EC por el apoyo económico recibido.

Resumen

En este trabajo se hace un estudio de los efectos que se pueden producir por las colisiones primarias de rayos cósmicos de muy alta energía con átomos de aire al considerar interacciones de física más allá del Modelo Estándar, en particular, las derivadas de teorías de Tecnicolor. Se realizaron una serie de simulaciones por métodos de Monte Carlo de colisiones protón-protón y protón-aire, a muy altas energías, comparando los resultados de los generadores de eventos más usados en física de rayos cósmicos, SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II, con una adaptación propia basada en PYTHIA, que es ampliamente usado en física de aceleradores. Se efectuó también una serie de simulaciones de chubascos atmosféricos hechas con AIRES, empleando nuestra adaptación de PYTHIA para distintas energías de protones primarios, para estudiar en qué cambian las características de los chubascos cuando se consideran interacciones de Tecnicolor en la colisión primaria.

Abstract

In this work we report our analysis of the effects that can be produced by collisions of very high energy cosmic rays with air nuclei considering interactions beyond the Standard Model, in particular, Technicolor theories. We made a lot of simulations with Monte Carlo methods of proton-proton and proton-air collisions, at very high energies, comparing results of the most popular event generators in cosmic ray physics, SIBYLL, QGSJET and QGSJET-II, with our own adaptation based on the general purpose event generator PYTHIA that is widely used in accelerator physics. We did also a series of air shower simulations with AIRES, using our own PYTHIA adaptation at different primary proton energies, in order to study possible changes when Technicolor interactions are taken into account at the first collision.

Índice general

1. Introducción	1
2. El Modelo Estándar	5
2.1. El Modelo Estándar	5
2.2. Lagrangiano de QCD	6
2.3. Lagrangiano del Modelo Electro débil	7
2.4. Generación de Masa en el Modelo Estándar	8
2.5. Ventajas y Desventajas del Modelo Estándar	11
2.5.1. Éxitos Sector Electro débil del Modelo Estándar	11
2.5.2. Insuficiencias del Modelo Estándar	12
2.5.3. Problemas del Sector de Higgs	13
3. Rayos Cósmicos Ultra Energéticos	17
3.1. Historia	17
3.2. Composición	22
3.3. Espectro de Rayos Cósmicos	23
3.4. Métodos de Detección	25
3.5. Algunas Aplicaciones de los Rayos Cósmicos	26
3.5.1. Datación	26
3.5.2. Búsqueda de cámaras ocultas en pirámides	27
3.5.3. Medición de nivel de magma en el interior de volcanes	28
3.5.4. Detección de material nuclear	28
4. Tecnicolor y Tecnicolor Extendido	31
4.1. Rompimiento Dinámico de Simetría en QCD.	31
4.2. Tecnicolor	36
4.2.1. El Modelo Mínimo de TC	37

4.2.2. Espectroscopía de Bosones de Nambu-Goldstone	38
4.3. La Masa de los Fermiones y Tecnicolor Extendido	40
4.4. Problemas de las Teorías de Tecnicolor	42
4.4.1. Los Parámetros Oblicuos S , T y U	42
4.4.2. Las Corrientes Neutras que Cambian Sabor	44
4.5. <i>Walking</i>	45
4.6. <i>Topcolor</i>	48
4.6.1. Condensados del Top	49
4.6.2. Tecnicolor Asistido por Topcolor (TC2)	49
4.7. El Modelo de Tecnicolor <i>Straw Man</i> (TCSM)	52
4.8. Búsqueda Experimental de TC	55
5. Modelos Hadrónicos y Generadores de Eventos	59
5.1. Modelos Hadrónicos	59
5.2. SIBYLL	62
5.3. QGSJET y QGSJET-II	64
5.4. PYTHIA	65
5.4.1. Generalidades	68
5.5. Comparación entre GE a Altas Energías	71
5.5.1. Secciones Eficaces	72
5.5.2. Multiplicidad de partículas cargadas a bajas energías	74
5.5.3. Multiplicidad de partículas cargadas a altas energías	80
5.5.4. Distribución de E y η de partículas producidas	81
5.6. Tecnicolor en PYTHIA	88
5.6.1. Sección eficaz	89
5.6.2. Multiplicidad	89
5.6.3. Distribución de E y η de partículas producidas	90
6. Colisiones Primarias	93
6.1. Implementación de colisiones protón-Aire (pA)	93
6.2. Simulaciones con QCD	99
6.3. Simulaciones con Tecnicolor	100
7. Simulación de Chubascos Atmosféricos	109
7.1. AIRES	109
7.2. Implementación en AIRES	112

7.3. Simulación de chubascos atmosféricos	114
7.3.1. Simulación de chubascos atmosféricos con QCD	114
7.3.2. Simulación de chubascos atmosféricos incluyendo Tecnicolor en la interacción primaria	119
7.3.3. Señales a nivel del suelo	127
7.4. Distribución de partículas a nivel del suelo	131
A. Cálculo de Condensados de Fermiones	137
B. Solución de la ecuación de Schwinger-Dyson para $\Sigma(p^2)$	139
C. Subprocesos de PYTHIA	141
D. Modos de decaimiento de tecnipartículas	147

Capítulo 1

Introducción

Si bien el Modelo Estándar de las partículas elementales es una teoría exitosa en cuanto a predicciones, además de describir correctamente la dinámica de las partículas, todos sus componentes en el modelo mínimo han sido encontrados experimentalmente excepto uno: El bosón de Higgs. De hecho, el principal objetivo de futuros aceleradores, como el LHC, es encontrarlo.

De no encontrarse el Higgs, queda libre el camino para las teorías alternativas de rompimiento de simetría del grupo electrodébil y generación de masa de las partículas, como lo son las teorías de Rompimiento Dinámico de Simetría, en particular las teorías de dinámicas fuertes, llamadas también de Tecnicolor.

Claro es que toda teoría debe de comprobarse experimentalmente, pero los aceleradores de partículas son limitados en cuanto a energía se refiere, ya que si bien el LHC puede tener una energía nominal de 14 TeV para colisiones protón-protón en el sistema de centro de masas, la energía disponible para las interacciones a nivel partónico, es solo una pequeña fracción de dicho valor.

Por otra parte, los rayos cósmicos ultraenergéticos pueden llegar a tener energías superiores a los 10^{20} eV en el sistema de laboratorio, que al pasar al sistema de centro de masas se pueden tener energías disponibles de hasta 450 TeV, ¡32 veces la energía del LHC! por lo tanto es un escenario ideal para que se pueda manifiestar nueva física, como las interacciones de Tecnicolor.

El objetivo de este trabajo es estudiar las posibles señales de interacciones de

Tecnicolor en chubascos atmosféricos, a partir del uso de métodos de Montecarlo, empleando para este fin paquetes especializados como AIRES para la simulación del desarrollo de chubascos atmosféricos y PYTHIA para la simulación de las colisiones de muy alta energía entre protones y núcleos componentes del Aire en los que intervengan las interacciones de Tecnicolor.

En el capítulo 2 se hace una descripción de los elementos fundamentales del Modelo Estándar, de sus éxitos y las cosas que no contempla, además de los problemas teóricos asociados a los escalares fundamentales como el Higgs.

El capítulo 3 trata de hacer una breve introducción de la física y astrofísica de los rayos cósmicos, tanto de baja como de ultra alta energía. También se habla de algunos de los usos que se le puede dar a los productos de las colisiones de rayos cósmicos, así como de su influencia en el medio ambiente que nos rodea.

En el capítulo 4 hace una revisión de las teorías de rompimiento dinámico de simetría, como las teorías de de Tecnicolor, Tecnicolor Extendido, Walking, y Topcolor, que son los elementos principales que debe de contener cualquier teoría moderna que pretenda generar la masa de los bosones de norma electrodébiles y de los fermiones del Modelo Estándar, y que además sean consistentes con los experimentos.

El capítulo 5 trata de las dificultades que hay que enfrentar cuando se hace una descripción de las interacciones involucradas en las colisiones hadrónicas y algunas de las propuestas existentes para tratar de modelarlas. Se habla de los modelos hadrónicos diseñados para simular colisiones a energías de rayos cósmicos ultraenergéticos, como lo son SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II usados por los códigos especializados en la simulación de chubascos atmosféricos como AIRES y CORSIKA. Además se hace una breve descripción de las características del generador de eventos de propósito general PYTHIA, muy empleado en física de aceleradores, pero que nosotros proponemos para describir también colisiones de rayos cósmicos, sobre todo porque tiene implementadas interacciones de Tecnicolor, que son el propósito de estudio de la presente tesis. También hacemos comparaciones entre los resultados de simulaciones de colisiones protón-protón a ultra altas energías hechas con PYTHIA(incluyendo Tecnicolor), SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II.

En el capítulo 6 presentamos nuestra propuesta para la adaptación de PYTHIA con el propósito de la simular colisiones protón-Aire (núcleos de nitrógeno y oxígeno principalmente), en las que pueda intervenir Tecnicolor. Implementamos un algoritmo simple basado en el modelo de cascadas intranucleares (INC). Una vez realizado esto, se hacen algunas simulaciones para verificar que la respuesta cinemática de nuestro código es consistente con los modelos especializados, y vemos las posibles señales que puede haber cuando incluimos Tecnicolor.

Finalmente el capítulo 7 se habla de la adaptación del código descrito en el capítulo 6, para poder simular chubascos atmosféricos junto con AIRES. Nuestro código simula las colisiones primarias protón-Aire, mientras que AIRES toma los productos de las colisiones y las usa para poder iniciar chubascos atmosféricos. En esta capítulo, analizamos algunas de las posibles señales que puede haber en chubascos atmosféricos cuando involucramos en la colisión primaria interacciones de Tecnicolor, por ejemplo, los cambios en el desarrollo longitudinal de los chubascos, la relación entre electrones y muones, y la distribución de partículas a nivel del suelo.

Capítulo 2

El Modelo Estándar

2.1. El Modelo Estándar

Sin duda el Modelo Estándar (SM) es una teoría completamente exitosa para describir la dinámica de las partículas elementales desde bajas energías hasta las alcanzadas por los aceleradores actualmente. El SM se basa en el grupo de simetría de norma $G_{SM} \equiv SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ que engloba la teoría de interacciones fuertes o Cromodinámica Cuántica (QCD), basado en el grupo de color $SU(3)_C$, y el modelo Electro débil (EW) de Glashow, Weinberg y Salam basado a su vez en el grupo $G_{EW} \equiv SU(2)_L \times U(1)_Y$ [1].

Las interacciones en el SM son mediadas por el intercambio de campos de norma de *spin*-1: 8 gluones sin masa para las interacciones fuertes, el fotón, también no masivo, para las interacciones electromagnéticas y 3 bosones masivos, W^\pm y Z , para las interacciones débiles. Además, el contenido fermiónico está dado por los leptones y quarks conocidos que están ordenados en tres familias [2]:

$$\begin{bmatrix} \nu_l & q_u \\ l^- & q_d \end{bmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, \quad l^-_R, \quad (q_u)_R, \quad (q_d)_R, \quad (2.1)$$

con $l = e, \mu, \tau$; $q_u = u, c, t$; y $q_d = d, s, b$ (cada quark tiene tres “cargas” distintas de color), y se pueden caracterizar por tercias de números de la forma (n, m, Y) , siendo n y m la dimensión de la representación respectiva de los grupos $SU(3)_C$ y $SU(2)_L$,

mientras que Y es la hipercarga débil asociada al grupo $U(1)_Y$:

$$\begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L \sim (3, 2, \frac{1}{3}), \quad \begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L \sim (1, 2, \frac{1}{3}), \quad (2.2)$$

$$(q_u)_R \sim (3, 1, \frac{4}{3}), \quad (q_d)_R \sim (3, 1, -\frac{2}{3}), \quad l_R^- \sim (1, 1, -2).$$

La hipercarga, junto con la tercera componente de isoespín débil de $SU(2)_L$, T_3 , se relacionan con la carga eléctrica a través de la relación de Gel-Mann-Nishijima:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.3)$$

de esta forma los fermiones tendrán las siguientes cargas en unidades de carga elemental del electrón: $Q_l = -1$, $Q_\nu = 0$, $Q_{q_u} = \frac{2}{3}$ y $Q_{q_d} = -\frac{1}{3}$.

2.2. Lagrangiano de QCD

La dinámica de QCD está descrita por la siguiente densidad lagrangiana [3]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{q}(x)(i\not{D} - m_q)q(x) - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a(x)G_{\mu\nu}^a(x) \quad (2.4)$$

donde $q = (q_1, q_2, q_3)^T$ son los campos de quarks, y cada índice pertenece al color. En lo sucesivo a la densidad lagrangiana la denominaremos simplemente lagrangiano. Como $SU(3)_C$ es una simetría local, para preservar la invariancia del lagrangiano se introduce la derivada covariante [4]

$$\not{D}q = \gamma^\mu D_\mu q \equiv \gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig_s \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a \right) q, \quad (2.5)$$

aquí G_μ^a ($a = 1, \dots, 8$) son los campos de norma correspondientes a los gluones, y las λ_a son las matrices de Gell-Mann que funcionan como generadores de $SU(3)$, y satisfacen el álgebra de Lie

$$\left[\frac{\lambda_a}{2}, \frac{\lambda_b}{2} \right] = if_{abc} \frac{\lambda_c}{2}, \quad (2.6)$$

siendo las f_{abc} las constantes de estructura de $SU(3)$.

La dinámica de los gluones está contenida en el tensor de campo

$$G_{\mu\nu}^a(x) = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_{\mu b} G_{\nu c}. \quad (2.7)$$

El lagrangiano (2.4) es invariante bajo las siguientes transformaciones de norma de $SU(3)$:

$$\begin{cases} q(x) & \rightarrow e^{i\theta_a(x)\frac{\lambda^a}{2}} q(x) \\ G_\mu^a(x) & \rightarrow G_\mu^a(x) - \frac{1}{g_s}\partial_\mu\theta^a(x) + f^{abc}\theta_b(x)G_{\mu c} \end{cases} \quad (2.8)$$

2.3. Lagrangiano del Modelo Electrodebil

El lagrangiano para la parte EW del SM se puede expresar en sus partes como [5]:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{Materia} + \mathcal{L}_{Norma} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{G.fix.} + \mathcal{L}_{FP}. \quad (2.9)$$

El primer término en (2.9) nos describe las interacciones de los fermiones con los bosones de norma,

$$\mathcal{L}_{Materia} = i \sum_{f=l,q} \bar{f} \not{D} f. \quad (2.10)$$

En este caso como la interacción débil depende de la quiralidad de los fermiones, la derivada covariante difiere para fermiones izquierdos y derechos, debido a los números cuánticos de éstos mostrados en (2.2), de esta forma

$$D_\mu f_L = \left(\partial_\mu - igT_i W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_L, \quad (2.11)$$

$$D_\mu f_R = \left(\partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_R, \quad (2.12)$$

con $f_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)f$.

El segundo término en (2.9) corresponde a la parte de la dinámica de bosones de norma

$$\mathcal{L}_{Norma} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i(x)W_i^{\mu\nu}(x) - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}(x)B^{\mu\nu}(x), \quad (2.13)$$

con los tensores de los bosones débiles y de hipercarga dados respectivamente por

$$W_{\mu\nu}^i(x) = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\varepsilon^{ijk}W_{\mu j}W_{\nu k}, \quad (2.14)$$

$$B_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.15)$$

\mathcal{L}_{Norma} contiene la parte cinética de los campos de norma además de términos extras de interacción entre estos. Es fácil verificar que el lagrangiano (2.9) es invariante ante

las transformaciones de norma:

$$\begin{cases} f_L & \rightarrow e^{iT_i\theta^i(x)} f_L, \\ f_R & \rightarrow f_R, \\ f & \rightarrow e^{i\frac{Y}{2}\alpha(x)} f, \\ W_\mu^i & \rightarrow W_\mu^i - \frac{1}{g}\partial_\mu\theta^i(x) + \epsilon^{ijk}\theta_j W_{\mu k}, \\ B_\mu & \rightarrow B_\mu - \frac{1}{g'}\partial_\mu\alpha(x). \end{cases} \quad (2.16)$$

El tercer y cuarto términos de (2.9), \mathcal{L}_{Higgs} y \mathcal{L}_{Yukawa} , son las partes más enigmáticas del SM, ya que el primero de estos corresponde al de la dinámica de ciertos escalares introducidos en la teoría para realizar el rompimiento espontaneo de la simetría EW, $G_{EW} \rightarrow U(1)_{EM}$, y a partir del mecanismo de Higgs, que será discutido posteriormente, darle masa a los bosones de norma y a un campo escalar resultante denominado Boson de Higgs. \mathcal{L}_{Yukawa} se introduce para proveer de terminos de masa para los fermiones que sean invariantes ante G_{EW} y también será analizado más adelante.

Finalmente los últimos dos términos de (2.9) son indispensables al momento de cuantizar *cualquier* Teoría de Norma. $\mathcal{L}_{G.fix}$ corresponde a la fijación de la norma, y \mathcal{L}_{FP} es el lagrangiano de Faddeev-Popov.

2.4. Generación de Masa en el Modelo Estándar

Ahora analizaremos las que quizás son las partes más oscuras del lagrangiano (2.9), esto es \mathcal{L}_{Higgs} y \mathcal{L}_{Yukawa} . En el primero se introduce un doblete de escalares complejos

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

y el lagrangiano más general renormalizable que respeta la simetría EW y que describe su dinámica es:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D^\mu\Phi)^\dagger(D_\mu\Phi) - \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2. \quad (2.18)$$

Además se hace la suposición de que $\mu^2 < 0$, así Φ es el responsable del Rompimiento Espontaneo de la Simetría (SSB) $G_{EW} \rightarrow U(1)_{EM}$ al adquirir el valor de expectación

en el vacío:

$$\langle 0|\Phi|0\rangle \equiv \langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

siendo $v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$.

Puesto que al principio se tiene un grupo semisimple G_{SM} con 12 generadores, después del rompimiento de simetría aparecen 3 bosones de Goldstone relacionados con los generadores de $G_{SM}/SU(3)_C \times U(1)_{EM}$, los cuales a través del *Mecanismo de Higgs* y se convierten en la componente longitudinal de los bosones $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$ y $Z_\mu = W_3 \cos \theta_W + B_\mu \sin \theta_W$, que adquieren masas

$$M_W = \frac{gv}{2}, \quad M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad M_A = 0, \quad (2.20)$$

y $A_\mu = -W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W$ es el campo del fotón que permanece sin masa, donde θ_W es el ángulo electrodébil, con $\tan \theta_W = \frac{g'}{g}$.

Después de la conversión sólo una componente del campo escalar queda como grado de libertad físico y lo podemos redefinir a partir su valor de expectación en el vacío de la siguiente manera:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

donde el nuevo campo, $H(x)$, es conocido como *Bosón de Higgs* y también adquiere la masa $M_H = \sqrt{-2\mu^2}$.

A partir de fenomenología de baja energía, como por ejemplo el decaimiento $\mu \rightarrow e\bar{\nu}\nu$, se encuentra que el valor de expectación en el vacío puede ser expresado en términos de la constante de Fermi $G_F = 1.16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ (bien conocida para el momento en que se planteó esta teoría):

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \approx 246 \text{ GeV}. \quad (2.22)$$

En base a este resultado es posible conocer teóricamente los valores de $M_W \approx 80 \text{ GeV}$ y $M_Z \approx 90 \text{ GeV}$, que pueden ser comparados con los valores medidos presentados en la figura 2.1. Sin embargo, dado que la masa del Higgs depende del parámetro μ en el lagrangiano (2.18), que es un parámetro de autointeracción, no es posible

calcular teóricamente su valor de forma directa, sino que es necesario hacer ajustes con correcciones radiativas en las que se encuentre involucrado el Higgs a parámetros de precisión como los que se muestran en la figura 2.1, o estimar los límites a su masa en base a su no observación experimental. Actualmente se tiene una estimación en la cota mínima de la masa del Higgs de $M_H \geq 114.4$ GeV con 95 % C.L.[6, 7].

Para la masa de los fermiones no podemos incluir términos de la forma $m\bar{f}f$ debido a que éstos no preservan la invariancia ante transformaciones del grupo G_{SM} . Sin embargo, si consideramos el campo escalar Φ y continuando con el método de introducir en el lagrangiano todos los términos renormalizables y compatibles con la simetría G_{SM} , resulta inevitable tener términos la forma [3]

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \lambda_{ij}^l \bar{L}_L^i \Phi l_R^j + \lambda_{ij}^u \bar{Q}_L^i \Phi q_{uR}^j + \lambda_{ij}^d \bar{Q}_L^i \tilde{\Phi} q_{dR}^j + h.c., \quad (2.23)$$

donde

$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L, \quad Q_L = \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, \quad \tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \phi_0^* \\ -\phi^- \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Después del rompimiento de simetría, el lagrangiano contiene términos masas:

$$\mathcal{L}_{Masa} = M_{ij}^l \bar{l}_L^i l_R^j + M_{ij}^u \bar{q}_{uL}^i q_{uR}^j + M_{ij}^d \bar{q}_{dL}^i q_{dR}^j + h.c. \quad (2.25)$$

donde $M_{ij}^f = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_{ij}^f$ ($f = u, d, l$) son elementos de matrices de masas no diagonales. Estas matrices pueden ser diagonalizadas a partir de la transformación biunitaria

$$(U_L^f)^\dagger M^f U_R^f = M_{diag}^f \quad (2.26)$$

siendo $U_{L,R}^f$ matrices unitarias que inducen la transformación entre los eigenestados de interacción $f_{L,R}$ y los eigenestados de masa $f'_{L,R}$

$$f_{L,R} = U_{L,R}^f f'_{L,R}. \quad (2.27)$$

El producto $(U_L^{qu})^\dagger U_L^{qd} = V_{CKM}$ es conocido como la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa [8] que contiene tres ángulos de rotación y una fase compleja.

El problema de este planteamiento es que el valor de los elementos de M_{diag}^f no puede ser predicho por la teoría, y quedan como parámetros libres.

2.5. Ventajas y Desventajas del Modelo Estándar

En síntesis podemos decir que para la construcción del SM se requieren las siguientes suposiciones:

- El grupo de norma es $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$.
- Hay un doblete de Higgs y su dinámica rompe espontáneamente la simetría electrodébil.
- Las representaciones fermiónicas son dobletes izquierdos y singletes derechos de $SU(2)_L$.

Además el SM contiene 18 parámetros libres (sin considerar los neutrinos con masa):

- 3 constantes de acoplamiento,
- 9 masas de fermiones,
- 3 ángulos de mezcla (parámetros de mezcla) y 1 fase compleja,
- 1 masa de Higgs,
- 1 masa independiente de bosón de norma.

2.5.1. Éxitos Sector Electrodébil del Modelo Estándar

Los éxitos del SM pueden ser enunciados de la siguiente manera [9]

- Renormalizabilidad
- Unitariedad
- Unificación de las fuerzas Electromagnética y Débil.
- Predicción de una relación específica de las masas de los bosones de norma W y Z

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1.$$

- Los números Bariónico y Leptónico son automáticamente simetrías globales.

- A nivel árbol no hay Corrientes Neutras que Cambian de Sabor (Mecanismo de Glashow, Iliopoulos y Maiani o GIM [10]).
- Todas las predicciones están impresionantemente de acuerdo con los resultados experimentales como se puede ver en la figura 2.1.

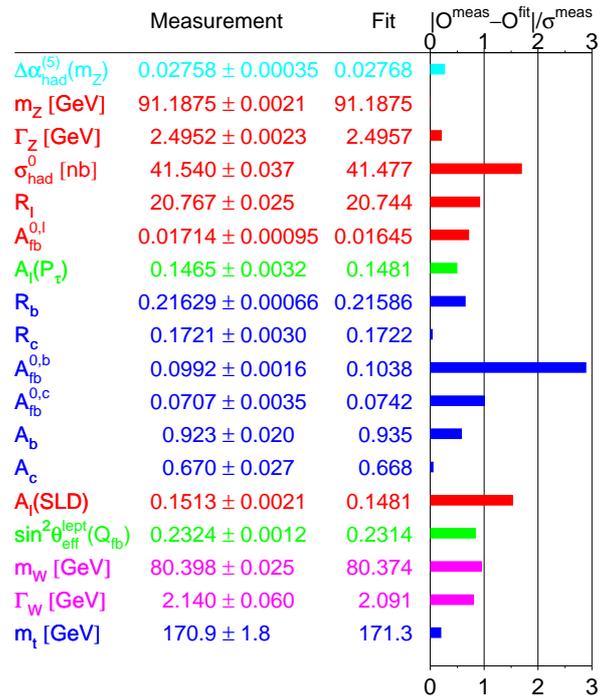


Figura 2.1: Datos de mediciones precisión electrodébiles hasta el invierno del 2007 [11].

2.5.2. Insuficiencias del Modelo Estándar

Hay muchos aspectos que el SM no contempla, entre ellos estas tenemos:

- Mezcla de estados de masas de fermiones y la naturaleza de la violación de CP;
- Oscilaciones de neutrinos, y sus masas;
- El número de generaciones;
- El problema de la jerarquía de masas ($m_t/m_{\nu_e} \sim 10^{12}$);

- Violación de Paridad de interacciones débiles;
- Cuál es el mecanismo de rompimiento de simetría electrodébil, y cómo se mantiene la jerarquía de norma (hay realmente un doblete de Higgs ligero o los bosones de norma llegan a interactuar fuertemente a la escala de TeV.);
- Unificación con fuerzas fuerte y gravitacional;
- Cuantización de la carga y el por qué $Q_e = -Q_p$;
- El origen de la materia oscura;
- Bariogénesis;
- Constante Cosmológica;
- ¿Porqué el espacio tiempo es 4-dimensional?

2.5.3. Problemas del Sector de Higgs

Una pregunta que podemos hacer es ¿por qué en la naturaleza habría una partícula cuyo único propósito es el realizar el rompimiento de simetría electrodébil?

El hecho de introducir el sector de Higgs en la teoría trae consigo una serie de problemas para el SM y que a continuación mencionamos:

1. Los modelos con Higgses elementales no dan una explicación dinámica para el rompimiento de simetría electrodébil. Los modelos no supersimétricos de Higgses no tienen explicación de por qué ocurre el rompimiento de simetría a una escala de energía del orden de 1 TeV. Además que no explican por medio de qué dinámica es posible que $v^2 > 0$.
2. Los modelos con Higgses elementales tienen un problema de falta de *naturalidad*. Consideramos la naturalidad en una teoría de campos de acuerdo a la definición de 't Hooft [12]:

A una escala de energía dada Λ_E , un parámetro o conjunto de parámetros físicos $\alpha_i(\Lambda_E)$ pueden ser pequeños sólo si el reemplazar $\alpha_i(\Lambda_E) = 0$ incrementara la simetría del sistema.

Para entender lo anterior consideremos por ejemplo el caso del lagrangiano de un fermión masivo libre:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi} \not{\partial}\psi - m\bar{\psi}\psi, \quad (2.28)$$

si a cierta escala de energía Λ_E , la masa de la partícula se puede considerar relativamente tan pequeña que si hacemos $m(\Lambda_E) = 0$, el lagrangiano resultante tendrá una simetría quiral global $U(1)_L \times U(1)_R$.

Por otro lado, en el lagrangiano del campo escalar de Higgs de la ecuación (2.18), podemos ver que el hacer $\mu = 0$, no altera en nada las simetrías del lagrangiano completo del SM, esto nos dice que no podremos considerar μ “pequeño” a ninguna escala de energía, y no podremos hacer correcciones cuánticas a su masa en términos de sí misma, a menos que hagamos lo que se denomina un ajuste fino (*fine tuning*) a una enorme precisión.

3. Los modelos con Higgses elementales con gran unificación tienen un problema de Jerarquía en la amplia diferencia de las escalas de energías.

$$\begin{aligned} M_{PL} &= G_N^{-1/2} \sim 10^{19}\text{GeV} & (2.29) \\ &\downarrow \\ v_{wk} &= 2\left(\sqrt{2}G_F\right)^{-1/2} = 175\text{GeV} \\ &\downarrow \\ \Lambda_{QCD} &= 100\text{MeV} \end{aligned}$$

4. Los modelos con Higgses elementales son *triviales*. Esto quiere decir que si hacemos una corrección en la constante de autoacoplamiento del Higgs tomando en cuenta que para este tipo de teorías $\beta = \mu \frac{d\lambda}{d\mu} > 0$, entonces el acoplamiento dependiente de la escala de energía μ es

$$\begin{array}{c} \text{Diagrama de un bucle de Higgs con dos líneas externas} \end{array} \implies \lambda(\mu) = \frac{\lambda(\Lambda)}{1 + \frac{24}{16\pi^2}\lambda(\Lambda) \ln\left(\frac{\Lambda}{\mu}\right)}, \quad (2.30)$$

Ahora, si hacemos que $\Lambda \rightarrow \infty$, entonces $\lambda(\mu) \rightarrow 0$. Esto nos dice que sin importar la energía a la que nos encontremos, para una escala superior de corte muy grande tendremos una teoría de campo libre o “trivial”. Esto nos da pie para preguntarnos si ¿el Higgs puede ser un campo compuesto?

5. Los modelos de Higgses elementales no nos dan una “vista interna” a la física del sabor. Esto es debido a que los acoplamientos de Yukawa son parámetros arbitrarios, ya que fueron introducidos a mano en la teoría con la única restricción de que los términos de masa para los fermiones debían de preservar la simetría EW.

Todos estos puntos nos dan la pauta para buscar una manera alternativa para producir el rompimiento de simetría EW sin necesidad de utilizar campos escalares elementales, que evidentemente están más allá del SM.

Capítulo 3

Rayos Cósmicos Ultra Energéticos

En este capítulo se hará una breve descripción de la historia del estudio de los rayos cósmicos, de su espectro, así como también de lo que se conoce como corte GZK y de los distintos métodos de detección de rayos cósmicos.

3.1. Historia

La historia de los rayos cósmicos se remonta los años de 1912 y 1913, cuando Victor Hess, que era aficionado a la aeronautica, hizo una serie ascensos en globo hasta altitudes de 5 km, para medir con un electrómetro las variaciones con la altura de cierta misteriosa radiación que habia sido descubierta desde 1900, y que había sido asociada a la radiactividad natural de la terrestre [13]. Hess notó que, al contrario de lo que se hubiera esperado si la radiación fuera producida por los minerales radiactivos en la tierra, conforme aumentaba la altitud, la diferencia de ionizaciones dada por el electrómetro comparada con la medida a nivel del mar, aumentaba, además los resultados no variaban significativamente cuando las mediciones se hacían de noche, esto dió pie para que Hess concluyera que la radiación detectada era de origen espacial.[14]. Las mediciones fueron repetidas en 1914 por W. Kolhörster, pero esta vez hasta alturas de 9 km sobre el nivel del mar ratificando los resultados de Hess [15]. Los resultados de las mediciones de Hess y Kolhörster se pueden ver en la gráfica de la figura 3.1 [16]. Por el descubrimiento de la radiación cósmica, Hess compartió en 1936 el premio Nobel junto con Carl Anderson, quien descubriera al *positrón* con la ayuda de la radiación cósmica hacia 1932 [17].

Cabe mencionar que otros premios Nobel en los que se han visto involucrados los

rayos c3smicos fueron dados en 1950 a Cecil Powel por el descubrimiento del *pi3n* cargado realizado en 1947, adem3s del otorgado a Patrick Blackett en 1948 por el desarrollo de la c3mara de niebla [17].

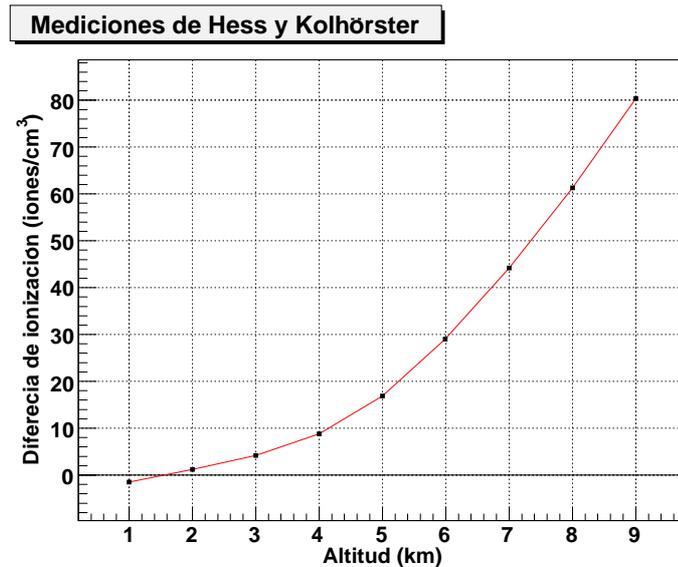


Figura 3.1: *Diferencia de ionización entre la observada y la medida a nivel del mar como función de la altitud.*

Previo al descubrimiento del pi3n, en 1937 se hizo el descubrimiento de la primera partícula de naturaleza distinta a la del prot3n, neutr3n y el electr3n conocidos hasta entonces. J.C. Street y E.C. Stevenson determinaron la masa y propiedades de una misteriosa partícula observada con anterioridad por Anderson y Seth H. Neddermeyer y que no pudieron identificar. Esta partícula cuya masa estimaron en aproximadamente doscientas veces la del electr3n fue denominada en su momento *bari3n*, *yuk3n*, *mesotr3n* y *mes3n*. En la actualidad, dicha partícula es el *mu3n* (μ) [18]. Ayudados con la t3cnica de emulsiones nucleares retomadas y desarrolladas por Cecil F. Powell, hacia el a3o de 1947, en experimentos de alta monta3a realizados en el Laboratorio de Chacaltaya, cerca de la Paz, Bolivia, Cesare M.G. Lattes, Giuseppe Occhialini y Powell llegaron al descubrimiento del *pi3n* cargado [19]. Dicho pi3n haba sido propuesto en 1935 por Hideki Yukawa como portador de la interacci3n nuclear fuerte. Por el descubrimiento del pi3n y el desarrollo de la t3cnica de emulsi3n nuclear, Powell fue galardonado con el Premio Nobel en 1950 [17].

En la Conferencia de Rayos C3smicos celebrada en Bagn8re de Bigorre, Francia en 1953. Se clasificaron una serie de part3culas descubiertas con el estudio de los rayos c3smicos. Unas denominadas *mesones pesados* descubiertas en Bristol en 1949 y cuya masa est1 entre la del p3on y el prot3n. Estos son los ahora llamados *Kaones*. Las otras part3culas fueron descubiertas en 1947 y fueron bautizadas como *hiperones* por su masa superior a la del prot3n. Entre estos est1n las part3culas Λ y Σ^+ . En 1954 se registraron dos eventos que se sospech3 pudieran corresponder a *antiprotones*, pero su existencia no fue confirmada sino hasta 1956 con aceleradores.

En 1971 se dio el que posiblemente fuera el 3ltimo descubrimiento de part3culas con rayos c3smicos, ya que un grupo japon3s report3 un nuevo tipo de part3cula que podr3a ser considerado ahora un mes3n con *Encanto* [20].

Para poder determinar el signo de la carga de los rayos c3smicos, en 1932, Don Manuel Sandoval Vallarta, entonces profesor del MIT, y George Lema3tre realizaron un estudio te3rico del efecto *Este-Oeste* por la desviaci3n de las part3culas cargadas por el campo geomagn3tico, empleando el teorema de Liouville, y para el c1culo num3rico, por primera vez en F3sica, se hizo uso de una computadora mec1nica, *el analizador diferencial* creado por Vannevar Bush [21]. La confirmaci3n experimental del efecto este-oeste vendr3a a realizarse en 1933 por dos colaboradores de Arthur Compton, Thomas Johnson y el joven Luis W. Alvarez, quienes hicieran las mediciones en la azotea del Hotel Ginebra de la Ciudad de M3xico, concluyendo que, en su mayor3a, los rayos c3smicos pose3an carga positiva [22].

Fue en el a3o de 1938, cuando la electr3nica hab3a avanzado lo suficiente como para poder medir coincidencias en detectores dentro de tiempos del orden de microsegundos, que el franc3s Pierre Auger, al trabajar con contadores Geiger en coincidencia, pudo ver que podr3a detectar se3ales de contadores apartados hasta por 75 metros. Concluy3 que 3stos no eran eventos aislados y que por lo tanto se trataba de una cascada de part3culas cargadas que deb3an haber sido producidas por alguna part3cula primaria [23]. De hecho, una vez hecho su an1lisis, estim3 que la energ3a de las part3culas primarias deber3a ser del orden de 10^{15} eV. A la cascada de part3culas producidas por rayos c3smicos se les denomina *Chubascos Atmosf3ricos* (*Extended Air Showers* en ingl3s).

El siguiente descubrimiento relevante en el desarrollo de los chubascos atmosf3ricos se llev3 a cabo hasta 1962 [24], cuando John Linsley, que trabajaba en la estaci3n de Vulcano Ranch del MIT, cerca de Albuquerque, Nuevo M3xico, a 1,700 metros sobre el nivel del mar. En ese lugar tenían una red de 19 detectores de centelleo colocados en una retícula triangular como se muestra en la figura 3.2, y en febrero de 1962 se detect3 un evento en el que la densidad de partículas en uno de los detectores lleg3 a ser hasta de 1,400 part/m², que debía corresponder a un chubasco atmosf3rico con un total de 5×10^{10} partículas a nivel del suelo. Linsley estim3 que la energía de la partícula primaria que generara tal cantidad de partículas debía ser de al menos 1.0×10^{20} eV. ¡La partícula más energ3tica jamás detectada hasta entonces!

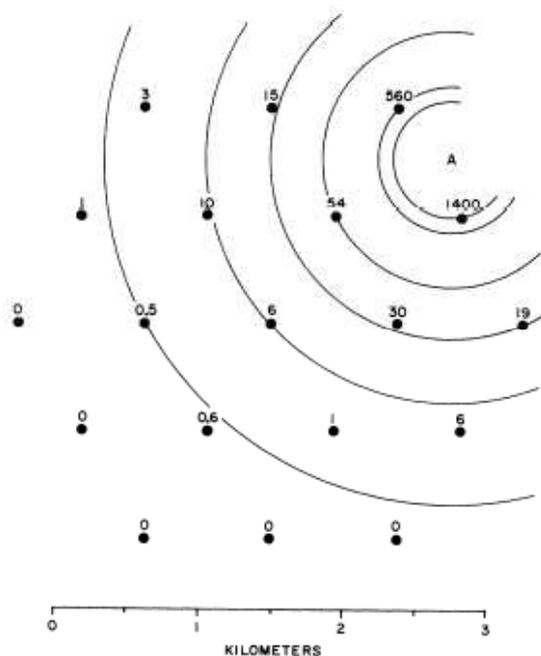


Figura 3.2: Plano de la red de detectores de Vulcano Ranch. Los números junto a los puntos, que indican a los detectores de centelleo, muestran la densidad de partículas por metro cuadrado detectadas.

Lo que encontrara Linsley en aquel momento, sólo pasó como un descubrimiento curioso, pero a la postre, vendría a generar una de las inc3gnitas más importantes de la Física en la actualidad, gracias a los sucesos habidos en los años siguientes.

En 1964, Arno Penzias y Robert Wilson descubrieron por accidente la *Radiación C3smica de Microondas de Fondo* (CMB por sus siglas en ingl3s,) que es la radiaci3n difusa m3s intensa en el universo y es resultado de la *Gran Explosi3n* que diera origen al universo mismo. Por su descubrimiento Penzias y Wilson recibieron el premio Nobel en 1978 [17]. Considerando la existencia de la CMB, Kenneth Greisen [26] y paralelamente Georgiy Zatsepin y Vladimir Kuz'min [27], estimaron cu3l ser3a la energ3a umbral que deben tener protones de alta energ3a para interactuar con la CMB y producir fotopiones, en un proceso que explicaremos con m3s detalle en la secci3n ???. Encontraron que la CMB no es "transparente" a los protones con energ3as superiores a los 6×10^{19} eV, y si la tienen, entonces perder3n el 20% de su energ3a despu3s de viajar unos 6 Mpc. En la actualidad, a la energ3a de 6×10^{19} eV se denomina *Corte GZK* (Greisen-Zatsepin-Kuz'min).

Hasta la fecha se han detectado centenares de eventos por encima del corte GZK, y 32 eventos con energ3a superior a los 10^{20} eV, siendo el m3s energ3tico con 3.2×10^{20} eV el detectado el 15 de octubre de 1991 por el observatorio Fly's Eyes en Utah [28]. En la tabla 3.1 podemos ver la cantidad de eventos detectados con energ3as por encima de los 10^{20} eV por los observatorios m3s famosos de rayos c3smicos ultra energ3ticos.

Observatorio	Eventos
Vulcano Ranch [24]	1
Haverah Park [29]	4
Yakutsk [30]	6
SUGAR [31]	8
Fly's Eyes [28]	1
AGASA [32]	11
HiRes [33]	1

Tabla 3.1: *Eventos con energ3as superiores a los 10^{20} eV detectados en los distintos observatorios.*

3.2. Composici3n

Las mediciones directas de los rayos c3smicos en el rango de 10^{12} a 10^{15} eV nos dicen que la gr3n mayor3a de 3stos son protones en un 89%, otro 9% son n3cleos de helio, otro 1% corresponde a los n3cleos de todos lo dem3s 3tomos hasta el Fe. Adem3s tenemos que la relaci3n de las abundancias entre electrones y protones es de apenas el 1%, mientras que la de fotones a protones es del orden del 0.1% [34].

Se reconoce que una peque1a parte de los rayos c3smicos que arriban a la Tierra son de origen solar, mientras que la gran mayor3a provienen de otras regiones del espacio. Los hechos que respaldan estas aceveraciones son:

- La isotrop3a esencial de las direcciones de arribo medidas en coordenadas siderales.
- La *no* observaci3n de decremento en su flujo durante los eclipses.
- La detecci3n de una anticorrelaci3n con las actividades solares.

Los rayos c3smicos incluyen basicamente todos los elementos de la tabla peri3dica con abundancias similares a las presentes en el sistema solar para elementos comunes como carbono, ox3geno, magnesio, silicio y fierro, salvo excepciones, como se puede apreciar en la figura 3.3, donde hay una sobre abundancia de algunos elementos raros como litio, berilio y boro, as3 como la del is3topo ^{22}Ne [36]. La diferencia en las abundancias es importante ya que nos habla de la historia de los rayos c3smicos gal3cticos, mostrando que su nucleos3ntesis y la de los elementos del sistema solar ha diferido.

Los rayos c3smicos que son acelerados por fuentes astrof3sicas (o generados por alg3n otro mecanismo no convencional) son denominados *primarios*, mientras que los que son producidos por colisiones de primarios con el gas interestelar son denominados *secundarios*, de esta manera, los elementos sobre abundantes realmente son secundarios, as3 como tambi3n los anti-protones y positrones.

La raz3n de que haya pocos electrones primarios es porque ellos interact3an en el espacio con fotones 3pticos por dispersi3n de Compton y por *bremstrahlung*, por lo cual, la perdida de energ3a con la distancia recorrida es $dE/dx \sim E^2$, sin embargo

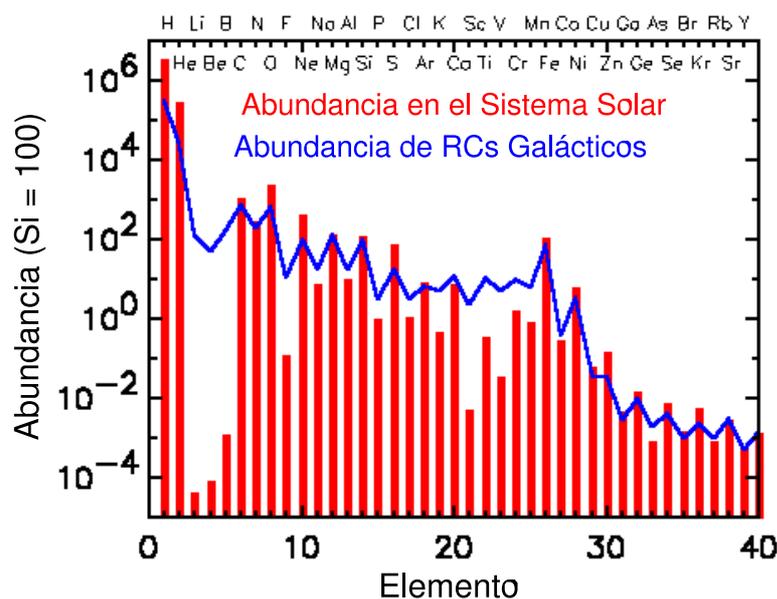


Figura 3.3: Composición química de rayos c3smicos gal3cticos con energías de 1 TeV (línea), comparados con la abundancia de elementos en el sistema solar (barras) como función de la carga Z [37].

dicha pérdidas producen un continuo en el espectro de fotones de baja energía que pueden ser observados para dar pistas acerca del espectro de dichos electrones.

3.3. Espectro de Rayos C3smicos

Se denomina *espectro* al número de partículas, que ingresan en la atmósfera con energía en el rango $(E, E + dE)$ y, de acuerdo a los datos recabados por cerca de un siglo posee comportamiento según la ley de potencias:

$$\frac{dN}{dE} \simeq 1.8 \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-\gamma}, \quad (3.1)$$

el cual es referido como *no térmico*, ya que ningún proceso térmico conocido puede proporcionar una relación de este tipo [35]. Además se denomina *flujo* al número de partículas por unidad de área, por unidad de tiempo y por unidad de ángulo sólido. Quizás junto con la ley de Coulomb, el espectro de rayos c3smicos es el más ampliamente medido, ya que se ha podido medir en un rango de 13 órdenes de magnitud en energías y 30 órdenes de magnitud del flujo. En la figura 3.4 se muestra el *espectro*

de todas las part3culas, que se ha hecho tomando en consideraci3n las mediciones de muchos experimentos realizados a lo largo la historia y empleando distintas t3cnicas. Se puede apreciar las distintas caracter3sticas o regiones del espectro de rayos c3smicos, como la *rodilla*, que es un quiebre en el flujo de part3culas aproximadamente a 3×10^{15} eV, una *segunda rodilla* descubierta recientemente y donde el espectro tiene un ligero “hundimiento” (que es claramente visible cuando se pesa el flujo con E^3 , como en esta gr3fica) aproximadamente en 2×10^{17} eV, y la regi3n del *tobillo* en el cual, el flujo tiene un incremento a la energ3a al rededor de los 3×10^{18} . Los valores que toma la potencia γ son los siguientes [40]:

$$\begin{aligned} \gamma &\simeq 2.7; & E < 3 \times 10^{15} \text{ eV}, \\ \gamma &\simeq 3.0; & 3 \times 10^{15} \text{ eV} < E < 2 \times 10^{17} \text{ eV} \\ \gamma &\sim 3.1; & 2 \times 10^{17} \text{ eV} < E < 3 \times 10^{18} \text{ eV} \\ \gamma &\sim 2.7; & 3 \times 10^{18} \text{ eV} < E. \end{aligned} \tag{3.2}$$

En cuanto al flujo, var3a desde 1 part3cula $\text{m}^{-2}\text{seg}^{-1}\text{sr}^{-1}$ al rededor de una energ3a de 1 GeV, hasta menos de ¡1 part3cula $\text{km}^{-2}\text{siglo}^{-1}\text{sr}^{-1}$! para energ3as superiores a los 10^{20} eV, es por eso que, debido a la pobre cantidad de datos hasta el momento, el 3ltimo sector del espectro tiene tantas incertidumbres.

Conociendo el flujo de rayos c3smicos, es posible hacer una estimaci3n de la densidad de 3stos en el universo, considerando que su distribuci3n es homog3nea e isotr3pica llegando a un valor de

$$\rho_{RC} \simeq 1 \text{ eV/cm}^3, \tag{3.3}$$

la cual puede ser comparada con la densidad de energ3a de la luz de las estrellas de 0.6 eV/cm^3 o con la energ3a del campo magn3tico intergal3ctico ($\sim 3 \mu\text{G}$) de 0.26 eV/cm^3 . De esta forma la contribuci3n de los rayos c3smicos al total de la energ3a del universo es de al rededor del 1%.

Por otra parte, se suele asumir que el flujo de rayos c3smicos es constante en el tiempo, ya que es una suposici3n importante para poder hacer la dataci3n arqueol3gica por la prueba del *radiocarbono* (de la que se hablar3 en la secci3n 3.5.1). Sin embargo, se ha podido medir que el flujo de rayos c3smicos que arriban a la Tierra ha

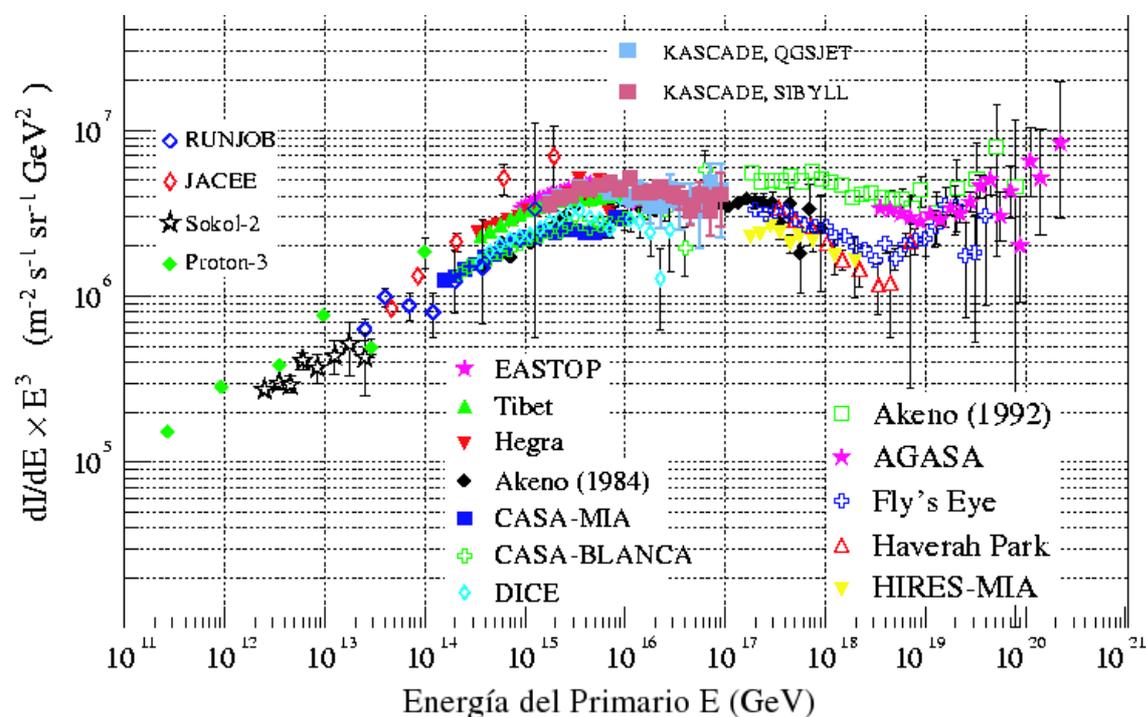


Figura 3.4: *Espectro de todas las partículas de Rayos C3smicos pesado por E^3 en el cual se ve claramente la “rodilla” a $\simeq 3 \times 10^{15}$ eV, la “segunda rodilla” a $\simeq 2 \times 10^{17}$ eV y el “tobillo” en $\simeq 3 \times 10^{18}$ eV [41].*

tenidos cambios (al menos a bajas energías) después de determinar geológicamente las abundancias de ^{14}C en intervalos de tiempo del orden de siglos. Se encontró que la producción de ^{14}C se incrementó al doble en los periodos de hace 8,500-9,500 años y 27,000-32,000 años, mientras que éste disminuyó en un factor de ~ 1.5 en el periodo de 12,000-16,000 años [42]. También se sabe que el flujo de rayos cósmicos de baja energía (de origen galáctico) es modulado por los campos magnéticos que vienen junto con el viento solar, el cual depende de la actividad solar que varía en periodos de aproximadamente 11 años, dependiendo de la cantidad de manchas solares.

3.4. Métodos de Detección

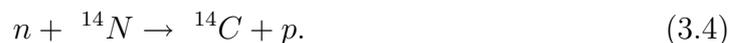
Por debajo de los 10^{15} eV, la detección de los rayos cósmicos se puede hacer directamente, ya sea empleando globos o por medio de satélites.

3.5. Algunas Aplicaciones de los Rayos C3smicos

Los rayos c3smicos como tales quizas no tengan aplicaci3n alguna, sin embargo los productos los chubascos atmosf3ricos s3 las tienen. En esta secci3n solo mencionaremos algunas.

3.5.1. Dataci3n

En los chubascos atmosf3ricos se produce una gran cantidad de neutrones, los cuales, en su mayor3a son capturados por n3cleos de nitr3geno produciendo carbono 14 (^{14}C o C14), por medio de la reacci3n



La mayor3a del C14 existente en la atm3sfera es producido a una altura de 15 km. R3pidamente el C14 se oxida para formar $^{14}\text{CO}_2$, el cual es absorbido por las plantas en el proceso de fotos3ntesis para despu3s ser ingerido por lo animales y humanos (figura 3.5). La proporci3n de C14 en un organismo vivo es la misma que en el aire con una abundancia relativa del orden de $10^{-10}\%$. Una vez que la planta o animal muere, deja de consumir C14 y a partir de ese momento es que se puede hacer la dataci3n del ser org3nico. La dataci3n se lleva a cabo debido a que el C14 decae en ^{14}N por medio de decaimiento beta ($^{14}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{N} + e + \bar{\nu}$), teniendo un tiempo de vida media de $5,730 \pm 40$ a3os [43].

El m3todo de dataci3n por *radiocarbono* es confiable para medir periodos de tiempo no superiores a los 60,000 a3os, aunque tambi3n es poco confiable para tratar de hacer dataciones menores a 50 a3os, ya que la abundancia de C14 se ha visto alterada en el 3ltimo medio siglo por las pruebas de bombas nucleares y por la existencia de reactores.

Aproximadamente el 5% de los neutrones producidos por rayos c3smicos que tienen energ3as cin3ticas superiores a los 4 MeV pueden intervenir en el proceso endot3rmico de producci3n de tritio:



a raz3n de 0.2 3tomos $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. El tritio producido se oxida en la atm3sfera para

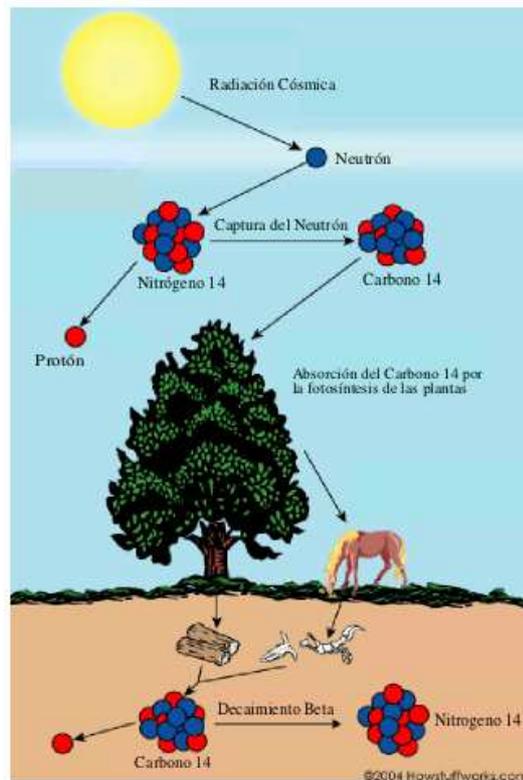


Figura 3.5: *Proceso de producci3n, absorci3n y decaimiento del carbono 14.*

formar ${}^3\text{HOH}$, y tiene un tiempo de vida corto de unos 12.46 a3os, por eso, ha sido empleado para hacer dataciones en productos agr3colas [16].

3.5.2. B3squeda de c3maras ocultas en pir3mides

Los muones producidos en los chubascos atmosf3ricos pueden ser utilizados para la b3squeda de c3maras ocultas en pir3mides, de acuerdo al m3todo que propuso y prob3 Luis W. Alvarez a finales de la d3cada de los 60's [44]. Los muones pueden penetrar grandes profundidades ya que se han llegado a detectar a al rededor de 4 km bajo tierra, con un flujo bastante reducido debido tanto al decaimiento como a las interacciones que tienen con la materia [45].

Al poner un detector en el interior de una pir3mide, se medir3 un flujo de muones atenuado de acuerdo a la cantidad de materia que atraviesen, sin embargo, al haber una cavidad dentro de la roca, el flujo ser3 un poco superior al esperado, ya que los muones atravesar3n una porci3n de aire. De esta forma se podr3 hacer una

”tomografía” de la pir3mide.

En las mediciones que hicieron Alvarez y su grupo en la pir3mide de Kefr3n (hijo de Keops) en Giza, no se encontraron c3maras ocultas emplenado este m3todo.

3.5.3. Medici3n de nivel de magma en el interior de volacnes

Una derivaci3n del m3todo de Alvarez es empleado a nivel de prueba en Jap3n para la medici3n de la columna de magma en el interior de volcanes y as3 poder predecir una inminente erupci3n. En este caso se colocan detectores de muones al rededor de un volc3n (se han hecho las pruebas en los montes Asama e Iwate en Jap3n, siendo ambos volcanes activos), de tal forma que se mide el flujo de muones que atraviesan el volc3n. Si la columna de magma aumenta, entonces el flujo de muones tiende a disminuir por interaccion con la roca fundida [46].

3.5.4. Detecci3n de material nuclear

Tambi3n los muones producidos en los chubascos atmosf3ricos pueden ser empleados para detecci3n de material nuclear radiactivo peligroso como uranio y plutonio, a3n cuando est3n contenidos en un recipiente adecuado hecho con plomo u oro. Una propuesta es colocar detectores de muones en las fronteras por encima y debajo de veh3culos de carga, los muones que atraviesen el veh3culo podr3n dispersarse, pero los que atraviesen por material muy denso podr3n sufrir una mayor dispersi3n con un patr3n distinto al de la carga normal. En pruebas de laboratorio, se han podido hacer detecciones en 60 seg con un error del orden del 3% [46, 47].

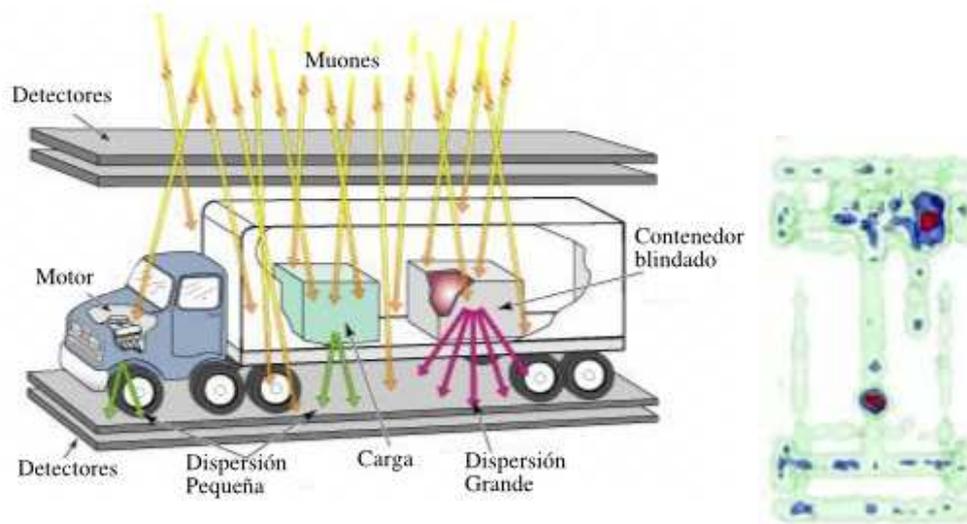


Figura 3.6: B3squeda de material radiactivo peligroso. A la izquierda se presenta el esquema del m3todo de b3squeda. A la derecha se presenta una imagen real de la detecci3n de material nuclear peligroso [46].

Capítulo 4

Tecnicolor y Tecnicolor Extendido

Aunque solo existiera una verdad única, no se podrían pintar cien cuadros sobre el mismo tema.

Pablo Picasso.

En este capítulo se hace una breve introducción a las teorías de rompimiento dinámico de simetría, en particular a las teorías de tecnicolor. Dichas teorías fueron ideadas como propuesta para la solución de los problemas que presentan los campos escalares fundamentales presentados en la sección 2.5.3.

4.1. Rompimiento Dinámico de Simetría en QCD.

El concepto de rompimiento dinámico de una simetría tiene sus orígenes en 1962 cuando John Bardeen, Cooper y Schriber (BCS) [48] propusieron una alternativa dinámica para la explicación de la transición de fase de los superconductores, en que a cierta temperatura crítica T_C se forman estados ligados con espín cero de fermiones elementales llamados *pares de Cooper*. La teoría BCS es una mejora al modelo propuesto por Ginzburg y Landau en 1950 [49] en el cual un parámetro de orden macroscópico adquiere un valor de expectación en el vacío no nulo a la temperatura T_C . Este último modelo es equivalente al rompimiento espontáneo de simetría con campos de Higgs, por esto surgió la idea de que puede haber una mejora dinámica a este último mecanismo.

Basados en la premisa de que “cualquier escala fundamental de energía deberá tener un origen dinámico”, se comienza a estudiar en la segunda mitad de la década

de los 70's el rompimiento dinámico de la simetría (DSB) electrodébil (EW) [50], en el cual se prescinde de los escalares fundamentales de Higgs, ya que el rompimiento de la simetría puede realizarse por la misma dinámica de las interacciones fundamentales de la teoría. Un origen dinámico del rompimiento de simetría EW puede resolver los problemas de naturalidad, trivialidad y de jerarquía mencionados en la sección 2.5.3.

QCD es un ejemplo de una teoría con naturalidad. Dado que es una interacción basada en un grupo de norma no Abelian (en consecuencia asintóticamente libre), la diferencia entre escalas de energía se da naturalmente, además que sus parámetros se mantienen “pequeños” como se puede ver a continuación. La evolución del parámetro de acoplamiento con la escala de energía μ está dada por la ecuación:

$$\mu \frac{\partial g}{\partial \mu} = -Cg^3 + \mathcal{O}(g^5), \quad (4.1)$$

siendo $C = \frac{11N-2N_F}{3(4\pi)^2}$ para un grupo $SU(N)$ con N_F sabores. La solución de (4.1) a orden más bajo es:

$$\frac{1}{g^2(\mu)} - \frac{1}{g^2(\Lambda)} = 2C \ln \left(\frac{\mu}{\Lambda} \right), \quad (4.2)$$

siendo Λ una escala de corte para la energía. Debemos de considerar que dicha solución no es válida cuando g es grande, pero estamos usando este ejemplo solo como una guía. Para el caso en que la energía es del orden de la masa del protón ($\mu \sim m_p$) y el corte es a la escala de Plank, con $g(m_p) \gg g(\Lambda)$ entonces

$$\frac{m_p}{\Lambda} \approx \exp \left(-\frac{1}{2Cg^2(\Lambda)} \right). \quad (4.3)$$

Como QCD está basada en el grupo $SU(3)$, tendremos en el caso más simple $C = \frac{11}{16\pi^2}$, de tal forma que si consideramos la relación de escalas de energía tan grande como $\frac{m_p}{\Lambda} \sim 10^{-19}$

$$g(\Lambda) \sim 0.2. \quad (4.4)$$

Esto nos dice claramente que hay naturalidad en dicha teoría¹.

¹Es conveniente aclarar que los mecanismos que mencionaremos no son los únicos naturales, ya que los modelos Supersimétricos pueden preservar la naturalidad en las masas de los campos escalares, ya que estos cuentan siempre con supercompañeros fermiónicos que mantienen una simetría quiral que protege la escala de la masa de los escalares.

Mostraremos ahora que QCD produce DSB. Ya antes de la unificación electrodébil se sabía, a partir de la fenomenología de las interacciones débiles, que las corrientes presentes en

$$\mathcal{L}_I = gW_\mu^+ J_-^\mu + gW_\mu^- J_+^\mu, \quad (4.5)$$

y dadas por

$$J_a^\mu = V_a^\mu - A_a^\mu, \quad (4.6)$$

son las corrientes de Noether que corresponden a una simetría aproximada de las interacciones fuertes.

Los correspondientes operadores de carga

$$\begin{aligned} Q_a &= \int d^3x V_a^0, \\ Q_a^A &= \int d^3x A_a^0, \end{aligned} \quad (4.7)$$

son parte del conjunto de generadores de $SU(2)_V$ (cuando tenemos dos sabores de quark, u y d) y $SU(2)_R \otimes SU(2)_L$:

$$SU(2)_R \otimes SU(2)_L : \begin{cases} [Q_a, Q_b] = i\varepsilon_{abc} Q_c & (SU(2)_V) \\ [Q_a, Q_b^A] = i\varepsilon_{abc} Q_c^A \\ [Q_a^A, Q_b^A] = i\varepsilon_{abc} Q_c \end{cases} \quad a, b, c = 1, 2, 3 \quad (4.8)$$

$SU(2)_L$ se genera por $Q_a - Q_a^A$, mientras que $SU(2)_R$ se genera por $Q_a + Q_a^A$.

$SU(2)_V$ es una simetría convencional, como lo muestra el espectro de hadrones. Pero como no hay multipletes hadrónicos de $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$, entonces debe ser que

$$Q_a^A a|0\rangle \neq 0 \quad (4.9)$$

y por lo tanto deben existir 3 bosones de Goldstone cuya masa es cero en el límite

$$\partial^\mu A_\mu^a = 0. \quad (4.10)$$

Ellos son: π^+ , π^- y π^0 con $m_\pi = 0$.

En la vida real $0 < m_\pi < m_p$ pero aproximadamente $\partial^\mu A_\mu^a \sim 0$ y la simetría es aproximada porque $m_\pi/m_P \ll 1$ o sea $m_\pi \simeq 0$ y

$$\partial^\mu A_\mu^a = m_\pi^2 f_\pi \phi_\pi^a, \quad (4.11)$$

donde f_π está dado por el tiempo de vida media del pión cargado determinado por

$$\langle 0 | A_\mu^+ | \pi^+(p) \rangle = i f_\pi p_\mu. \quad (4.12)$$

Esta última relación nos indica que A_μ^a contiene un término de la forma

$$J_5^{\mu,a} = f_\pi \partial^\mu \pi^a, \quad (4.13)$$

que al insertar en el término del lagrangiano de interacción débil nos conduce a terminos de masa para los bosones W como mostraremos más adelante. Pero antes daremos una idea de cómo acontece este fenómeno en QCD. Para esto consideremos el lagrangiano de QCD con dos sabores de quarks sin masa [51]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_L i \not{D} \psi_L + \bar{\psi}_R i \not{D} \psi_R; \quad \psi = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}. \quad (4.14)$$

Este lagrangiano posee una simetría global quirál $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$. La realización de Goldstone de parte de esta simetría se produce porque

$$\langle 0 | \bar{\psi} \psi | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{u} u + \bar{d} d | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{u}_L u_R + \bar{d}_L d_R | 0 \rangle + h.c. \neq 0, \quad (4.15)$$

lo cual es posible gracias a que a la escala de energía $\Lambda_{QCD} \simeq 100$ MeV, el acoplamiento de QCD se hace tan intenso que se produce una transición de fase tal que se vuelve energéticamente favorable que el vacío se llene de pares quark-antiquark que adquieren un valor de expectación en el vacío no nulo. Estos pares son conocidos también como condensados $\langle \bar{q} q \rangle_{vac}$ (su definición formal y la manera en que se calcula se puede ver en el apéndice A), y evidentemente producen el rompimiento de la simetría quirál global

$$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \rightarrow SU(2)_V. \quad (4.16)$$

De acuerdo con el teorema de Goldstone, surgen tres bosones pseudoescalares (bosones de Nambu-Goldstone o NG) asociados a los generadores de la simetría axial rota $[SU(2)_A]$, que, como ya vimos, los identificamos con los piones conocidos, que en este caso son idealmente no masivos, y que decaen a través de las corrientes definidas de la siguiente manera:

$$J_5^{\mu,a} = f_\pi \partial^\mu \pi^a = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \frac{\sigma^a}{2} \psi, \quad (4.17)$$

siendo σ^a las matrices de Pauli y f_π la constante de decaimiento de los piones definida por el elemento de matriz

$$\langle 0 | J_5^{\mu,a} | \pi^b \rangle = i f_\pi p^\mu \delta^{ab}, \quad (4.18)$$

y cuyo valor experimental es $f_\pi \simeq 93$ MeV.

Al introducir las interacciones EW completas obtendremos términos de la forma

$$\frac{1}{2} g f_\pi W_\mu^+ \partial^\mu \pi^+ + \frac{1}{2} g f_\pi W_\mu^- \partial^\mu \pi^- + \frac{1}{2} g f_\pi W_\mu^0 \partial^\mu \pi^0 + \frac{1}{2} g' f_\pi B_\mu \partial^\mu \pi^0. \quad (4.19)$$

Con estos términos, podemos calcular ahora los tensores de polarización en el vacío de los campos vectoriales $W^{\pm,0}$ y B , representados en los diagramas de la figura 4.1

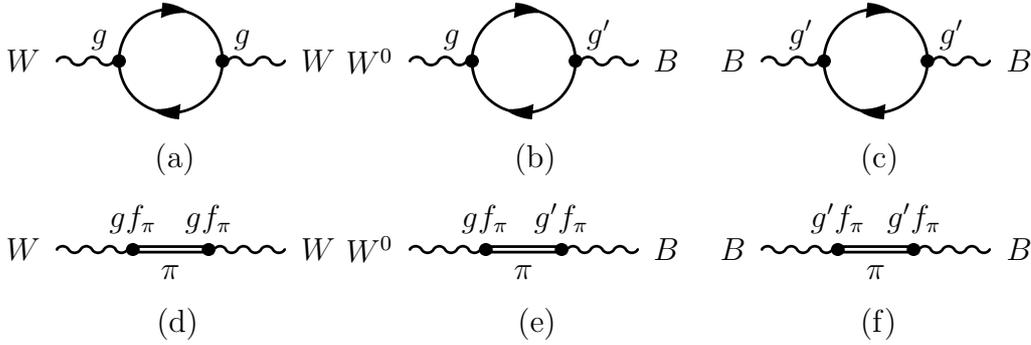


Figura 4.1: Contribuciones a $\Pi_{\mu\nu}$, a partir de los estados quark-gluón. Debajo de cada diagrama se muestra el equivalente de bosones de NG.

Como ejemplo tenemos en cuenta el diagrama 4.1(a), el tensor de polarización del W es

$$\Pi_{\mu\nu}^{\alpha\beta} = \delta^{\alpha\beta} \left(\frac{g}{2} \right)^2 (k^2 g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu) \Pi(k^2) \quad (4.20)$$

que da la modificación al propagador

$$\delta^{\alpha\beta} \left(\frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2}{k^2} \right) \rightarrow \delta^{\alpha\beta} \left(\frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2}{k^2 \left(1 - \frac{g^2}{4} \Pi(k^2) \right)} \right). \quad (4.21)$$

Por otra parte, el diagrama 4.1(d), modifica el propagador como

$$\delta^{\alpha\beta} \left(\frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2}{k^2} \right) \rightarrow \delta^{\alpha\beta} \left(\frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2}{k^2 \left(1 - \frac{g^2}{4} f_\pi^2 \right)} \right). \quad (4.22)$$

Como ambos diagramas deben equivalentes, entonces la función de polarización del W^\pm será

$$\Pi(k^2) = \frac{f_\pi^2}{k^2}, \quad (4.23)$$

dando como consecuencia que los bosones de norma EW cargados adquieren una masa dada por

$$M_W = \frac{g}{2} f_\pi \approx 30 \text{ MeV}. \quad (4.24)$$

Haciendo un cálculo similar para los bosones W^0 y B con los demás diagramas de la figura 4.1 encontramos que las contribuciones de los acoplamientos con los bosones de NG son

$$\Pi_{WB}(k^2) = \frac{gg'}{4k^2} f_\pi^2, \quad \Pi_{BB}(k^2) = \frac{g'^2}{4k^2} f_\pi^2 \quad (4.25)$$

que nos lleva a la matriz de de masas cuadráticas:

$$\begin{pmatrix} M_{W^0}^2 & M_{W^0 B}^2 \\ M_{W^0 B}^2 & M_B^2 \end{pmatrix} = \frac{f_\pi^2}{4} \begin{pmatrix} g^2 & gg' \\ gg' & g'^2 \end{pmatrix}, \quad (4.26)$$

cuya diagonalización da lugar a la las masas de los bosones de norma neutros

$$M_Z = \frac{f_\pi}{2} \sqrt{g^2 + g'^2}; \quad M_A = 0; \quad (4.27)$$

además de encontrar la relación

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1. \quad (4.28)$$

Como podemos apreciar, las interacciones de QCD pueden generar las masas de los bosones de norma, que si bien, la relación entre éstos es correcta como indica la ecuación (4.28), los valores de dichas masas están muy por debajo de los reales. Sin embargo estos valores deben ser considerados como contribuciones reales y correctas de QCD a las masas totales de los bosones vectoriales y hay que agregarlos a los valores totales de sus masas.

4.2. Tecnicolor

La discordancia entre la contribución de QCD y los valores reales de las masas de W^\pm y el Z es debida principalmente a la magnitud tan pequeña de f_π y de Λ_{QCD} , de manera que si queremos generar valores realistas, requerimos que la escala sea del orden de 1 TeV y una constante de decaimiento de “nuevos” piones de $F_\pi = v_{EW} = 246 \text{ GeV}$. Esta es la motivación para la intruducción de los modelos de Tecnicolor (TC) para el DSB EW. En los siguientes párrafos haremos una breve

revisión de las teorías más elementales de TC basados en los trabajos originales de la referencia [50] así como de [51, 52, 53, 54]². El modelo aquí descrito no es válido en la actualidad, sin embargo los principios empleados son la base de todos los modelos modernos e ilustran de forma sencilla los conceptos más elementales.

4.2.1. El Modelo Mínimo de TC

Supongamos una nueva interacción de norma con libertad asintótica (tipo QCD) cuyo grupo de simetría es $G_{TC} = SU(N_{TC})$, siendo N_{TC} el número de *Tecnicoles*, además de un doblete de fermiones quirales que llamaremos *Tecniquarks* $(U, D)_{L,R}$, que se transforman bajo el grupo $G = SU(N)_{TC} \otimes SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ como elementos de las representaciones:

$$\begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L \sim (N_{TC}, 1, 2, Y_{TL}); \quad U_R \sim (N_{TC}, 1, 1, Y_{UR}); \quad D_R \sim (N_{TC}, 1, 1, Y_{DR}). \quad (4.29)$$

El langrangiano de interacción es entonces igual al presentado en la ecuación (4.14), con una simetría quiral global $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$. Suponemos además que la interacción se vuelve fuerte a la escala de energía $\Lambda_{TC} \sim 1$ TeV, por lo que se forman los condensados de tecniquarks

$$0 \neq \langle \bar{U}_L U_R \rangle = \langle \bar{D}_L D_R \rangle \sim \Lambda_{TC}^3, \quad (4.30)$$

produciéndose el rompimiento de la simetría global

$$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \rightarrow SU(2)_V. \quad (4.31)$$

Por el teorema de Goldstone tendremos 3 bosones no masivos, con constantes de decaimiento³

$$F_T = F_\pi = 246 \text{ GeV}, \quad (4.32)$$

denominados *Tecnipiones*, π_T^\pm y π_T^0 , los cuales a través una de interacción similar a (4.19), se acoplarán a las componentes longitudinales de los bosones de norma EW,

²Debemos mencionar que al momento de ser propuesto el modelo original de TC solo se había descubierto hasta el quark b , y se esperaba que el t tuviera una masa del orden de 15 GeV, por lo que se podía considerar a todos los quarks aproximadamente sin masa comparados con el W y el Z , mucho más pesados. Así la propuesta original de TC era la solución natural al problema

³Cuando se tienen $N_D \neq 1$ dobletes de tecniquarks, la constante de decaimiento es $F_T = \frac{F_\pi}{\sqrt{N_D}} = \frac{246 \text{ GeV}}{\sqrt{N_D}}$

W_L^\pm y Z_L^0 , y estos adquirirán la masa:

$$M_W = \frac{g_2}{2} F_T; \quad M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} F_T; \quad M_A = 0. \quad (4.33)$$

4.2.2. Espectroscopía de Bosones de Nambu-Goldstone

Al igual que como ocurre con QCD, en TC con $N_D \neq 1$ dobletes de tecnifermiones, se tiene todo un espectro de *tecnimesones* (bosones de NG), de gran relevancia fenomenológica, ya que su detección validará experimentalmente las teorías de tecnicolor. Los tecnimesones están asociados a los generadores de las simetría rotas del grupo global *completo*, $SU(2N_D)_L \otimes SU(2N_D)_R \otimes U(1)_A \otimes U(1)_V$ ⁴. Como vimos es el caso de QCD, al considerar las interacciones EW tres de ellos, los tecnipiones π_T^\pm y π_T^0 , son “comidos” por las componentes longitudinales de los bosones de norma vectoriales W_L^\pm y Z_L debido al mecanismo de Higgs.

La simetría $U(1)_A$, también es rota pero por anomalías de diagramas triangulares con la emisión de dos tecniglunes. A esta simetría rota es asociado un isosinglete, Tecni- η' o η'_T . Análogo al η' en QCD. Se puede estimar la masa de η'_T en términos de η' por

$$m_{\eta'_T} \sim \left(\frac{3}{N_{TC}} \right) \sqrt{\frac{2}{N_{TC} N_D}} \left(\frac{F_\pi}{f_\pi} \right) m_{\eta'} \sim 1.4 \text{ TeV}, \quad (4.34)$$

Para el caso de $N_D = 1$, esta sería la única partícula extra.

Cuando tenemos $N_D \neq 1$ se puede tener un gran número de bosones de NG pseudoescalares, los cuales pueden ser clasificados de acuerdo a los productos de generadores de $SU(2)_L \otimes SU(N_D) \subset SU(2N_D)_L$:

- Tres generadores de $SU(2)_L$ que pueden ser escritos como $\tau^a \otimes I_D$, donde I_D es una matriz unidad N_D -dimensional, asociados a los tecnipiones que se convierten en las componentes longitudinales de los bosones de norma electrodébiles, como ya hemos comentado.
- $3N_D^2 - 3$ matrices de la forma $\tau^a \otimes \lambda^B$, donde λ^B son los $N_D^2 - 1$ generadores de $SU(N_D)$. Estos generadores no conmutan con $\tau^a \otimes I_D$, por lo tanto los bosones

⁴De acuerdo con la teoría de grupos, $SU(2N_D) \supset SU(2) \otimes SU(N_D)$, así que podemos construir los generadores del grupo $SU(2N_D)$, T_A , como matrices de la forma $\tau_a \otimes \lambda_i$ ($a = 0, 1, 2, 3$ e $i = 0, \dots, N_D^2 - 1$, donde el cero corresponde a matrices identidad de 3×3 y $N_D \times N_D$, respectivamente).

de NG asociados llevarán cargas de $SU(2)_L$. Estos serán pseudo-bosones de NG cargados (análogos al K y η de QCD), ya que deberán tener masa debido a las distintas interacciones de norma.

- Las matrices de la forma $I_2 \otimes \lambda^B$ que conmutan con $SU(2)_L$ y por lo tanto permanecen estériles para interacciones electrodébiles además de permanecer sin masa. Dichas partículas son llamadas *tecniaxiones*.
- Finalmente el elemento $I_2 \otimes I_D$ correspondiente al η'_T .

Se pueden tener además dobletes de *tecnileptones* que, en principio también podrían formar sus bosones de NG y se incluirían a los mencionados anteriormente.

Además de los pseudoescalares, se cuenta con tecnimesones vectoriales que denotamos ρ_T^\pm , ρ_T^0 y ω_T^0 (análogos a los ρ 's y ω de QCD), y de particular importancia fenomenológica, ya que pueden presentar como resonancias en colisiones e^+e^- y $p\bar{p}$, teniendo decaimientos a los bosones de norma electrodébiles⁵ en modos como $\rho_T^\pm \rightarrow W_L^\pm Z_L$, $\rho_T^0 \rightarrow W^+W^-$, $2Z_L^0$ y $\omega_T \rightarrow W_L^+W_L^+Z_L^0$, $\omega \rightarrow Z\gamma$, ZZ, WW ; cuyos anchos de decaimiento se pueden estimar como [55]:

$$\begin{aligned}
\Gamma(\rho_T^0 \rightarrow W^+W^- + 2Z^0) &= \Gamma(\rho^\pm \rightarrow W^\pm Z^0) \sim \left(\frac{3}{N_T}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{280}{\sqrt{N_D}} \text{ GeV.} \\
\Gamma(\omega_T \rightarrow W_L^+W_L^+Z_L^0) &\sim \left(\frac{3}{N_T}\right)^{\frac{5}{2}} \frac{35}{N_D} \text{ GeV.} \\
\Gamma(\omega_T \rightarrow W^+W^-) &\sim \left(\frac{3}{N_T}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{5.2}{\sqrt{N_D}} \text{ GeV.} \\
\Gamma(\omega_T \rightarrow Z^0Z^0) &\sim \left(\frac{3}{N_T}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1.1}{\sqrt{N_D}} \text{ GeV.} \\
\Gamma(\omega_T \rightarrow Z^0\gamma) &\sim \left(\frac{3}{N_T}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{2.3}{\sqrt{N_D}} \text{ GeV.}
\end{aligned} \tag{4.35}$$

Otros tecnimesones relevantes son los vectoriales axiales, a_{1T} y f_{1T} , así como los compañeros de paridad de los π_T y η_T denominados a_{0T}^\pm , a_{0T}^0 y f_{0T} . Pero en un modelo, más extendido con más dobletes, la cantidad de nuevos tecnimesones puede aumentar dramáticamente.

⁵Estos decaimientos se pueden estudiar como escalamientos de los que presentan los bosones vectoriales ordinarios en los modos $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$, $\rho^0 \rightarrow 2\pi^0$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, así como $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ y $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$.

Las características principales de los tecnimesones se pueden ver en la tabla 4.1, para el modelo más simple, con $N_D = 1$ y en el que se toma $N_{TC} = 4$. Cabe mencionar que dependiendo del modelo, el tecnimeson más ligero puede ser estable, teniendo fuertes implicaciones cosmológicas, ya que se le puede considerar como candidato de *Materia Oscura Fria*, a manera de WIMPs [56].

Estado	$I(J^{PC})$	Masa (TeV)	Ancho de Decaimiento (GeV)
π_T^\pm, π_T^0	$1(0^{-+})$	“comidos”	Γ_W, Γ_Z
η'_T	$0(0^{-+})$	$\sim 0.4 - 0.8$	$\Gamma_{t\bar{t}} \sim 8.0 - 64.0, \Gamma_{gg} \sim 0.3 - 3.0$
ρ_T^\pm, ρ_T^0	$1(1^{--})$	~ 2.2	$\Gamma_{\rho_T}(WW) \sim 350$
ω_T^0	$0(1^{--})$	~ 1.2	$\Gamma_{\omega_T}(WWZ) \sim 80$
a_{0T}^\pm, a_{0T}^0	$1(0^{++})$	~ 1.5	$\Gamma(\eta_T W^\pm, \eta_T Z^0) \sim 100$
f_{0T}	$0(0^{++})$	~ 2	$\Gamma \sim 100$
a_{1T}^\pm, a_{1T}^0	$1(1^{++})$	~ 2	$\Gamma(WW) \sim 700$
f_{1T}	$0(1^{++})$	~ 2	$\Gamma(4W) \sim 100$

Tabla 4.1: Estimación de masas y anchos de decaimiento para los tecnimesones en el modelo mínimo de TC, con $N_D = 1$ y $N_{TC} = 4$.

4.3. La Masa de los Fermiones y Tecnicolor Extendido

Para la realización del DSB, tecnicolor es suficiente, sin embargo, éste no es capaz de generar las masas de los fermiones del SM, así como tampoco ataca el problema del sabor. Es necesario entonces implementar un mecanismo extra que pueda generar dinámicamente acoplamientos tipo Yukawa. Así fue como se motivó a la creación de los modelos de *Tecnicolor Extendido* (ETC)⁶ propuestos inicialmente por Dimopolus y Susskind en 1979 [57] y por Eichten y Lane en 1980 [58]. La estrategia de las teorías de ETC es simple. Se propone que el grupo de TC, G_{TC} , esté contenido en un grupo de norma más grande G_{ETC} que se rompe de alguna manera a cierta escala de energía M_{ETC} ⁷,

$$G_{ETC} \xrightarrow{M_{ETC}} G_{TC} \otimes \dots, \quad (4.36)$$

⁶A este tipo de interacciones se les ha llamado también *Hipercolor* o *Methacolor*

⁷Incluso se puede proponer que $G_{TC} \otimes SU(3)_C \subset G_{ETC}$, dependiendo del modelo.

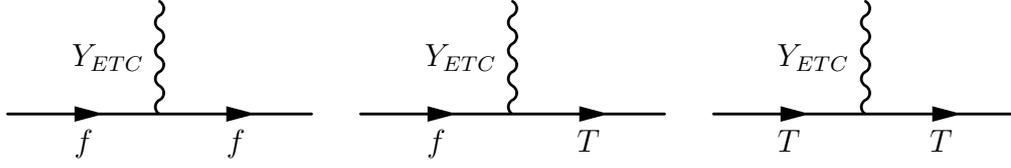


Figura 4.2: Diagramas de interacciones de fermiones y tecnifermiones con ETC.

siendo $M_{ETC} > \Lambda_{TC}$ la masa de los bosnes de norma de ETC, $M_{ETC} \sim 1-1000$ TeV. En el modelo más simple de ETC, fermiones (f) y Tecnifermiones (T) están en la representación fundamental de G_{ETC} , habiendo así interacciones de norma de ETC acoplando ff , fT y TT , como se muestra en la figura 4.2, donde los acoplamientos fT son fundamentales ya que dan lugar a diagramas radiativos a partir de los cuales los fermiones adquieren masa como:

$$\Rightarrow m_f = \frac{g_{ETC}^2}{M_{ETC}^2} \langle \bar{T}T \rangle_{ETC} \quad (4.37)$$

en donde el condensado provocado por ETC se puede calcular como:

$$\langle \bar{T}T \rangle_{ETC} = \frac{N}{4\pi^2} \int_0^{M_{ETC}^2} dp^2 p^2 \frac{\Sigma(p^2)}{p^2 + \Sigma(p^2)}. \quad (4.38)$$

Siendo $\Sigma(p^2)$ la autoenergía de los tecnifermiones, que en una teoría asintóticamente libre es una función que decrece como $\Sigma \sim 1/p^2 (\log(p/\Lambda))^c$ o al menos como $1/p$ [59]. Además, se pueden relacionar los condensados de TC y ETC a partir de las ecuaciones del grupo de renormalización como

$$\langle \bar{T}T \rangle_{ETC} = \langle \bar{T}T \rangle_{TC} \exp \left(\int_{\Lambda_{TC}}^{M_{ETC}} \frac{d\mu}{\mu} \gamma_m(\mu) \right), \quad (4.39)$$

en donde la dimensión anómala γ_m se puede encontrar perturbativamente dada por⁸

$$\gamma_m(\mu) = \frac{3C_2(R)}{2\pi} \alpha_{TC}(\mu) + \mathcal{O}(\alpha_{TC}^2), \quad (4.40)$$

siendo $C_2(R)$ el operador de Casimir cuadrático de la representación R del grupo G_{TC} . Por ejemplo, en la representación fundamental de un grupo $SU(N)$, $C_2(R) =$

⁸A segundo orden la dimensión anómala de un grupo $SU(N)$ puede escribirse como $\gamma_m = \frac{3}{2} C_2(R) \frac{\alpha}{\pi} + \frac{1}{8} \left[\frac{3}{2} C_2(R) + \frac{7}{6} N - \frac{5}{3} N_f \right] C_2(R) \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + \mathcal{O}(\alpha^3)$.

$(N^2 - 1)/2N$. De esta forma podemos encontrar que

$$\langle \bar{T}T \rangle_{ETC} \approx \langle \bar{T}T \rangle_{TC} \approx 4\pi F_T^3. \quad (4.41)$$

Para tener masas de quarks del orden de unos GeV's se debe cumplir

$$\frac{M_{ETC}}{g_{ETC}} \leq 30 \text{ TeV}. \quad (4.42)$$

En un modelo de ETC simple todos los fermiones son degenerados si únicamente se tiene una escala de rompimiento de simetría para ETC. Para poder obtener una jerarquía de masas entre familias de fermiones, se puede proponer un autorompimiento secuencial de simetría, que es la idea principal de los modelos de tecnicolor con “Acrobacias” (*Tumbling Technicolor*) [60]. Como ejemplo supongamos $G_{ETC} = SU(N_{TC} + 3)$ el cual es roto secuencialmente a las escalas de energía $\Lambda_1 > \Lambda_2 > \Lambda_3$:

$$SU(N_{TC} + 3) \xrightarrow{\Lambda_1} SU(N_{TC} + 2) \xrightarrow{\Lambda_2} SU(N_{TC} + 1) \xrightarrow{\Lambda_3} SU(N_{TC}). \quad (4.43)$$

En este caso cada una de las familias adquieren masas de dadas por

$$m_1 \sim \frac{4\pi F_T^3}{\Lambda_1}, \quad m_2 \sim \frac{4\pi F_T^3}{\Lambda_2}, \quad m_3 \sim \frac{4\pi F_T^3}{\Lambda_3}, \quad (4.44)$$

siendo $m_1 < m_2 < m_3$.

4.4. Problemas de las Teorías de Tecnicolor

Los modelos de rompimiento dinámico de simetría, al mismo tiempo que resuelven algunos problemas también traen otros consigo. Algunos de los problemas más importantes son los que presentamos en los siguientes apartados.

4.4.1. Los Parámetros Oblicuos S , T y U

Los experimentos más recientes en aceleradores han puesto restricciones a las contribuciones de nueva física debido a la gran precisión que se ha alcanzado en la medición de parámetros del SM por encima de los 100 GeV, pero este es un reto para TC, no para ETC. Unas cantidades que son especialmente sensibles a las contribuciones de nueva física en las correcciones radiativas electrodébiles, son

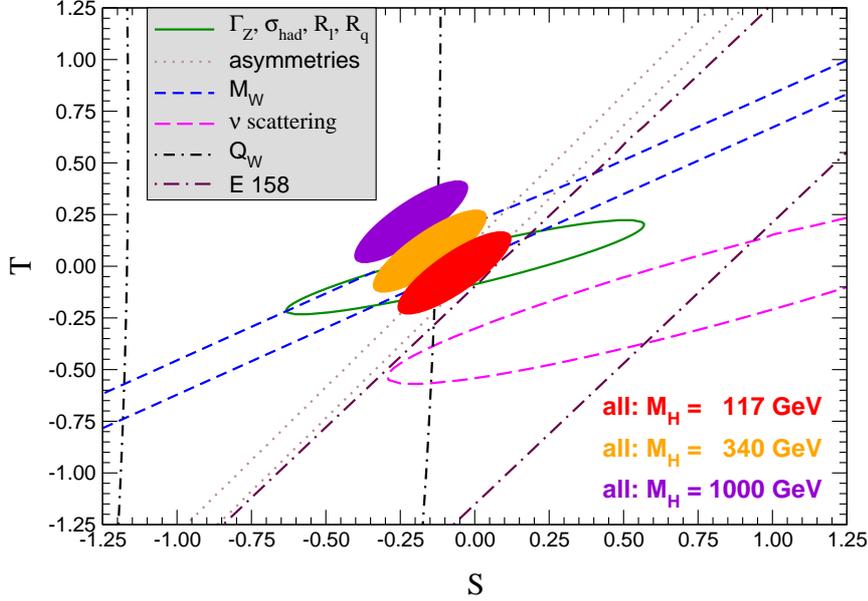


Figura 4.3: Restricciones a 1σ de los parámetros S y T para varias entradas incluyendo M_Z . Los valores centrales son $S = -0.07 \pm 0.09$ (-0.07) y $T = -0.03 \pm 0.09$ ($+0.09$), fijando $U = 0$ [6].

los *Parámetros Oblicuos* definidos por M. Peskin y T. Takeuchi en términos de las polarizaciones del vacío (autoenergías) de los bosones de norma [61]:

$$\begin{aligned}
 S &= 16\pi \frac{d}{dq^2} [\Pi_{33}^{\text{Nue. Fis.}}(q^2) - \Pi_{3Q}^{\text{Nue. Fis.}}(q^2)]_{q^2=0}, \\
 \alpha T &= \frac{e^2}{\text{sen } \theta_W M_W^2} [\Pi_{11}^{\text{Nue. Fis.}}(q^2) - \Pi_{33}^{\text{Nue. Fis.}}(q^2)]_{q^2=0}, \\
 U &= 16\pi \frac{d}{dq^2} [\Pi_{11}^{\text{Nue. Fis.}}(q^2) - \Pi_{33}^{\text{Nue. Fis.}}(q^2)]_{q^2=0}.
 \end{aligned} \tag{4.45}$$

La interpretación del parámetro S es la medida de la diferencia entre M_W y M_Z inducidas por efectos que conservan del isospín débil; el parámetro ρ , definido en la ecuación 4.28, también puede ser calculado como $\rho = 1 + \alpha T$; el parámetro U , por otra parte, se interpreta como la medida de la diferencia entre M_W y M_Z por efectos del rompimiento del isospín débil. Los valores medidos para los parámetros oblicuos de acuerdo al PDG [6] son:

$$\begin{aligned}
 S &= -0.13 \pm 0.10 \quad (-0.08), \\
 T &= -0.13 \pm 0.11 \quad (+0.09), \\
 U &= +0.20 \pm 0.12 \quad (+0.01).
 \end{aligned} \tag{4.46}$$

Los valores centrales asumen $M_H = 117$ GeV, mientras que los valores entre paréntesis muestran los cambios para $M_H = 300$ GeV. También se pueden ver los ajustes para los parámetros S y T en la gráfica de la figura 4.3 considerando muchas contribuciones, pero para ésta se ha fijado $U = 0$, cambiando los valores de los parámetros a $S = -0.07 \pm 0.09$ (-0.07) y $T = -0.03 \pm 0.09$ ($+0.09$).

Comunmente se recurre al valor de S para poner a prueba los modelos de TC, de hecho es la causa de que los modelos escalados de QCD se consideren inválidos para fines prácticos como fue demostrado en los trabajos originales de Peskin y Takeuchi en que encontraron para N_D tecnidobletes:

$$S = 4\pi \left(1 + \frac{M_{\rho T}^2}{M_{a_{1T}^2}} \right) \frac{F_\pi^2}{M_{\rho T}^2} \simeq 0.25 N_D \left(\frac{N_{TC}}{3} \right), \quad (4.47)$$

entonces para cualquier valor de $N_{TC} > 3$ tendremos valores inconsistentes con (4.46).

Argumentos como este son considerados por los detractores de las teorías de TC, sin embargo, como ya mencionamos, este es problema de las teorías escaladas tipo QCD. En otros tipos de modelos de TC se pueden obtener valores adecuados de S , como es el caso de los modelos de *Walking* o modelos Holográficos [62], incluso se pueden obtener valores negativos de S también con modelos holográficos [63], o en modelos con fermiones vectoriales [64].

4.4.2. Las Corrientes Neutras que Cambian Sabor

Los diagramas de interacciones de ETC mostrados en la figura 4.2 a energías menores a M_{ETC} dan lugar a interacciones efectivas de cuatro fermiones como las siguientes:

$$\frac{\alpha_{ab}}{M_{ETC}^2} \bar{T} \gamma_\mu t^a T \bar{T} \gamma^\mu t^b T + \frac{\beta_{ab}}{M_{ETC}^2} \bar{T} \gamma_\mu t^a f \bar{f} \gamma^\mu t^b T + \frac{\gamma_{ab}}{M_{ETC}^2} \bar{f} \gamma_\mu t^a f \bar{f} \gamma^\mu t^b f \quad (4.48)$$

siendo t^a los generadores de G_{ETC} . Los términos α de (4.48) contribuyen en la masa de los tecniaxiones, los términos β son importantes para que los quarks y leptones adquieren masa, pero un problema especial viene de la aparición de términos como los γ que dan lugar a corrientes neutras que cambian sabor (FCNC por sus siglas en inglés) distintas a las de mecanismos tipo GIM [10]. Las restricciones a los operadores

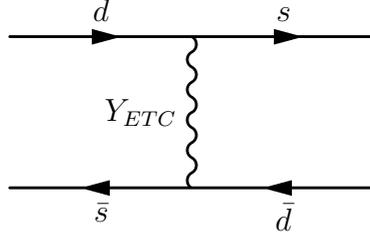


Figura 4.4: Diagrama de la contribución de ETC a la transición $K^0 - \bar{K}^0$.

tipo γ vienen dadas de las transiciones con $|\Delta S| = 2$ como $K^0 - \bar{K}^0$ y $B^0 - \bar{B}^0$ que se muestra en la figura 4.4. Consideremos la contribución de ETC a la diferencia de masas $K_L - K_S$ estimada como

$$\begin{aligned} (\Delta M_K)_{ETC} &= \frac{g_{ETC}^2 \text{Re}(V_{ds}^2)}{2M_K M_{ETC}^2} \langle K^0 | \bar{d} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) s \bar{d} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) s | \bar{K}^0 \rangle \\ &\approx \frac{g_{ETC}^2 \text{Re}(V_{ds}^2)}{M_{ETC}^2} f_K^2 M_K < 3.5 \times 10^{-12} \text{ MeV} \end{aligned} \quad (4.49)$$

que nos da el límite

$$\frac{M_{ETC}}{g_{ETC} \sqrt{\text{Re}(V_{ds}^2)}} > 1300 \text{ TeV}. \quad (4.50)$$

que contradice la condición mostrada en (4.42) para limitar las masas de fermiones, habiendo en especial un serio problema para poder generar la masa del quark top.

4.5. *Walking*

Una solución para los problemas tratados en las secciones anteriores, en particular, el de FCNC, la dan los modelos de *Walking* Tecnicolor (WTC). La idea principal de este tipo de modelos la propuso Bob Holdom [65], y es que el acoplamiento de interacciones de tecnicolor $\alpha_{TC}(\mu)$ corra muy lentamente o simplemente “camine” para el rango de energías $\Lambda_{TC} < \mu < M_{ETC}$. Esto se logra cuando la función $\beta(\alpha_{TC}) \simeq 0$, esto es, que se mantenga aproximadamente en un “punto fijo conformal”, teniendo como consecuencia un valor grande de la dimensión anómala γ_m [66, 67], como se discute más adelante.

Como se vió en la ecuación (4.39), los operadores de ETC que generan la masa de los fermiones están relacionados con los de TC por las ecuaciones del grupo de renormalización. En el caso en que $\alpha_{TC}(\mu)$ es casi constante, también lo será $\gamma_m(\alpha_{TC})$, dando lugar a que las correcciones radiativas se conviertan en leyes de potencias

$$\exp \left[\int_{\Lambda_{TC}}^{M_{ETC}} \frac{d\mu}{\mu} \gamma_m(\alpha_{TC}(\mu)) \right] \simeq \exp \left[\gamma_m \ln \left(\frac{M_{ETC}}{\Lambda_{TC}} \right) \right] = \left(\frac{M_{ETC}}{\Lambda_{TC}} \right)^{\gamma_m}, \quad (4.51)$$

que es un efecto de renormalización substancialmente grande dependiendo del valor de γ_m . Esto proporciona amplificación a los términos α y β de la ecuación (4.48) de interacciones efectivas entre fermiones para $\mu < M_{ETC}$, pero no altera los peligrosos términos γ , que son los responsables de las FCNC.

Para encontrar los valores que puede tener γ_m se usa el método no perturbativo para estudiar el rompimiento de simetría quiral a partir de las ecuaciones de Schwinger-Dyson para el cálculo de la autoenergía de los tecnifermiones

$$\text{Fermion line with } \Sigma(p^2) = \text{Fermion line with loop and } \Sigma(k^2) \quad (4.52)$$

Con la norma de Landau y en el espacio euclidiano la autoenergía del fermión está dada por la ecuación

$$\Sigma(p^2) = 3C_2(R) \int \frac{d^4k}{(4\pi)^4} \frac{\alpha_{TC} ((k-p)^2)}{(k-p)^2} \frac{\Sigma(k^2)}{Z(p^2)k^2 + \Sigma^2(k^2)}. \quad (4.53)$$

Para resolver esta ecuación integral, se suele hacer la aproximación de “arcoiris”, $Z(p^2) = 1$, y se linealiza la ecuación despreciando $\Sigma^2(p^2)$ del denominador en el integrando, además se considera que α_{TC} es constante. El desarrollo para la solución se puede ver en el apéndice B. La solución de la ecuación integral tiene la forma:

$$\Sigma(p^2) = \Sigma(\mu) \left(\frac{\mu^2}{p^2} \right)^{\frac{\gamma_m}{2}}, \quad (4.54)$$

siendo

$$\gamma_m = 1 - \sqrt{1 - \frac{\alpha_{TC}}{\alpha_c}} \quad (4.55)$$

con $\alpha_c = \frac{\pi}{3C_2(R)}$, el acoplamiento crítico. Como podemos ver de esta solución para γ_m , en el regimen perturbativo en que $\alpha_{TC} \ll \alpha_c$, podemos hacer la aproximación

$$\gamma_m = \frac{3C_2(R)}{\pi} \alpha_{TC}. \quad (4.56)$$

que es precisamente la relación adecuada de acuerdo a la ecuación (4.40).

En teorías de WTC, se propone que el rompimiento dinámico de simetría se lleva a cabo a la escala Λ_{TC} a la cual α_{TC} alcanza el valor crítico

$$\alpha_{TC}(\Lambda_{TC}) = \alpha_c. \quad (4.57)$$

en la cual se cumple que

$$\gamma_m(\Lambda_{TC}) = 1. \quad (4.58)$$

De hecho, para WTC, solo es necesario tener un punto fijo aproximado, en el que $\beta(\alpha_{TC}(\mu)) \ll 1$, con $\alpha_{TC}(\mu) \approx \alpha_c$ en $\mu \approx \Lambda_{TC}$ [68].

Lo anterior indica que la relación entre condensados de TC y ETC, considerando la ecuación (4.51), está dada por

$$\langle \bar{T}T \rangle_{ETC} = \left(\frac{M_{ETC}}{\Lambda_{TC}} \right)^{\gamma_m} \langle \bar{T}T \rangle_{TC} = \left(\frac{M_{ETC}}{\Lambda_{TC}} \right) \langle \bar{T}T \rangle_{TC}, \quad (4.59)$$

distinto al caso de los modelos de TC tipo QCD escalado en el que se supone que $\langle \bar{T}T \rangle_{ETC} \approx \langle \bar{T}T \rangle_{TC}$. La consecuencia directa de esta relación se puede ver en la masa de los fermiones dada por la ecuación (4.37), obteniendo

$$m_f = \frac{g_{ETC}^2}{M_{ETC}^2} \langle \bar{T}T \rangle_{TC} \left(\frac{M_{ETC}}{\Lambda_{TC}} \right). \quad (4.60)$$

Así, para generar masas del orden de unos cuantos GeV de quarks, la relación entre escalas deberá ser

$$\left(\frac{M_{ETC}}{\Lambda_{TC}} \right) \sim 100 - 1000, \quad (4.61)$$

que está en perfecto acuerdo con las restricciones impuestas por FCNC (4.50), quedando así resuelto un serio problema. En este sentido, todavía queda el problema de la generación de la gran masa del quark top que no puede resolver ningún modelo de ETC con WTC. Para esto se propone que el top tenga una participación activa en su propia generación de masa como se discutirá en la sección 4.6.

Un problema que tienen las teorías ordinarias de ETC es el valor que pueden adquirir las masas de los pseudobosones de NG. Por expansión en producto de operadores se puede tener

$$F_T^2 M_P^2 \simeq 2 \frac{g_{ETC}^2}{M_{ETC}^2} \langle \bar{T}T\bar{T}T \rangle_{ETC}. \quad (4.62)$$

Los condensados bilineales y cuadrilineales se pueden aproximar como $\langle \bar{T}T\bar{T}T \rangle \approx (\langle \bar{T}T \rangle)^2$, de manera que se puede escribir

$$F_T^2 M_P^2 \simeq 2 \frac{g_{ETC}^2}{M_{ETC}^2} (\langle \bar{T}T \rangle_{ETC})^2. \quad (4.63)$$

Cuando tenemos una teoría tipo QCD, se pueden relacionar los condensados de ETC por la ecuación (4.41) teniendo $M_P^2 \sim N_{TC} F_T^4 / M_{ETC}^2$, lo que nos dice que los tecnimesones pseudoescalares serían peligrosamente ligeros. En cambio, en una teoría de WTC, la masa de los pseudo NG estaría dada por

$$\begin{aligned} F_T^2 M_P^2 &\simeq 2 \frac{g_{ETC}^2}{M_{ETC}^2} (\langle \bar{T}T \rangle_{ETC})^2 \\ &\simeq 2 \frac{g_{ETC}^2}{M_{ETC}^2} \frac{M_{ETC}^2}{\Lambda_{TC}^2} (\langle \bar{T}T \rangle_{TC})^2. \end{aligned} \quad (4.64)$$

Lo que nos da la posibilidad de hacer la estimación:

$$\begin{aligned} M_P &\simeq g_{ETC} \left(\frac{4\pi F_T^2}{\Lambda_{TC}} \right) \\ &\simeq g_{ETC} \left(\frac{750 \text{ GeV}}{N_D} \right) \left(\frac{1 \text{ TeV}}{\Lambda_{TC}} \right). \end{aligned} \quad (4.65)$$

Así con WTC se puede incrementar la masa de los pseudo NG, teniendo la posibilidad de ser detectados en el LHC.

El problema del parámetro S , tal como se ha planteado originalmente, es problema de las teorías de TC tipo QCD. En un modelo de WTC realista, se tiene un comportamiento distinto de las funciones $\Sigma(p^2)$ comparado a las de QCD. También se pueden tener más sabores y pseudo NG, así como tener fermiones en representaciones no fundamentales, lo que evita que se pueda hacer una estimación tan simple de dicho parámetro y si se hace como escalamiento de QCD sería erróneo. Más aún, no hay datos experimentales que puedan poner a prueba las teorías de WTC en este sentido [53].

4.6. Topcolor

Un problema exclusivo del sector de ETC es la generación adecuada de la masa del quark top (t) por el hecho que $m_t \simeq 35m_b$. Con los resultados de los detectores DØ y CDF en las corridas I y II del Tevatron para distintos modos de decaimiento del t , se ha podido determinar como mejor valor del PDG que $m_t = 172.5 \pm 2.7 \text{ GeV}/c^2$ [6], mientras que el valor reportado por el TevEWWG en 2007 es de $m_t = 170.9 \pm 1.9 \text{ GeV}/c^2$ [69]. En cualquiera de los casos podemos notar que $m_t \simeq v_{EW}/\sqrt{2}$.

4.6.1. Condensados del Top

El gran valor de la masa del t dió pie a la idea de que éste puede estar involucrado en cierto grado en el rompimiento dinámico de la simetría EW si existe cierta interacción (independiente de ETC) que se vuelve fuerte a cierta escala de energía Λ_t , formando condensados del t , $\langle \bar{t}t \rangle$, y es capaz de generar la misma masa del top al interactuar de manera efectiva a partir de términos de cuatro fermiones [70, 71]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{Kin} + G (\bar{\psi}_L t_R) (\bar{t}_R \psi_L), \quad (4.66)$$

de manera que la contribución dinámica a la masa del top estaría dada diagramáticamente como

que se puede traducir a

$$m_t = -\frac{1}{2}G\langle \bar{t}t \rangle = 2GN_C m_t \frac{i}{(2\pi)^4} \int \frac{dk^4}{k^2 - m_t^2}, \quad (4.68)$$

ecuación que se puede resolver para encontrar la relación

$$G^{-1} = \frac{N_C \Lambda^2}{8\pi^2} \left[1 - \frac{m_t^2}{\Lambda^2} \ln \left(\frac{\Lambda^2}{m_t^2} \right) \right], \quad (4.69)$$

y según la teoría de Nambu y Jona-Lasinio (NJL) [72], se tiene un acoplamiento lo suficientemente fuerte para formar el condensado cuando se alcanza el valor crítico

$$G \geq G_C = \frac{8\pi^2}{N_C \Lambda}. \quad (4.70)$$

Con este resultado se puede hacer la suposición de que, lo que nosotros conocemos como el Higgs, es en realidad un estado compuesto por $\bar{t}t$.

4.6.2. Tecnicolor Asistido por Topcolor (TC2)

Continuando con esta idea, C. T. Hill [73] propuso que la masa del t podía ser generada de forma combinada: Una pequeña parte ϵm_t ($\epsilon \ll 1$), debida a un mecanismo dinámico como ETC por condensados de $\langle \bar{T}T \rangle$ (o incluso por un mecanismo de Higgs ordinario), mientras que la mayor parte de su masa, $(1 - \epsilon)m_t$, generada dinámicamente por una nueva interacción denominada *Topcolor*, que distingue entre la tercer familia de fermiones del SM y las otras dos, que forma el condensado

$\langle \bar{t}t \rangle$, y se asume quiralmente fuerte y rota espontaneamente a la escala de energía $\Lambda_t \sim 1$ TeV. De esta forma se pueden tener las nuevas interacciones de cuatro fermiones $\bar{t}t\bar{t}t$, $\bar{t}t\bar{b}b$ y $\bar{b}b\bar{b}b$, mientras que en ETC, se tienen interacciones de la forma $\bar{t}t\bar{T}T$.

El modelo original involucra el siguiente grupo de norma y cadena de rompimiento de simetría

$$\begin{aligned}
& [SU(3)_h \otimes U(1)_{Yh}] \otimes [SU(3)_l \otimes U(1)_{Yl}] \otimes SU(2)_L \\
& \quad \downarrow \Lambda_t \\
& SU(3)_C \otimes U(1)_Y \otimes SU(2)_L \\
& \quad \downarrow v_{EW} \\
& SU(3)_C \otimes U(1)_{EM},
\end{aligned} \tag{4.71}$$

donde $SU(3)_h \otimes U(1)_{Yh}$ ($SU(3)_l \otimes U(1)_{Yl}$) se acoplan preferencialmente a la tercer (primera y segunda) familia de fermiones del SM. Los grupos $U(1)_{Yh}$ y $U(1)_{Yl}$ son una versión escalada del $U(1)_Y$ EW, y la intención de hacer la distinción es que $U(1)_{Yh}$ es responsable de realizar una “inclinación” para que en el momento de la condensación, $\langle \bar{t}t \rangle \neq 0$ mientras que $\langle \bar{b}b \rangle \approx 0$, como se explicará más adelante.

Al realizarse la primer fase del rompimiento de simetría (4.71), los parámetros de acoplamiento de los grupos de norma pasan a ser

$$\frac{1}{g_3^2} = \frac{1}{h_h^2} + \frac{1}{h_l^2}; \quad \frac{1}{g_Y^2} = \frac{1}{q_h^2} + \frac{1}{q_l^2}, \tag{4.72}$$

de los que se definen los ángulos de mezcla

$$\cot \theta = \frac{h_h}{h_l} \gg 1; \quad \cot \theta' = \frac{q_h}{q_l} \gg 1. \tag{4.73}$$

Además, en el proceso adquieren masa un octete de *colorones* (B) degenerados asociados a los generadores de $SU(3)$ rotos y un Z' pesado, con sus respectivas masas dadas por

$$M_B \approx \frac{g_3 \Lambda_t}{\sin \theta \cos \theta} \quad \text{y} \quad M_{Z'} \approx \frac{g_Y \Lambda_t}{\sin \theta' \cos \theta'}. \tag{4.74}$$

Por la interacción con los bosones pesados tenemos el siguiente lagrangiano efectivo para la interacción entre quarks

$$\mathcal{L}_{ef} = -\frac{2\pi k}{M_B^2} \left(\bar{t} \gamma_\mu \frac{\lambda^A}{2} t + \bar{b} \gamma_\mu \frac{\lambda^A}{2} b \right)^2 - \frac{2\pi k_1}{M_{Z'}^2} \left(\frac{1}{6} \bar{\psi}_L \gamma_\mu \psi_L + \frac{2}{3} \bar{t}_R \gamma_\mu t_R - \frac{1}{3} \bar{b}_R \gamma_\mu b_R \right)^2 \tag{4.75}$$

siendo $k = g_3^2 \cot \theta / 4\pi$ y $k_1 = g_Y^2 \cot \theta' / 4\pi$. Si hacemos un reordenamiento de Fierz

$$\begin{aligned} (\bar{\psi}_L \gamma_\mu \psi_L) (\bar{f}_R \gamma^\mu f_R) &= 2 (\bar{\psi}_L f_R)_i (\bar{f}_R \psi_L)^i; \\ \left(\bar{\psi}_L \gamma_\mu \frac{\lambda^A}{2} \psi_L \right) \left(\bar{f}_R \gamma^\mu \frac{\lambda^A}{2} f_R \right) &= (\bar{\psi}_L^\alpha f_{R\alpha})_i (\bar{f}_R^\beta \psi_{L\beta})^i + \mathcal{O} \left(-\frac{1}{N_C} \right), \end{aligned} \quad (4.76)$$

el lagrangiano tendrá terminos como los de (4.66), de forma que se podrán calcular las masas del t y del b de acuerdo a la manera de la ecuación (4.68), con lo que podemos encontrar las relaciones

$$\begin{aligned} m_t &= \frac{3}{4\pi} \left(k + \frac{2}{9} k_1 \right) m_t \left[1 - \frac{m_t^2}{M_B^2} \ln \left(\frac{M_B^2}{m_t^2} \right) \right], \\ m_b &= \frac{3}{4\pi} \left(k + \frac{1}{9} k_1 \right) m_b \left[1 - \frac{m_b^2}{M_B^2} \ln \left(\frac{M_B^2}{m_b^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4.77)$$

Dado que el objetivo del modelo es poder tener $\langle \bar{t}t \rangle \neq 0$ y $\langle \bar{b}b \rangle \sim 0$, entonces, de acuerdo a la teoría de NJL, a la escala v_{EW} los acoplamientos efectivos deberán tener la la siguiente relación con un valor crítico.

$$k + \frac{2}{9} k_1 > k_{crit} > k - \frac{1}{9} k_1; \quad k_{crit} = \frac{4\pi}{3}. \quad (4.78)$$

Por otra parte, al realizarse la segunda etapa del rompimiento de simetría (4.71) surgen tres bosones de NG, $\pi_t^{\pm,0}$, o *top-piones*, cuya constante de decaimiento calculada por medio de la ecuación de Pagels-Stokar [74] es

$$f_t^2 = \frac{N_C}{16\pi^2} m_t^2 \left(1 + \log \frac{\Lambda^2}{m_t^2} \right) \sim 60 \text{ GeV}. \quad (4.79)$$

Los top-piones pueden presentar decaimientos potencialmente observables como $\pi_t^+ \rightarrow t\bar{b}$ (si $m_{\pi_t} > m_t + m_b$), con sus acoplamientos tomados de

$$g_{bt\pi} \left[i\bar{t}\gamma^5 t \pi_t^0 + \frac{i}{\sqrt{2}} \bar{t}(1 - \gamma^5) b \pi_t^+ + \frac{i}{\sqrt{2}} \bar{b}(1 - \gamma^5) t \pi_t^- \right], \quad (4.80)$$

siendo $g_{bt\pi} \approx m_t / \sqrt{2} f_t$. La masa de los top-piones puede ser estimada tomando en cuenta también la pequeña contribución de ETC a la masa del t en un porcentaje ϵ , así

$$m_{\pi_t}^2 = \frac{N_C m_t^2 M_B^2}{8\pi f_t^2}. \quad (4.81)$$

Para $\epsilon = (0.03, 0.1)$, $M_B = (1.0, 1.5)$ TeV, y $m_t = 180$ GeV se predice que $m_{\pi_t} = (180, 240)$ GeV.

4.7. El Modelo de Tecnicolor *Straw Man* (TCSM)

Un modelo de Tecnicolor con bases fenomenológicas, fue propuesto por K. Lane y posteriormente en conjunto con S. Mrenna llamado modelo de *Straw Man* [75], con el fin de que pudiera ser aplicado en simulaciones por métodos de Monte Carlo. Es el modelo base para TC programado en generadores de eventos de propósito general para colisionadores como PYTHIA (como se discutirá en la sección 5.6).

El TCSM describe la fenomenología de tecnimesones vectoriales y pseudoescalares singletes de color y sus interacciones con las partículas del Modelo Estándar. Se espera que estos tecnimesones sean los estados ligados más ligeros de dobles de tecnifermiones (T_U, T_D) , con componentes que se transforman bajo $SU(N_{TC})$, con cargas eléctricas Q_U y $Q_D = Q_U - 1$.

El modelo de TCSM, al igual que todo modelo moderno de TC, cuenta con:

- Tecnicolor (TC)
- Tecnicolor Extendido (ETC)
- *Walking* TC (WTC)
- Topcolor (TC2)

Los tecnimesones vectoriales forman un *isotriplete* de espín-1, $\rho_T^{\pm,0}$, y un *isosinglete* ω_T aproximadamente degenerados en masa debido a que el tecni-isoespín es considerada una buena simetría. Por otro lado los pseudoescalares o *tecnipiones* también componen un isotriplete $\Pi_T^{\pm,0}$ y un isosinglete $\Pi_T^{0'}$, pero que *no* son estados de masa. En este modelo se considera que son una mezcla de los estados de masa de tecnipiones y de las componentes longitudinales de los bosones de norma EW

$$|\Pi_T\rangle = \sin \chi |W_L\rangle + \cos \chi |\pi_T\rangle; \quad (4.82)$$

$$|\Pi_T^{0'}\rangle = \cos \chi' |\pi_T^{0'}\rangle + \dots, \quad (4.83)$$

con $\sin \chi = \frac{F_T}{F_\pi} \approx \frac{1}{\sqrt{N_D}} \ll 1$, mientras que el ángulo de mezcla χ' y los puntos suspensivos se refieren a otros tecnipiones necesarios para eliminar la anomalía de TC de la corriente quiral de $\Pi_T^{0'}$. También los estados de masa se espera que sean aproximadamente degenerados.

Los acoplamientos de tecnipiones a los fermiones del SM son inducidos por interacciones de ETC, además que son proporcionales a las masas de los fermiones (excepto el del t que tiene un valor muy por debajo de m_t por efectos de TC2). Los canales de decaimiento más relevantes son

$$\pi_T^\pm \rightarrow t\bar{b}, c\bar{b}, u\bar{b}, c\bar{s}, c\bar{d} \text{ y } \tau^+ \nu_\tau; \quad (4.84)$$

$$\pi_T^0 \rightarrow t\bar{t}, b\bar{b}, c\bar{c} \text{ y } \tau^+ \tau^-; \quad (4.85)$$

$$\pi_T^{0'} \rightarrow gg, t\bar{t}, b\bar{b}, c\bar{c} \text{ y } \tau^+ \tau^- \quad (4.86)$$

con anchos de decaimiento dados por [76]

$$\begin{aligned} \Gamma(\pi_T \rightarrow \bar{f}' f) &= \frac{1}{16\pi F_T^2} N_C^f p_f C_f^2 (m_f + m_{f'})^2, \\ \Gamma(\pi_T^{0'} \rightarrow gg) &= \frac{1}{128\pi^3 F_T^2} \alpha_C^2 (M_{\pi_T}) C_{\pi_T} N_{TC}^2 M_{\pi_T}^3. \end{aligned} \quad (4.87)$$

Aquí, C_f es un factor dependiente del modelo de ETC de orden 1, excepto en el caso del top, en el que TC2 sugiere que $|C_f| \leq m_b/m_t$; N_C^f es el número de colores del fermión f ; p_f es el momento del fermión; α_C es al acoplamiento de QCD evaluado a M_{π_T} ; y C_{π_T} es un coeficiente de Clebsch-Jordan (=4/3).

Los tecnimesones vectoriales se acoplan directamente a los estados de interacción (en el límite en que $g_W, g_Y = 0$)

$$\begin{aligned} \rho_T &\rightarrow \Pi_T \Pi_T = \cos^2 \chi (\pi_T \pi_T) + 2 \sin \chi \cos \chi (W_L \pi_T) + \sin^2 \chi (W_L W_L); \\ \omega_T &\rightarrow \Pi_T \Pi_T \Pi_T = \cos^3 \chi (\pi_T \pi_T \pi_T) + \dots \end{aligned} \quad (4.88)$$

El ancho de decaimiento e para el ρ_T estará dado por la expresión

$$\Gamma(\rho_T^0 \rightarrow \pi_A^+ \pi_B^-) = \Gamma(\rho_T^\pm \rightarrow \pi_A^\pm \pi_B^0) = \frac{5.82 \mathcal{C}_{AB}^2 p^3}{N_{TC} \sqrt{\hat{s}}}, \quad (4.89)$$

siendo $p = \frac{1}{2} \sqrt{[\hat{s} - (M_A + M_B)^2][\hat{s} - (M_A - M_B)^2] / \hat{s}}$ el momento del π_T en el sistema del ρ_T en reposo y $\sqrt{\hat{s}}$ la energía de centro de masa en el sistema de partones. Los coeficientes \mathcal{C}_{AB} están dados por

$$\mathcal{C}_{AB} = \begin{cases} \sin^2 \chi & \text{para } W_L^+ W_L^- \text{ ó } W_L^\pm Z_L^0, \\ \sin \chi \cos \chi & \text{para } W_L^\pm \pi_T^\mp, W_L^\pm \pi_T^0 \text{ ó } Z_L^0 \pi_T^\pm, \\ \cos^2 \chi & \text{para } \pi_T^+ \pi_T^- \text{ ó } \pi_T^\pm \pi_T^0. \end{cases} \quad (4.90)$$

Debido al aumento en la masa de los tecnipiones por WTC (como ya se discutió en la sección 4.5), el ρ_T decaerá principalmente a $W_L \pi_T$ o $W_L W_L$, mientras

que los decaimientos del ω_T serán solo electrodébiles $\omega_T \rightarrow \gamma\pi_T^0, Z^0\pi_T^0, W^\pm\pi_T^\pm$, etc., siendo γ, W y Z bosones transversales.

Para el caso en que $g_W, g_Y \neq 0$ el ancho de decaimiento de ρ_T y ω_T a bosones EW polarizados transversalmente más tecnipiones, $V_T \rightarrow G\pi_T$, con $G = \gamma, Z^0$ estará dada por la expresión

$$\Gamma(V_T \rightarrow G\pi_T) = \frac{\alpha V_{V_T G \pi_T}^2 p^3}{3M_V^2} + \frac{\alpha A_{V_T G \pi_T}^2 p(3M_G^2 + 2p^2)}{6M_A^2}, \quad (4.91)$$

siendo el primer término asociado a acoplamientos vectoriales y el segundo a acoplamientos axial-vectorial. Los coeficientes $V_{V_T G \pi_T}$ y $A_{V_T G \pi_T}$ son tomados de la referencia [75]. En la tabla 4.2 se pueden ver los valores de los anchos de decaimiento para los procesos posibles. Los anchos mostrados en la tabla 4.2 pueden ser

Proceso	$\Gamma(V_T \rightarrow G\pi_T)$
$\omega_T \rightarrow \gamma\pi_T^0$	$0.115c_\chi^2$
$\rightarrow \gamma\pi_T^{0'}$	$0.320c_{\chi'}^2$
$\rightarrow Z^0\pi_T^0$	$2.9 \times 10^{-3}c_\chi^2$
$\rightarrow Z^0\pi_T^{0'}$	$5.9 \times 10^{-3}c_{\chi'}^2$
$\rightarrow W^\pm\pi_T^\mp$	$2.4 \times 10^{-2}c_\chi^2$
$\rho_T^0 \rightarrow \gamma\pi_T^0$	$0.320c_\chi^2$
$\rightarrow \gamma\pi_T^{0'}$	$0.115c_{\chi'}^2$
$\rightarrow Z^0\pi_T^0$	$5.9 \times 10^{-3}c_\chi^2$
$\rightarrow Z^0\pi_T^{0'}$	$2.9 \times 10^{-3}c_{\chi'}^2$
$\rightarrow W^\pm\pi_T^\mp$	$0.143c_\chi^2$
$\rho_T^\pm \rightarrow \gamma\pi_T^\pm$	$0.320c_\chi^2$
$\rightarrow Z^0\pi_T^\pm$	$0.153c_\chi^2$
$\rightarrow W^\pm\pi_T^0$	$0.143c_\chi^2$
$\rightarrow W^\pm\pi_T^{0'}$	$2.4 \times 10^{-2}c_{\chi'}^2$

Tabla 4.2: Anchos de decaimiento (en GeV) para $V_T \rightarrow G\pi_T$, calculados con $M_{V_T} = 210$ GeV, $M_{\pi_T} = 110$ GeV, $M_V = M_A = 100$ GeV.

comparados con los calculados con la ecuación 4.89 para las mismas masas y además

$$N_{TC} = 4$$

$$\Gamma(\rho_T^0 \rightarrow W_L^\pm \pi_T^\mp) = \Gamma(\rho_T^\pm \rightarrow W_L^\pm \pi_T^0) = 2.78 \sin^2 \chi \cos^2 \chi, \quad (4.92)$$

$$\Gamma(\rho_T^\pm \rightarrow Z_L^0 \pi_T^\pm) = 0.89 \sin^2 \chi \cos^2 \chi. \quad (4.93)$$

Finalmente, para el cálculo de secciones eficaces en los que se considera la mediación de TC, se toma en cuenta la dominancia vectorial que, para componentes neutras, $\gamma - Z^0 - \rho_T^0 - \omega_T$, con la notación $\mathcal{M}_V^2 = M_V^2 - i\sqrt{s} \Gamma_V(s)$ siendo $V = Z^0, \rho_T^0, \omega_T$, el propagador completo, $\Delta_0(s)$, que incluye efectos de mezcla cinética, es la matriz la inversa de

$$\Delta_0^{-1}(s) = \begin{pmatrix} s & 0 & -sf_{\gamma\rho_T} & -sf_{\gamma\omega_T} \\ 0 & s - \mathcal{M}_Z^2 & -sf_{Z\rho_T} & -sf_{Z\omega_T} \\ -sf_{\gamma\rho_T} & -sf_{Z\rho_T} & s - \mathcal{M}_{\rho_T}^2 & 0 \\ -sf_{\gamma\omega_T} & -sf_{Z\omega_T} & 0 & s - \mathcal{M}_{\omega_T}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.94)$$

donde $f_{\gamma\rho_T} = \xi$, $f_{\gamma\omega_T} = \xi(Q_U + Q_D)$, $f_{Z\rho_T} = \xi \cot 2\theta_W$ y $f_{Z\omega_T} = -\xi(Q_U + Q_D) \tan \theta_W$, donde $\xi = \sqrt{\alpha N_{TC}/8.73}$. La matriz para el propagador de dominancia vectorial cargada $W^\pm - \rho_T^\pm$ es el inverso de la matriz

$$\Delta_\pm^{-1}(s) = \begin{pmatrix} s - \mathcal{M}_W^2 & -sf_{W\rho_T} \\ -sf_{W\rho_T} & s - \mathcal{M}_{\rho_T}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.95)$$

con $f_{W\rho_T} = \xi/2 \sin \theta_W$.

4.8. Búsqueda Experimental de TC

De acuerdo a la referencia [77], los candidatos para ser observados en aceleradores colisionadores de partículas (Tevatron y LHC) son los tecnipiones producidos por vía resonante por dominancia de tecnimesones vectoriales, ρ_T y ω_T . Los canales de decaimiento principales en los que se hacen las búsquedas son $\rho_T \rightarrow W_L \pi_T$, $Z_L \pi_T$, y $\omega_T \rightarrow \gamma \pi_T$, en los cuales el π_T se espera que decaiga en el par $b\bar{b}$ (neutro) o $b\bar{c}$ (cargado). Un ejemplo de un proceso esperado se muestra en la figura 4.5.

En la gráficas de la figura 4.6 se muestran los resultados de la colaboración DØ de la búsqueda de un ρ_T ligero que decae en $W \pi_T$, en el que se produce como estado final al menos un b [6]. Por otro lado, en la gráfica de la figura 4.7 se muestra el resultado de la colaboración CDF para la región de exclusión en la búsqueda de

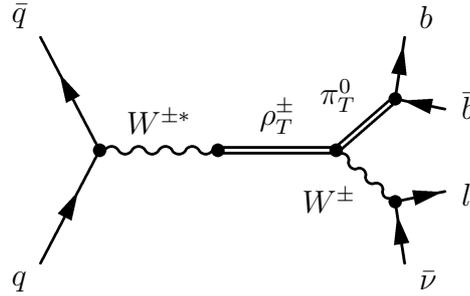


Figura 4.5: Modo de producción de π_T vía dominancia de tecnimesones vectoriales y su posible señal observable del tipo $W(l\nu) + 2\text{jets}$.

ω_T ligeros decayendo a $\gamma\pi_T$ en la que se produce como estado final al menos un b [78]. También se han buscado tecnihadrones en LEP. En la gráfica de la figura 4.8 se muestra la región de exclusión obtenidas por la colaboración DELPHI, para las masas de π_T y ρ_T , en procesos del tipo $e^+e^- \rightarrow \rho_T$ en los rangos de energía de colisión de 192 a 208 GeV, en los que se considera que $\rho_T \rightarrow W_L W_L$, $\gamma\pi_T$, hadrones, y $e^+e^- \rightarrow \rho_T \rightarrow W_L \pi_T$, $\pi_T \pi_T$.

Los resultados experimentales recientes de CDF, DØ y de DELPHI, reportados en el PDG [6] se pueden resumir en la tabla 4.3 incluyendo otras posibles señales observables, como procesos tipo Drell-Yan, en el que se produce un par de fermiones cargados muy energéticos l^+l^- de una colisión entre hadrones debido a los decaimientos ρ_T , $\omega_T \rightarrow l^+l^-$. Además se incluyen resultados en la búsqueda de Topcolor, como es el caso de la intervención de topgluones (colorones) y Z' en colisiones $p\bar{p}$. Se espera que la búsqueda continúe en experimentos futuros, como en el LHC [80].

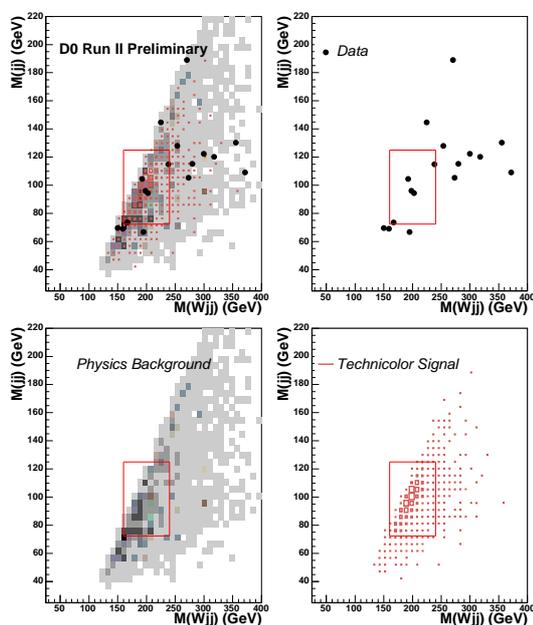


Figura 4.6: Búsqueda de tecnirho ligeros decayendo en $W\pi_T$ y a su vez $\pi \rightarrow bX$. Las cuatro gráficas muestran la masa invariante de los dijets y del sistema W +dijet, para el fondo (abajo a la izquierda), la señal esperada (abajo a la derecha), los datos (arriba a la derecha) y la superposición de todo (arriba a la izquierda).

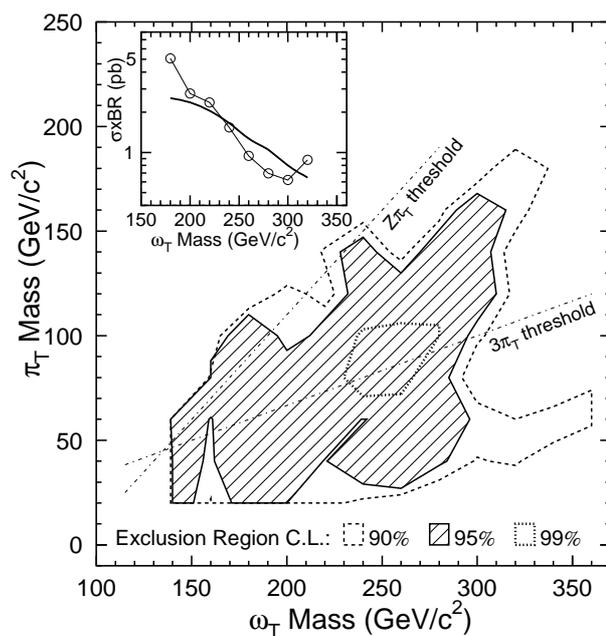


Figura 4.7: Región de exclusión para ω_T ligeros a 95% CL, decayendo a $\gamma\pi_T$, y $\pi \rightarrow bX$.

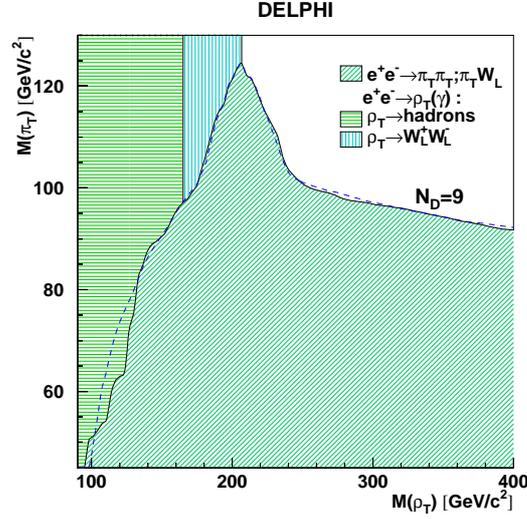


Figura 4.8: Región de exclusión en el plano de masas de ρ_T - π_T a 95 % CL obtenida por la colaboración DELPHI.

Proceso	Rango de masa excluida	Canal de Decaimiento	Experimento
$p\bar{p} \rightarrow \rho_T \rightarrow W\pi_T$	$m_{\rho_T} = 200 \text{ GeV}$, $m_{\pi_T} = 105 \text{ GeV}$, $200 < M_V < 500 \text{ GeV}$	$\rho_T \rightarrow W\pi_T$ $\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b}$ $\pi_T \rightarrow b\bar{c}$	DØ
$p\bar{p} \rightarrow \omega_T \rightarrow \gamma\pi_T$	$140 < m_{\omega_T} < 290 \text{ GeV}$ Para $m_{\pi_T} \approx m_{\omega_T}/3$ y $M_T = 100 \text{ GeV}$	$\omega_T \rightarrow \gamma\pi_T$ $\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b}$ $\pi_T^\pm \rightarrow b\bar{c}$	CDF
$p\bar{p} \rightarrow \omega_T/\rho_T$	$m_{\omega_T} = m_{\rho_T} < 203 \text{ GeV}$ Para $m_{\omega_T} < m_{\pi_T} + m_W$ o $M_T > 200 \text{ GeV}$	$\omega_T/\rho_T \rightarrow l^+l^-$	DØ
$e^+e^- \rightarrow \omega_T/\rho_T$	$90 < m_{\rho_T} < 206.7 \text{ GeV}$, $m_{\pi_T} < 79.8 \text{ GeV}$	$\rho_T \rightarrow WW$, $W\pi_T, \pi_T\pi_T$, $\gamma\pi_T$, Hadrones	DELPHI
$p\bar{p} \rightarrow g_t$	$0.3 < m_{g_t} < 0.6 \text{ TeV}$ Para $0.3m_{g_t} < \Gamma < 0.7m_{g_t}$	$g_t \rightarrow b\bar{b}$	CDF
$p\bar{p} \rightarrow Z'$	$M_{Z'} < 480 \text{ GeV}$ Para $\Gamma = 0.012M_{Z'}$, y $M_{Z'} < 780 \text{ GeV}$ Para $\Gamma = 0.04M_{Z'}$	$Z' \rightarrow t\bar{t}$	CDF

Tabla 4.3: Resumen de resultados experimentales en la búsqueda de Tecnicolor y Topcolor.

Capítulo 5

Modelos Hadrónicos y Generadores de Eventos

No existe la verdad absoluta... y esto es absolutamente cierto.

Les Luthiers

(Quinteto cómico-musical argentino)

En este capítulo se hace una breve descripción de los modelos hadrónicos más empleados en la simulación de chubascos atmosféricos producidos por rayos cósmicos de ultra alta energía. Para una descripción más detallada de modelos como SIBYLL y QGSJET se recomienda la referencia [81]. Así como haremos una breve descripción del generador de eventos de propósito general PYTHIA. También se hace un estudio del desempeño de los generadores de eventos a muy altas energías comparando las secciones eficaces, multiplicidades y distribución de energías y pseudo rapidez de las partículas producidas en colisiones pp en blanco fijo. Finalmente se hace un breve análisis del modelo de TC implementado en PYTHIA.

5.1. Modelos Hadrónicos

Cuando un rayo cósmico (sea un protón) de alta energía arriba a la atmósfera, tendrá cierta longitud de camino libre medio antes de colisionar con un núcleo componente del aire (en su mayoría nitrógeno y oxígeno), dependiendo de la sección eficaz inelástica del protón con el núcleo¹. Pudiendo haber tres tipos de colisiones

¹La sección eficaz elástica no se toma en cuenta en esta etapa porque en las colisiones elásticas no se inician los chubascos atmosféricos.

inelásticas dependiendo del parámetro de impacto, que se traduce en la cantidad de partículas producidas (fragmentación):

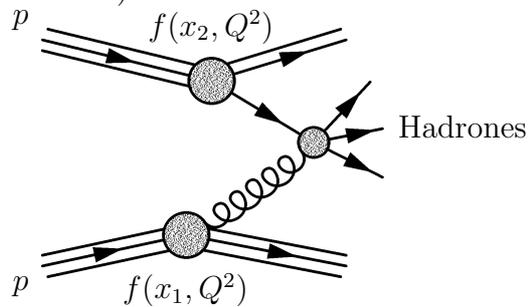


Figura 5.1: Diagrama de una colisión protón-protón típica.

- Totalmente inelásticas o no difractivas, cuando el choque es casi “frontal”.
- Difractivas simples, cuando sólo se fragmenta el proyectil o el blanco.
- Difractivas dobles, cuando se fragmentan el proyectil y el blanco, pero la cantidad de partículas producidas en el proceso es mucho menor que en las inelásticas.

El problema principal del estudio de las interacciones hadrónicas (IH), es que se ingresa en el campo de la Cromodinámica Cuántica (QCD), que no puede ser manejada perturbativamente a bajas energías, y a altas energías la cantidad de diagramas que contribuyen en una interacción hace muy complicado su análisis. Por esto, se usan modelos fenomenológicos con parámetros que se ajustan a los datos experimentales para así poder hacer predicciones aceptables. Otro problema con el que cuenta el estudio de las IH es la falta de datos experimentales para energías por encima de los 2 TeV en el sistema de centro de masas, por lo tanto, a niveles de energías de rayos cósmicos todos los modelos hacen extrapolaciones a partir de los datos conocidos. En realidad no hay hasta el momento un modelo convincente para la reproducción de un chubasco atmosférico.

En el rango de energías en el sistema de laboratorio de altas y ultra altas energías, desde 500 GeV hasta más de 100 EeV², existen varios tópicos que de momento no han sido resueltos:

- La hadronización y multiplicidad en dispersiones inelásticas profundas (DIS) las cuales tienen grandes incongruencias entre los diversos modelos hadrónicos.

²1 EeV = 10¹⁸ eV.

- En la sección eficaz para las interacciones difractivas existen problemas fuertes como son el máximo momento transferido, el máximo número en la multiplicidad de partículas producidas, la sección eficaz relativa a la sección inelástica y los porcentajes en las interacciones difractivas simples relativa a las dobles.
- La existencia del *Pomerón*³. Pseudopartícula hipotética aún no descubierta experimentalmente, compuesta de partones, quarks y gluones, combinados de tal forma que, en conjunto, tienen los números cuánticos del vacío, eléctricamente neutros y sin carga de color neta [82]. En los pomerones se basan los modelos hadrónicos como el de cuerdas de quarks y gluones (QGS) [83].
- El tratamiento de las contribuciones no lineales en interacciones partónicas de altas energías.

En interacciones hadrónicas de altas energías se deben diferenciar dos regiones distintas dependiendo del valor del momento transferido por los partones interactuantes. La región en la que el momento transferido, Q^2 , es pequeño, denominada *suave*, en la que no es posible aplicar QCD perturbativa, y se considera que la densidad de partones dentro de los hadrones es baja. La otra región, en la que el momento transferido es grande (y se producen *jets*), es llamada *dura*, y es posible aplicar QCD perturbativa [84]. Usualmente se impone un corte en el momento transversal, p_T^{corte} , para diferenciar entre las dos regiones, y dicho corte es crítico en la definición de un modelo hadrónico. Además, en las regiones duras, la densidad de partones puede ser muy alta, pero no infinita, de manera que se ha propuesto que dicha densidad de partones está saturada por efectos no lineales.

Existe además una región de “transición”, caracterizada por densidades partónicas grandes, pero no saturadas, donde la contribución de procesos suaves y duros es igualmente relevante, y donde los efectos no lineales proveen correcciones medibles. De hecho, el tratamiento de los efectos no lineales en las regiones densas y de transición es el mayor reto para la construcción de modelos de IH [85].

Los modelos hadrónicos más completos y sofisticados, asociados a generadores de eventos (GE) por métodos de Monte Carlo (MC) para simular las interacciones

³Llamado así en honor al físico soviético (nacido en Varsovia, Polonia) Isaak Yakovlevich Pomeranchuk (1913-1966).

hadrónicas en chubascos atmosféricos (y algunos se pueden usar para aceleradores) son DPMJET II.5 y III [86], neXus 2.0 y 3.0 (descontinuado) [87], QGSJET 01 [88], QGSJET-II 03 [89], SIBYLL 2.1 [90] y el modelo más reciente EPOS 1.6 [91] (sucesor de neXus). Nosotros trabajamos con SIBYLL, QGSJET, y QGSJET-II.

5.2. SIBYLL

El modelo SIBYLL 2.1 está basado en el formalismo de pomerones para la descripción de interacciones suaves, mientras que las interacciones duras son tratadas con el formalismo de *mini-jets*, que es cualitativamente similar al de pomerones (se-mi)duros. Se consideran efectos no lineales en la saturación de partones en procesos duros, mientras que en los procesos suaves los efectos no lineales se desprecian. Para la fragmentación de partones se emplea esencialmente el modelo de fragmentación de Lund [92] en el que se consideran los quarks (y diquarks)⁴ unidos por cuerdas, que se rompen para crear nuevos pares de quarks (y diquarks), en el que se le da a los quarks producidos un momento trasnversal modelado por

$$\langle p_T(s) \rangle = p_T^0 + 0.184 \text{ GeV} \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{30 \text{ GeV}} \right), \quad (5.1)$$

siendo $p_T^0 = 0.3 \text{ GeV}$ para quarks u y d y 0.45 GeV para quarks s , y 0.6 GeV para diquarks.

Para calcular la sección eficaz de una colisión hadrón-hadrón, primero se calcula la sección eficaz de una colisión dura a nivel partónico empleando QCD perturbativa [93]

$$\begin{aligned} \sigma_{ab}^{jet}(s, Q_0^2) = & \sum_{i,j=g,q,\bar{q}} \int \frac{dp_T^2}{p_T^2} \int \frac{dx_i^+ dx_j^-}{x_i^+ x_j^-} f_a^i(x_i^+, p_T^2) f_b^j(x_j^-, p_T^2) \times \\ & \times \Theta(p_T^2 - Q_0^2) \frac{d\hat{\sigma}_{ij}^{2 \rightarrow 2}(x_i^+ x_j^- s, p_T^2)}{dp_T^2}, \end{aligned} \quad (5.2)$$

siendo s el cuadrado de la energía de centro de masa, $\hat{\sigma}_{ij}^{2 \rightarrow 2}$ la sección eficaz de orden más bajo entre partones, y $f_a^i(x, p_T^2)$ la función de distribución partónica. Se considera que la dispersión total es múltiple entre los distintos partones que puede

⁴Un barión está compuesto por tres quarks, qqq . En el modelo de fragmentación de Lund se considera compuesto por un quark y un diquark, $(q)(qq)$, unidos por “cuerdas”. Cuando la energía disponible es suficiente la cuerda se rompe, pero en los extremos rotos aparecen pares $(q)(\bar{q})$ o $(qq)(\bar{q}\bar{q})$, dependiendo del caso.

componer un hadrón. Con esto se podrá calcular el número promedio de interacciones en el sistema hadrón-hadrón cuando hay un parámetro de impacto b

$$\langle n_{ab}(b, s) \rangle = A(b) \sigma_{ab}^{jet}(s, Q_0^2), \quad (5.3)$$

donde $A(b)$ es la probabilidad de colisión entre los partones de los hadrones que colisionan y se puede calcular en función de la distribución de partones en el espacio del parámetro de impacto, $\rho(b)$, como $A(b) = \int d^2b' \rho(|\mathbf{b} - \mathbf{b}'|) \rho(b')$. De esta forma, asumiendo un modelo eikonal para la dispersión entre hadrones, la función eikonal completa sería

$$\chi_{ab}(b, s) = \chi_{ab}^{\text{duro}}(b, s) + \chi_{ab}^{\text{suave}}(b, s), \quad (5.4)$$

siendo $\chi_{ab}^{\text{duro}}(b, s) = \frac{1}{2} \langle n_{ab}(b, s) \rangle$, y en SIBYLL se parametriza la parte suave como $\chi_{ab}^{\text{suave}}(b, s) = 246 \text{ GeV}^{-2} A(b)$.

Con todo esto es posible calcular las secciones eficaces para las colisiones entre hadrones dadas por las ecuaciones

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Tot}}^{ab}(s) &= 2 \int d^2b [1 - e^{-\chi_{ab}(b,s)}], \\ \sigma_{\text{Elas}}^{ab}(s) &= \int d^2b [1 - e^{-\chi_{ab}(b,s)}]^2, \\ \sigma_{\text{Inel}}^{ab}(s) &= \int d^2b [1 - e^{-2\chi_{ab}(b,s)}]. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Los resultados de los cálculos de las secciones eficaces totales, elásticas e inelásticas de colisiones pp calculadas con el modelo SIBYLL se pueden ver en la gráfica de la figura 5.2, y son comparados con los datos de distintos experimentos tanto de aceleradores con colisiones pp , $p\bar{p}$ y pn [6, 94], y los datos de secciones eficaces totales de colisiones pp estimados por experimentos de rayos cósmicos como AGASA [95] y Fly's Eyes [96].

Se han incluido las mediciones de la sección eficaz total $p\bar{p}$, para poder hacer las comparaciones a energías intermedias, basados en el *Teorema de Pomeranchuk*, que dice que $\sigma_{AB}(s) - \sigma_{A\bar{B}}(s) \rightarrow 0$ cuando $s \rightarrow \infty$.

SIBYLL puede manejar internamente las siguientes partículas: γ , e^\pm , μ^\pm , τ^\pm , $\pi^{\pm,0}$, K^\pm , $K_{S,L}^0$, $\overset{(-)}{p}$, $\overset{(-)}{n}$, $\overset{(-)}{\nu_{e,\mu}}$, $\overset{(-)}{K^0}$, η , η' , $\rho^{\pm,0}$, $\overset{(-)}{K^{*\pm}}$, ω , φ , $\Sigma^{\pm,0}$, $\Xi^{0,-}$, Λ , $\Delta^{++,+,0,-}$, $\Sigma^{*\pm,0}$,

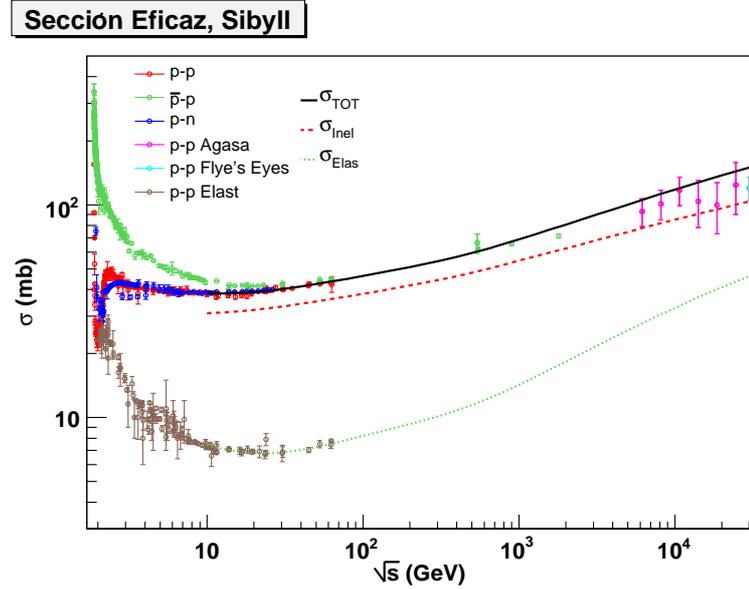


Figura 5.2: Mediciones de la sección eficaz total pp , $p\bar{p}$ y pn y la elástica pp . La líneas representan la evolución de la sección eficaz total, inelásticas y elásticas de colisiones pp calculadas con SIBYLL.

$\Xi^{*0,-}$, Ω^{*-} .

5.3. QGSJET y QGSJET-II

En los modelos de cuerdas de quarks y gluones (QGS) [83], se usa el método de procesos de dispersión múltiple de Pomerones, el cual se puede ejemplificar en la figura 5.3. Para el cálculo de las secciones eficaces se usan también las ecuaciones 5.5, pero ahora la función eikonal se calcula como

$$\chi(s, b)_{ab} = \chi_{ab}^P(s, b) = \frac{\gamma_a \gamma_b s^{\alpha_P(0)-1}}{\lambda_{ab}(s)} \exp\left(-\frac{b^2}{4\lambda_{ab}(s)}\right), \quad (5.6)$$

donde $\lambda_{ab}(s) = R_a^2 + R_b^2 + \alpha'_P(0) \ln s$, siendo $\alpha_P(0)$ y $\alpha'_P(0)$ los parámetros de las trayectorias de los Pomerones y γ_a , R_a^2 son los parámetros para el acoplamiento del Pomerón con el hadrón a .

El problema de QGSJET es que se consireran constantes las funciones de distribución partónicas, así como la fracción de las interacciones difractivas respecto de las inelásticas, esto último se puede apreciar en las fluctuaciones de la inelasticidad

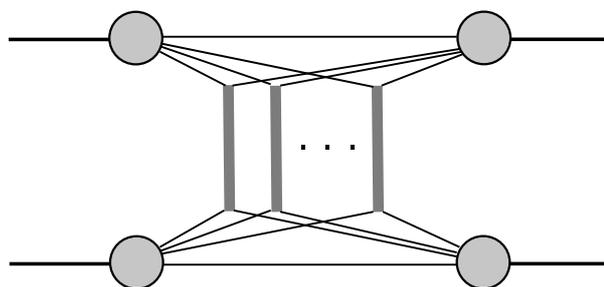


Figura 5.3: *Contribución típica por intercambio de pomerones a la amplitud total de dispersión hadrón-hadrón.*

de colisiones evento a evento como se encontró por R. Luna, A. Zepeda, C.A García Canal y S.J. Sciutto [97].

En la gráfica de la figura 5.4 se muestra la comparación de las secciones eficaces extraídas de QGSJET, comparadas con los datos experimentales.

Por otra parte, la principal mejora del modelo QGSJET-II respecto de QGSJET, es la de incluir los efectos partónicos no lineales, y los describe a partir de interacciones Pomerón-Pomerón. Como se puede ver en la figura 5.5, las interacciones entre “cadenas de QCD”, componentes de los Pomerones generales, dan lugar a efectos no lineales en las densidades partónicas, que a altas energías las saturan. En la gráfica de la figura 5.6 se puede ver la evolución de las secciones eficaces calculadas con QGSJET-II comparado con los datos experimentales.

QGSJET y QGSJET-II Internamente pueden manejar las mismas partículas que son: $\pi^{\pm,0}$, $\overset{(-)}{p}$, $\overset{(-)}{n}$, K^{\pm} , $K_{S,L}^0$, $\overset{(-)}{\Lambda}$, η , D^{\pm} , $\overset{(-)}{D^0}$. ¡QGSJET y QGSJET-II no manejan leptones ni fotones!

5.4. PYTHIA

Los modelos mencionados anteriormente pueden simular interacciones hadrón-hadrón, hadrón-núcleo, y núcleo-núcleo, sin embargo, todas las interacciones entre partones son fenomenológicas fuertes o derivadas de QCD. No contemplan otro tipo de interacciones. Por lo tanto, si queremos estudiar el efecto de cualquier otro tipo de física distinta a QCD, tendremos que programar nuestro propio GE o podemos

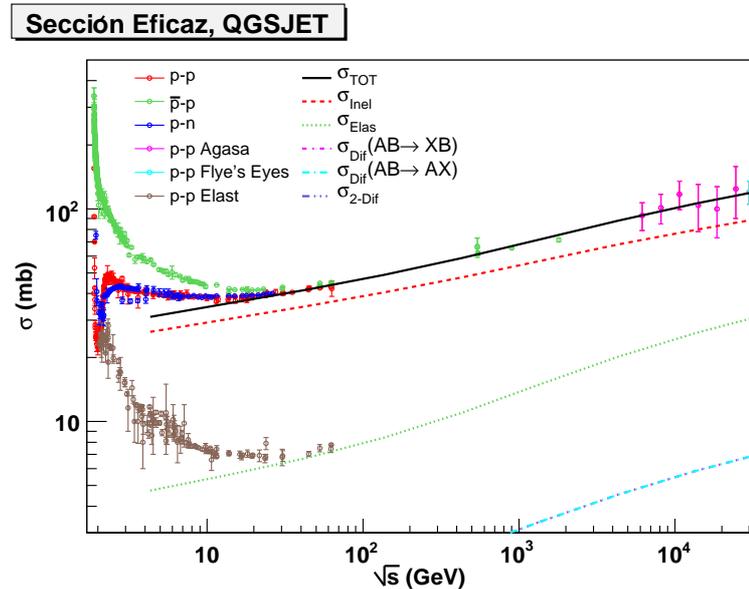


Figura 5.4: Mediciones de la sección eficaz total pp , $p\bar{p}$ y pn y la elástica pp . La líneas representan la evolución de la sección eficaz total pp , inelásticas, elásticas y difractivas calculadas con QGSJET.

usar los que ya existen, especializados o de uso general, y adaptarlos para su uso en rayos cósmicos. Dentro de la variedad de GE por métodos de MC de propósito general usados en colisionadores, tenemos a PYTHIA [98], HERWIG(++) [99], ISAJET [100] o SHERPA [101]. En la tabla 5.1 podemos ver la variedad de física que manejan PYTHIA, HERWIG, ISAJET, SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II. De acuerdo a la tabla 5.1, el GE más completo en cuanto a física es PYTHIA, además de ser el único que tiene implementado procesos de interacciones de Tecnicolor.

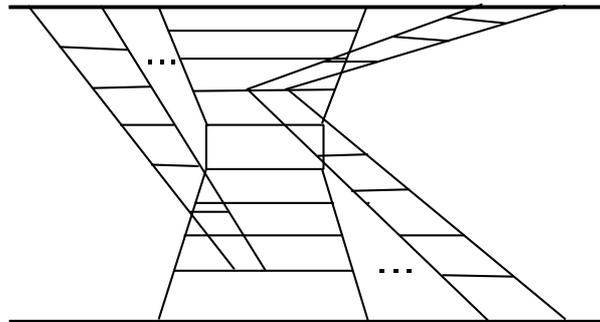


Figura 5.5: Ejemplo de un diagrama que puede dar lugar a efectos partónicos no lineales considerados en QGSJET-II.

Tipo	Proceso	Aceleradores			R. C3smicos		
		PYT	HER	ISA	SIB	QGS	QGS-II
QCD y	<i>Soft</i> QCD	*	*	*	*	*	*
Relacionados	<i>Hard</i> QCD	*	*	*	*	*	*
	Sabores Pesados	*	*	*	—	—	—
Procesos	$\gamma^*/Z^0/W^\pm$ Simples	*	*	*	—	—	—
Electrodébiles	$(\gamma/\gamma^*/Z^0/W^\pm/f/g)^2$	*	*	*	—	—	—
	Higgs Ligero (SM)	*	*	*	—	—	—
	Higgs Pesado (SM)	*	*	*	—	—	—
Física más allá	$(h^0/H^0/A^0/H^\pm)$	*	*	*	—	—	—
del Modelo Estándar,	SUSY	*	*	*	—	—	—
Supersimetría	\cancel{R} SUSY	*	*	—	—	—	—
Física más allá	Tecnicolor	*	—	(*)	—	—	—
del Modelo Estándar,	Bosones Neutros Extra	*	—	—	—	—	—
otras interacciones	Composición	*	—	—	—	—	—
	Leptoquarks	*	—	—	—	—	—
	$H^{\pm\pm}$ de <i>Left-Right</i>	*	—	—	—	—	—
	Dimensiones Extra	(*)	(*)	(*)	—	—	—

Tabla 5.1: Comparación de la física incluida en los GE para uso de aceleradores PYTHIA, HERWIG y ISAJET, y para física de rayos cósmicos, SIBYLL, QGSJET, y QGSJET-II. Los paréntesis indican que no se está completamente implementado.

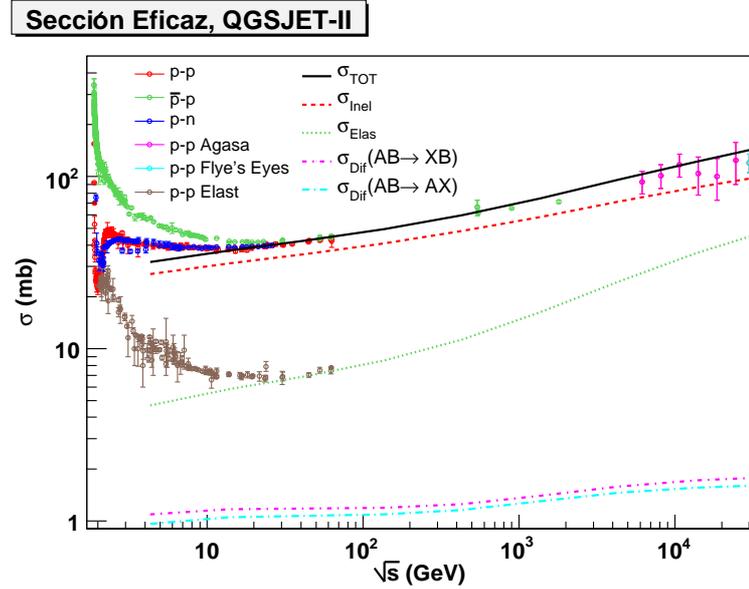


Figura 5.6: Mediciones de la sección eficaz total pp , $p\bar{p}$ y pn y la elástica pp . La líneas representan la evolución de la sección eficaz total pp , inelásticas, elásticas y difractivas calculadas con *QGSJET-II*.

5.4.1. Generalidades

PYTHIA 6.404, además de los procesos presentados en la tabla 5.1, es un GE muy versátil y fácil de configurar, ya que cuenta con una gran cantidad de parámetros que puede manipular el usuario, como son parámetros de acoplamiento, masas de partículas, ángulos de mezcla, propagadores, funciones de distribución partónicas, etc. Además se puede elegir un proceso determinado a simular entre la variedad enumerada en el apéndice C.

Para una colisión es posible elegir las partículas proyectil y blanco entre las siguientes: γ , e^\pm , μ^\pm , τ^\pm , $\nu_{e,\mu,\tau}^{(-)}$, $\pi^{\pm,0}$, $p^{(-)}$, $n^{(-)}$, K^\pm , $K_{S,L}^0$, K^0 , $\Sigma^{\pm,0}$, $\Xi^{0,-}$, Λ , Ω^- , \mathbb{P} (Pomerón), \mathbb{R} (Reggeón). Por otra parte, la colisión se puede realizar en el sistema de referencia de centro de masa, de blanco fijo, o se puede establecer algún otro sistema de referencia definiendo los momentos (3-D), energías (4-D) y masa (5-D) de proyectil y blanco.

Una característica interesante de los GE de propósito general, como PYTHIA y los enunciados anteriormente, es dada por el denominado “Acuerdo de Les Hou-

ches” [102], en el que se define un estándar para la generación externa de eventos en “tiempo real”, y los productos se pueden “inyectar” en PYTHIA para que éste realice su propagación, hadronización y decaimiento.

En colisiones hadrónicas, la sección eficaz total del proceso $AB \rightarrow X$, σ_{Tot}^{AB} , se calcula usando la parametrización de Donnachie y Landshoff [103]

$$\sigma_{\text{Tot}}^{AB}(s) = X^{AB}s^\varepsilon + Y^{AB}s^{-\eta}. \quad (5.7)$$

donde \sqrt{s} está dada en GeV. Las potencias $\varepsilon = 0.0808$ y $\eta = 0.4525$, se espera sean universales y los coeficientes X^{AB} y Y^{AB} son específicos para cada estado inicial (de hecho, basados en el teorema de Pomeranchuk mencionado al final de la sección 5.2 se espera que $X^{\bar{A}B} = X^{AB}$). Para el caso de una colisión pp el coeficiente de Pomerones es $X^{pp} = 21.70$ mb, mientras que el coeficiente Y asociado al término de intercambio de mesones vectoriales ρ , ω , f y a , es $Y^{pp} = 56.08$ mb. Si se desea calcular la sección eficaz exclusiva para un proceso específico, PYTHIA lo hace a partir de la ecuación 5.2.

Por otra parte, la sección eficaz total se puede subdividir en

$$\sigma_{\text{Tot}}^{AB}(s) = \sigma_{\text{Elas}}^{AB}(s) + \sigma_{\text{Dif}(XB)}^{AB}(s) + \sigma_{\text{Dif}(AX)}^{AB}(s) + \sigma_{\text{2-Dif}}^{AB}(s) + \sigma_{\text{No-Dif}}^{AB}(s), \quad (5.8)$$

donde “Elas” se refiere a procesos elásticos $AB \rightarrow AB$, “Dif(XB)” se refiere a procesos difractivos simples cuando se fragmenta el proyectil $AB \rightarrow XB$, “Dif(AX)” a procesos difractivos simples en los que se fragmenta el blanco $AB \rightarrow AX$, “2-Dif” corresponde a procesos difractivos dobles $AB \rightarrow X_1X_2$ y “No-Dif” es para procesos no difractivos. De acuerdo a la referencia [104] estas secciones eficaces pueden ser parametrizadas como se indica a continuación.

Si el momento transferido en un proceso elástico es pequeño, se puede suponer que

$$\sigma_{\text{Elas}}^{AB}(s) = \frac{(\sigma_{\text{Tot}}^{AB}(s))^2}{16\pi} (2b_A + 2b_B + 4s^\varepsilon - 4.2)^{-1}, \quad (5.9)$$

siendo las constantes específicas $b_p = 2.3$, $b_{\pi,\rho,\omega,\phi} = 1.4$, y $b_{J/\psi} = 0.23$. Las secciones

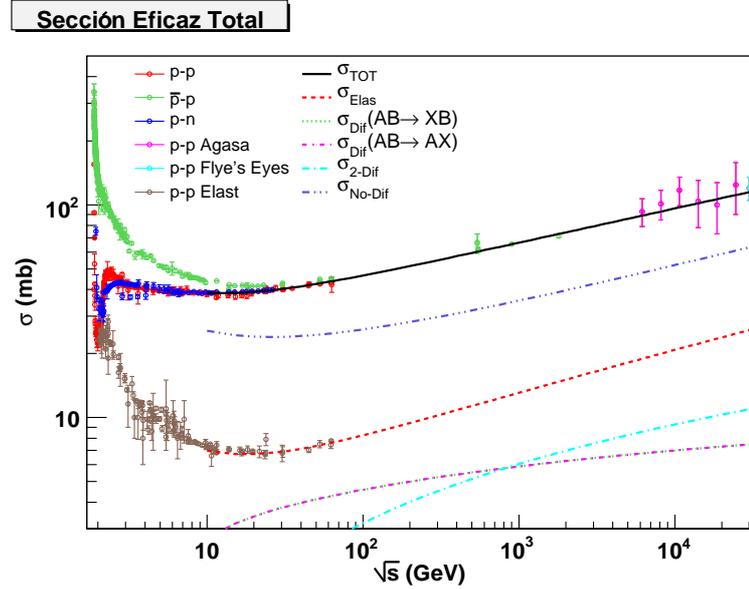


Figura 5.7: Mediciones de la sección eficaz total pp , $p\bar{p}$ y pn . La líneas representan la evolución de la sección eficaz total pp , la elástica, las difractivas, tanto simples como dobles, y las inelásticas no difractivas, calculada con PYTHIA.

eficaces difractivas se calculan en función de los espectros de masas difractivas como

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma_{\text{Dif}(XB)}^{AB}(s)}{dt dM^2} &= \frac{g_{3\mathbb{P}}}{16\pi} \beta_{A\mathbb{P}} \beta_{B\mathbb{P}}^2 \frac{1}{M^2} \exp(B_{\text{Dif}(XB)}(s, M)t) F_{\text{Dif}}(s, M), \\
 \frac{d\sigma_{\text{Dif}(XB)}^{AB}(s)}{dt dM^2} &= \frac{g_{3\mathbb{P}}}{16\pi} \beta_{A\mathbb{P}}^2 \beta_{B\mathbb{P}} \frac{1}{M^2} \exp(B_{\text{Dif}(AX)}(s, M)t) F_{\text{Dif}}(s, M), \\
 \frac{d\sigma_{2\text{-Dif}(XB)}^{AB}(s)}{dt dM_1^2 dM_2^2} &= \frac{g_{3\mathbb{P}}^2}{16\pi} \beta_{A\mathbb{P}} \beta_{B\mathbb{P}} \frac{1}{M_1^2} \frac{1}{M_2^2} \exp(B_{2\text{-Dif}(AX)}(s, M)t) F_{2\text{-Dif}}(s, M).
 \end{aligned} \tag{5.10}$$

Los acoplamientos $\beta_{A\mathbb{P}}$ están relacionados con los términos de Pomerón $X^{AB}s^\epsilon$, de manera que tomando cierta energía de referencia se pueden dar como $\beta_{A\mathbb{P}}\beta_{B\mathbb{P}} = X^{AB}s_{\text{ref}}^\epsilon$, siendo $\sqrt{s_{\text{ref}}} = 20$ GeV. El acoplamiento de triple Pomerón para difracción simple se toma como $g_{3\mathbb{P}} \approx 0.318 \text{ mb}^{1/2}$. Los parámetros de pendiente B y los factores F , se pueden ver en la referencia [98].

En la gráfica de la figura 5.7 se muestran las secciones eficaces calculadas con PYTHIA comparadas con los valores experimentales usados anteriormente.

Para la fragmentación de hadrones PYTHIA usa el modelo de Lund, al igual que SIBYLL, ya que tiene su origen y ha sido desarrollado en la misma Universidad de

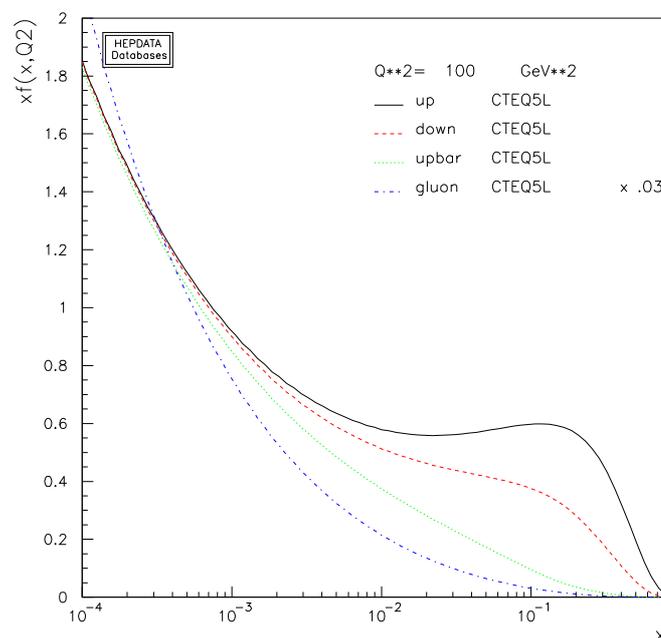


Figura 5.8: *Función de distribución partónica del modelo CTEQ5L, generada en [105].*

Lund.

En cuanto a las funciones de distribución partónica (PDF) incluidas en PYTHIA se puede elegir entre: CTEQ3L (LO), CTEQ3M ($\overline{\text{MS}}$), CTEQ3D (DIS), GRV94L (LO), GRV94M ($\overline{\text{MS}}$), GRV94D (DIS), CTEQ5L (LO), CTEQ5M1 ($\overline{\text{MS}}$), GRV92L (LO), EHLQ (obsoleta), Duke-Owens (obsoleta). La empleada en el presente trabajo es CTEQ5L, de la cual podemos ver la gráfica de evolución para los quarks u , d , \bar{u} y gluones, en la figura 5.8.

5.5. Comparación entre GE a Altas Energías

Los rangos de energía para los que fue diseñado PYTHIA (de 10 GeV a 14 TeV), son diferentes a los rangos de operación de SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II, que llegan hasta los 450 TeV en el sistema de centro de masas. Si queremos ver si es viable simular colisiones de rayos cósmicos con PYTHIA, es necesario estudiar su desempeño a muy altas energías y compararlo con los GE especializados.

5.5.1. Secciones Eficaces

En la gráfica de la figura 5.9 se muestra la evolución con la energía de las secciones eficaces totales calculadas con PYTHIA, SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II, comparadas con los valores medidos para la sección eficaz total tanto en interacciones pp como $p\bar{p}$. Como se podrá apreciar, a bajas energías, PYTHIA y SIBYLL se ajustan bien a los datos experimentales, mientras que QGSJET y QGSJET-II divergen bastante. Por otro lado, a altas energías tenemos un crecimiento mayor de SIBYLL y QGSJET-II, mientras que QGSJET y PYTHIA se apegan más a los datos experimentales.

En la gráfica de la figura 5.10 se muestra la evolución con la energía de las secciones eficaces elásticas calculadas con PYTHIA, SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II, comparadas con los valores medidos para la sección eficaz total tanto en interacciones pp como $p\bar{p}$. En este caso nuevamente volvemos a ver el gran crecimiento de las secciones eficaces elásticas calculadas con SIBYLL y QGSJET-II, despegándose de la pobre cantidad de datos experimentales existentes a altas energías, mientras que QGSJET y PYTHIA parecen estar más acorde con los mismos. En cambio, a bajas energías, SIBYLL y PYTHIA se ajustan bien a los valores experimentales mientras que QGSJET y QGSJET-II se separan considerablemente.

En la gráfica de la figura 5.11 se muestra la evolución con la energía de la sección eficaz inelástica calculadas con PYTHIA, SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II, aunque en este caso no hay datos experimentales disponibles, por lo que se ha hecho la comparación con las secciones eficaces totales. Hay que tomar en cuenta que las secciones eficaces cumplen con la siguiente relación:

$$\sigma_{\text{Tot}} = \sigma_{\text{Elas}} + \sigma_{\text{Inel}}. \quad (5.11)$$

Sin embargo podemos ver que la diferencia entre los resultados dados por los cuatro paquetes no es tan grande a altas energías como en el caso de las secciones eficaces total y elástica.

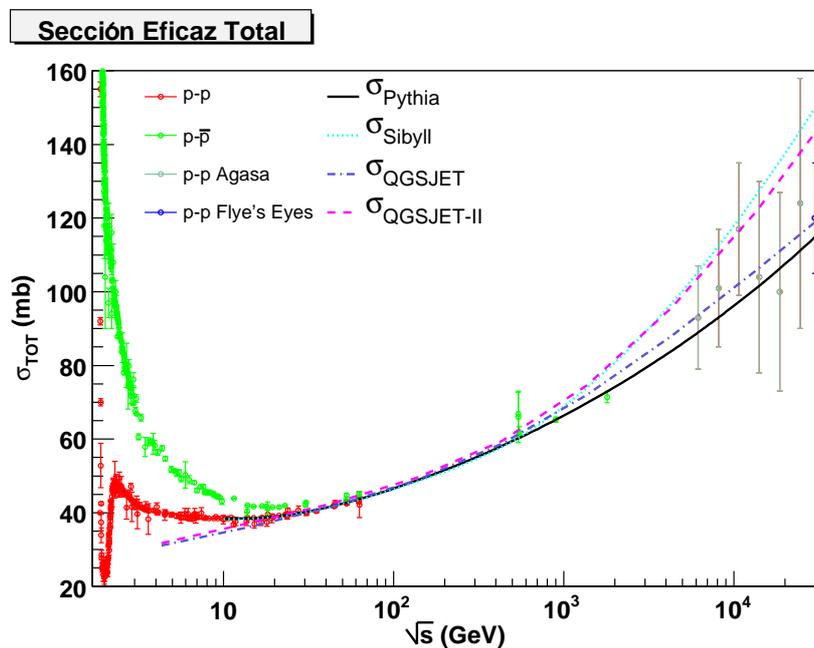


Figura 5.9: Sección eficaz total calculadas por *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET*, y *QGSJET-II*, comparadas con los datos experimentales.

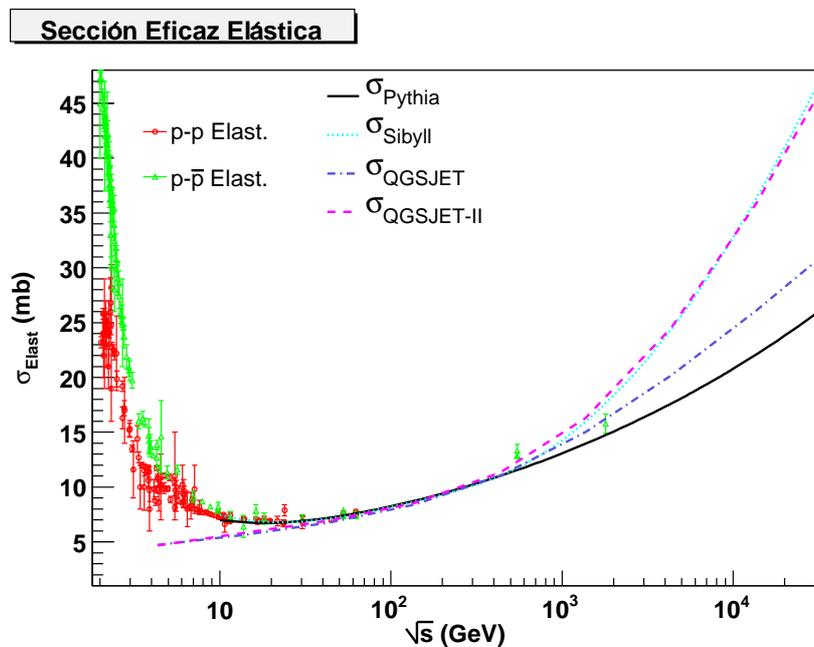


Figura 5.10: Sección eficaz elástica calculadas por *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET*, y *QGSJET-II*, comparadas con los datos experimentales.

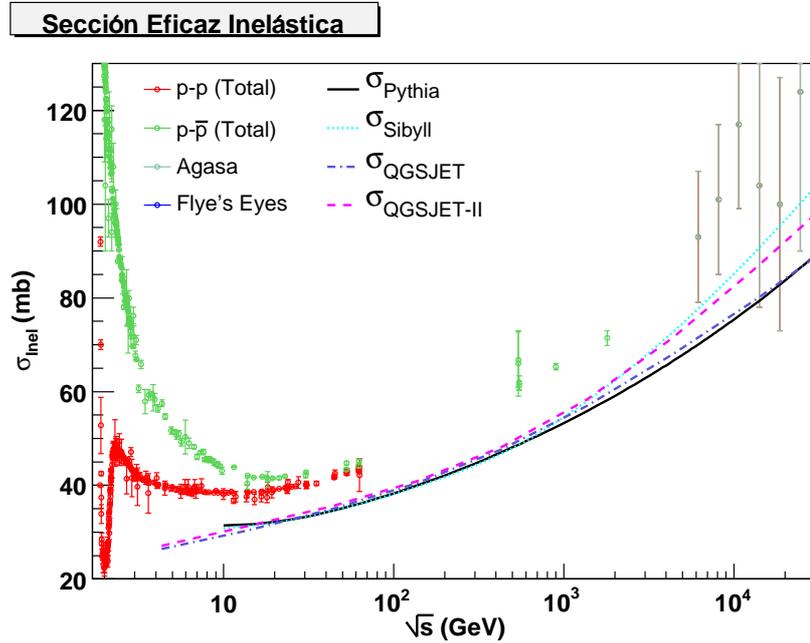


Figura 5.11: Sección eficaz inelástica calculadas por *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET*, y *QGSJET-II*, comparadas con los datos experimentales de las secciones eficaces totales.

5.5.2. Multiplicidad de partículas cargadas a bajas energías

Datos Experimentales y Ajustes

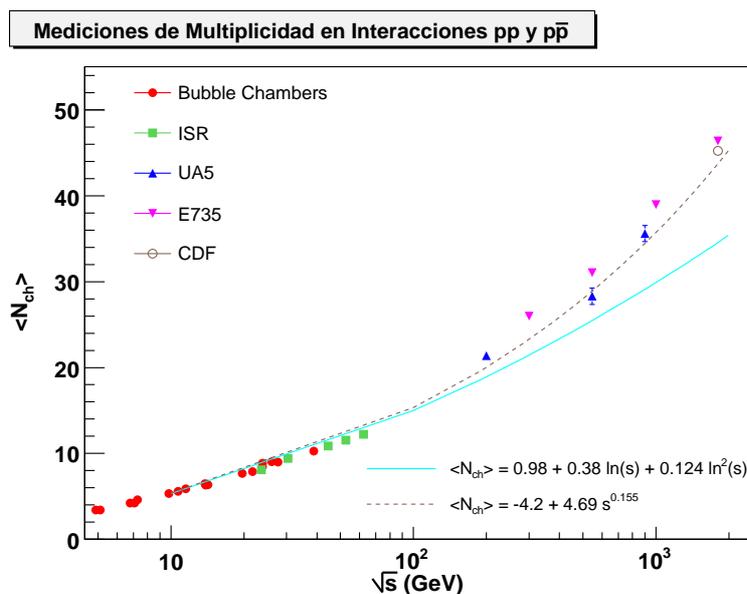
Las multiplicidades⁵ promedio a altas energías no se pueden restringir o comparar con los valores experimentales ya que sólo se tienen mediciones hasta energías de centro de masas de 1.8 TeV como se puede ver en la gráfica de la figura 5.12 donde se muestran los datos dados por el PDG. Las multiplicidades han sido medidas en experimentos de Cámaras de Burbujas, ISR, UA5, E735 y CDF [106]. Para los datos reportados por UA5 se han excluido los procesos difractivos simples. En la gráfica se muestran también los ajustes propuestos con la colaboración UA5⁶ [107], de acuerdo

⁵Definimos la multiplicidad como la cantidad de partículas que se producen en una colisión, en nuestro caso hadrón-hadrón. En particular la que nos interesa es la multiplicidad de partículas cargadas.

⁶Existen más propuestas para modelar la multiplicidad promedio de partículas cargadas, como la propuesta por Feynman, $\langle N_{\text{ch}} \rangle = a + b \ln s$; el propuesto en base a estadística de Fermi e hidrodinámica de Landau, $\langle N_{\text{ch}} \rangle = a s^{1/4}$; el propuesto en base a QCD, $\langle N_{\text{ch}} \rangle = a \exp \sqrt{b \ln s}$; y uno más general también propuesto por UA5, $\langle N_{\text{ch}} \rangle = a \exp \sqrt{b \ln s} + c$, para el cual hemos ajustado los valores de las constantes a $a = 0.205 \pm 0.008$, $b = 1.43 \pm 0.03$ y $c = 1.004 \pm 0.026$.

Ecuación	a	b	c
(5.12)	0.98 ± 0.05	0.38 ± 0.03	0.124 ± 0.003
(5.13)	-4.2 ± 0.21	4.69 ± 0.18	0.155 ± 0.003

Tabla 5.2: Ajustes hechos por la colaboración UA5.

Figura 5.12: Mediciones de multiplicidad promedio de partículas cargadas en colisiones pp y $p\bar{p}$.

a los modelos:

$$\langle N_{\text{ch}} \rangle = a + b \ln(s) + c \ln^2(s), \quad (5.12)$$

$$\langle N_{\text{ch}} \rangle = a + bs^c, \quad (5.13)$$

con los valores de a , b , y c dados en la tabla 5.2:

En la figura 5.13 se muestran los mismos datos experimentales pero ahora se han hecho nuevos ajustes propios incluyendo los datos de E735 y CDF, que no existían en el momento que se propuso el ajuste de UA5. El ajuste se hizo con las ecuaciones 5.12 y 5.13, y los valores de los coeficientes obtenidos con varios métodos (MIGRAD, MINOS, Likelihood usando ROOT) están en la tabla 5.3:

Como se puede ver en la figura 5.13, los nuevos ajustes mostrados en la tabla 5.3 son mucho mejores que los dados por UA5.

Ecuación	a	b	c
(5.12)	2.14 ± 0.08	-0.20 ± 0.03	0.194 ± 0.003
(5.13)	-4.85 ± 0.15	5.07 ± 0.11	0.153 ± 0.002

Tabla 5.3: Ajustes propios hechos incluyendo los datos de E375 y CDF.

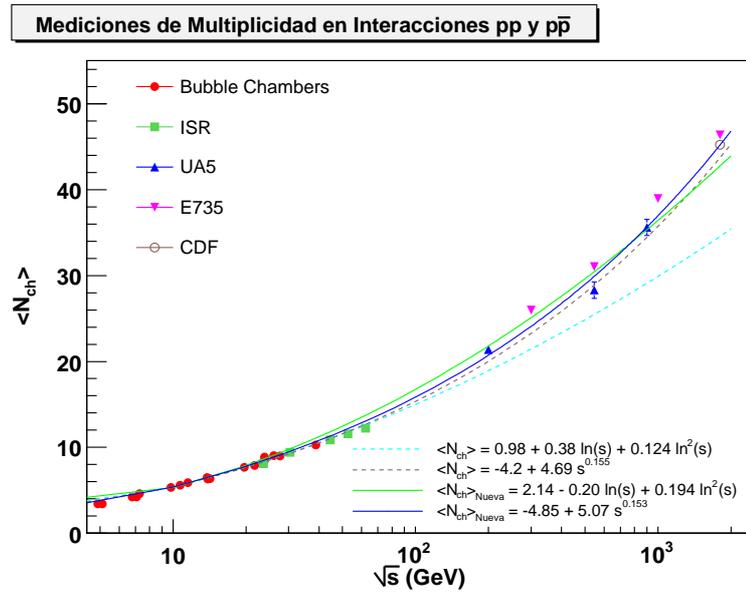


Figura 5.13: Mediciones de multiplicidad promedio de partículas cargadas en colisiones pp y $p\bar{p}$, comparadas con los ajustes propuestos por la colaboración UA5, y con los nuevos ajustes hechos por nosotros.

Comparación con las Simulaciones

Ahora, aprovechando los valores experimentales de multiplicidad de partículas cargadas a bajas energías en el rango de 5 a 1,800 GeV dados anteriormente, podemos comparar los distintos modelos, graficando las multiplicidades promedios de partículas cargadas producidas en simulaciones de interacciones pp , en los rangos de energías entre 10 y 1,990 GeV (23 niveles de energía y 10,000 eventos por nivel) hechas con PYTHIA, SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II. Los resultados se pueden ver en las figuras 5.14, 5.15 y 5.16. En la primera se han restringido en PYTHIA los decaimientos de las partículas de vida corta como el π^0 , K_S , η y Λ de acuerdo con la tabla 5.4, para igualar condiciones con los otros modelos.

Partícula	τ (seg)	$c\tau$ (m)
μ	2.197×10^{-6}	6.58654
τ	2.906×10^{-13}	8.71×10^{-5}
π^{\pm}	2.6×10^{-8}	7.8
π^0	8.4×10^{-17}	2.51×10^{-8}
η	5.06×10^{-19}	1.5×10^{-10}
K^{\pm}	1.234×10^{-8}	3.713
K_S^0	8.95×10^{-11}	2.684×10^{-2}
K_L^0	5.114×10^{-8}	15.33
D^{\pm}	1.04×10^{-12}	3.12×10^{-4}
n	885.7	2.65×10^{11}
Λ	2.631×10^{-10}	7.89×10^{-2}

Tabla 5.4: *Tiempos de vida media de partículas inestables.*

En la gráfica de la figura 5.15 se ha permitido que las partículas producidas con PYTHIA decaigan libremente y, como se puede ver, los resultados para ésta están más de acuerdo con los valores experimentales, al menos en las energías más altas. Además hay que hacer notar que en todos los casos sólo se permiten interacciones inelásticas, incluyendo difracción. En la gráfica de la figura 5.16 se muestran los resultados de las simulaciones cuando se ha permitido que también decaigan con SIBYLL las partículas con tiempo de vida más corto, como el π^0 , K_S , η y Λ . Con QGSJET y QGSJET-II no se puede controlar el decaimiento de partículas.

En la figura 5.17 se muestra todo junto, los datos experimentales, los resultados de las simulaciones y los ajustes de UA5, mientras que en la figura 5.18 se muestran nuevamente los datos experimentales y los resultados de las simulaciones, pero ahora se comparan sólo con los nuevos ajustes para $\langle N_{ch} \rangle$ hechos por nosotros de las ecuaciones 5.12 y 5.13. Como podemos ver, PYTHIA es consistente con el ajuste de la ecuación:

$$\langle N_{ch} \rangle = (2.14 \pm 0.08) - (0.20 \pm 0.03) \ln(s) + (0.194 \pm 0.003) \ln^2(s). \quad (5.14)$$

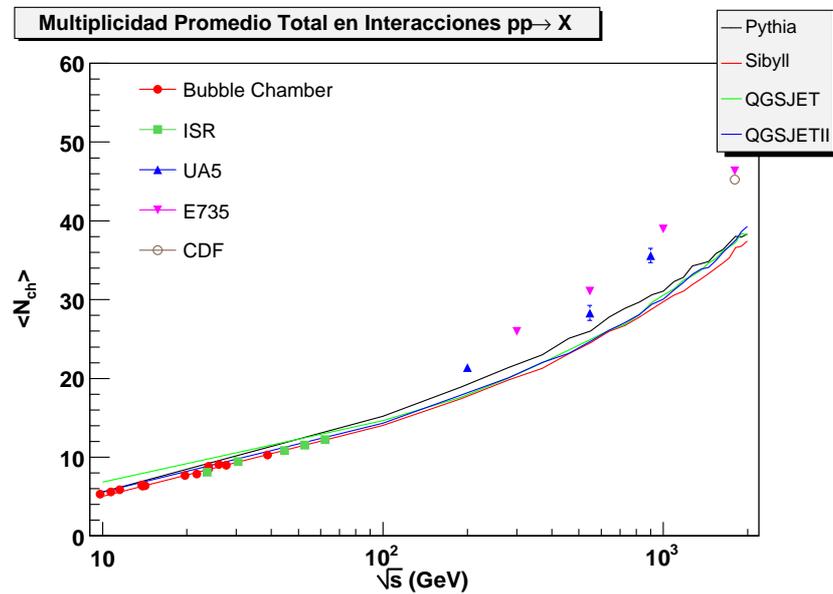


Figura 5.14: Multiplicidad promedio de partículas cargadas en simulaciones de colisiones pp , hechas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, comparadas con mediciones experimentales. En este caso se restringen los decaimientos de partículas con *PYTHIA*.

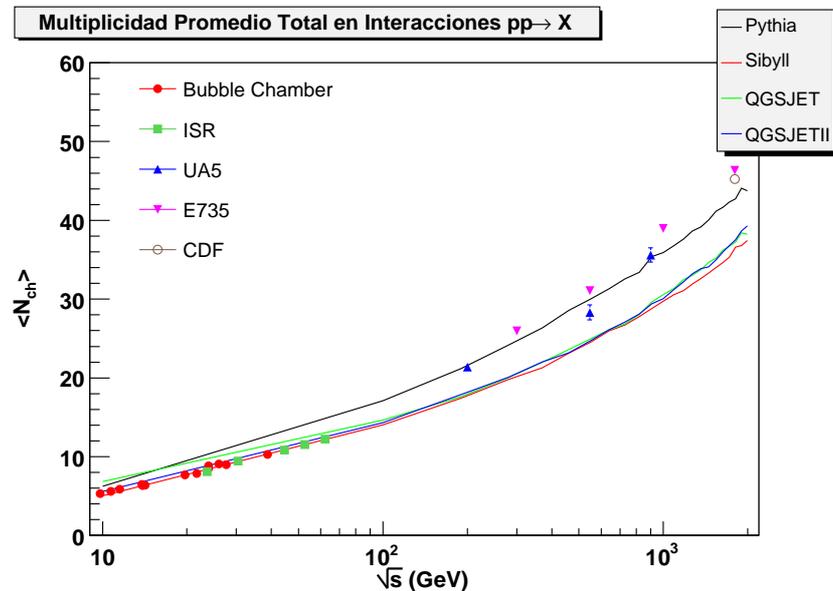


Figura 5.15: Multiplicidad promedio de partículas cargadas en simulaciones de colisiones pp , hechas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, comparadas con mediciones experimentales. En este caso se permite que las partículas decaigan libremente con *PYTHIA*.

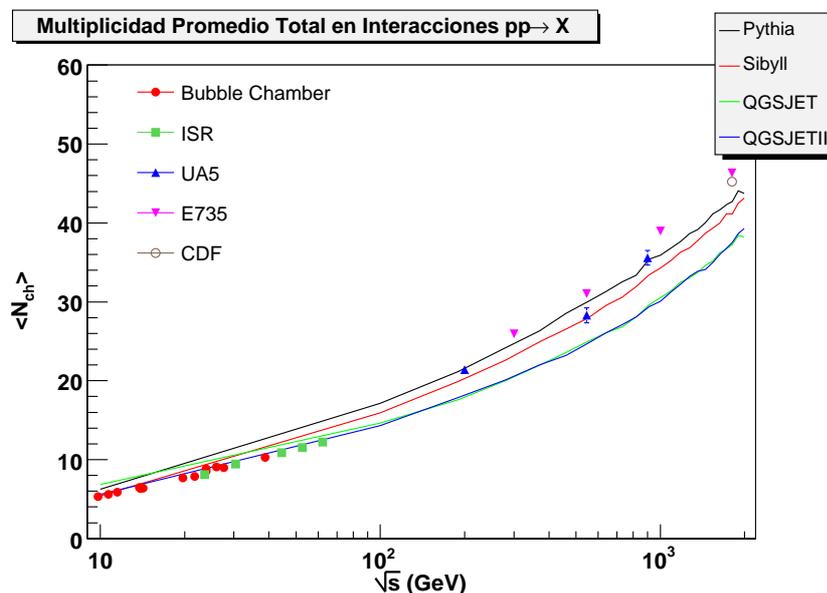


Figura 5.16: Multiplicidad promedio de partículas cargadas en simulaciones de colisiones pp , hechas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, comparadas con mediciones experimentales. En este caso se permite que las partículas decaigan libremente con *PYTHIA* y *SIBYLL*.

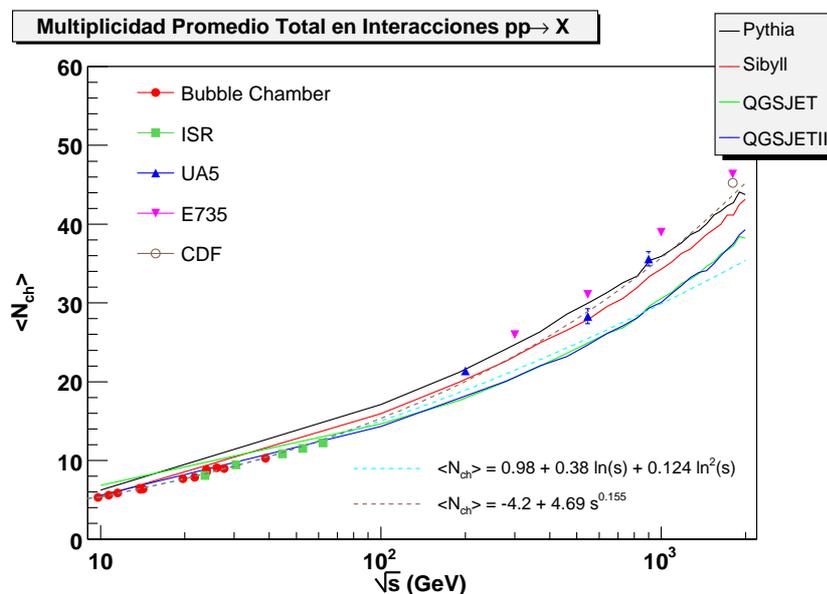


Figura 5.17: Multiplicidad promedio de partículas cargadas en simulaciones de colisiones pp , hechas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, comparadas con mediciones experimentales, y con los ajustes hechos por UA5. En este caso se permite que las partículas decaigan libremente con *PYTHIA* y *SIBYLL*.

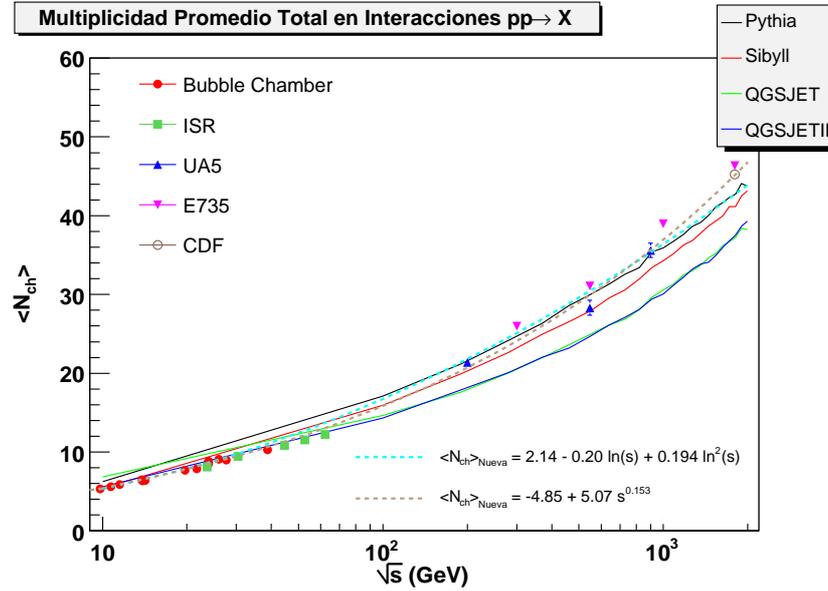


Figura 5.18: Multiplicidad promedio de partículas cargadas en simulaciones de colisiones pp , hechas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, comparadas con mediciones experimentales, y con los ajustes hechos por nosotros. En este caso se permite que las partículas decaigan libremente con *PYTHIA* y *SIBYLL*.

5.5.3. Multiplicidad de partículas cargadas a altas energías

Ahora, con los resultados de la sección 5.5.2, podemos hacer extrapolaciones de las ecuaciones 5.12 y 5.13 con los valores de los parámetros de la tabla 5.3, para la región de altas energías y con ésto comparar qué tan desviados están los resultados de las simulaciones hechas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*. Sólo hay que tomar en cuenta que los ajustes se usan únicamente como referencias, ya que no existen datos experimentales en estos rangos de energías.

En la figura 5.19 se presentan las comparaciones de las extrapolaciones con los resultados obtenidos con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, restringiendo el decaimiento de las partículas que producen *PYTHIA* y *SIBYLL*. En la figura 5.20 se muestra lo mismo pero ahora se permite que las partículas producidas con *PYTHIA* decaigan libremente y restringiendo los decaimientos de las que se producen con *SIBYLL*. En la figura 5.21, se restringen los decaimientos de las partículas producidas con *PYTHIA* y se permite que decaigan libremente las producidas con *SIBYLL*. En la figura 5.22 se permite que decaigan libremente tanto las partículas generadas por *PYTHIA* como con *SIBYLL*. Recordemos que con *QGSJET* (II), no se puede ma-

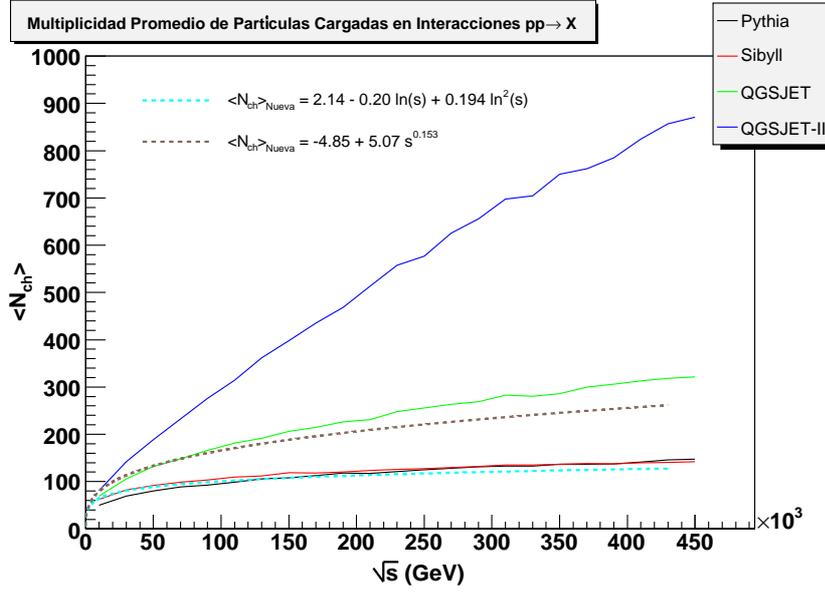


Figura 5.19: Comparación de los promedios de multiplicidades de partículas cargadas producidas en colisiones pp de altas energías, simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, y los ajustes de las ecuaciones 5.12 y 5.13. Aquí se restringen los decaimientos de las partículas que producen *PYTHIA* y *SIBYLL*.

nipular el decaimientos de las partículas, y se consideran estables los mesones π y K .

5.5.4. Distribución de E y η de partículas producidas

Además de las secciones eficaces y la multiplicidad, otro aspecto a tomar en consideración son las características cinemáticas de las partículas producidas en una colisión pp en blanco fijo, por ejemplo, cómo está distribuida la energía de las partículas y cómo se distribuye su *pseudo rapidez*, η . La pseudo rapidez se define como

$$\eta \equiv -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) = -\frac{1}{2} \ln \left(\frac{p - p_z}{p + p_z} \right), \quad (5.15)$$

y nos da una medida de qué tan grande es el ángulo θ con el que se desplaza una partícula respecto del eje en el que se movía el proyectil. En la ecuación 5.15, p y p_z son el momento de la partícula y su proyección sobre el eje de la colisión (z).

Para hacer la comparación entre los resultados de los GE en el rango de energías de rayos cósmicos muy energéticos, se simularon 1,000 eventos de colisiones pp en

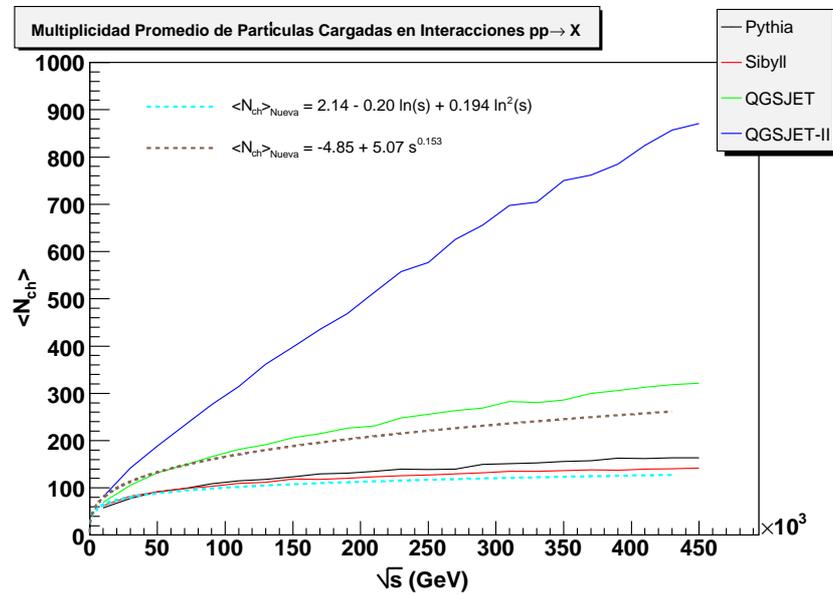


Figura 5.20: Comparación de los promedios de multiplicidades de partículas cargadas producidas en colisiones pp de altas energías, simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, y los ajustes de las ecuaciones 5.12 y 5.13. Aquí se restringen los decaimientos de las partículas que producen *SIBYLL* y se permite que decaigan libremente las que produce *PYTHIA*.

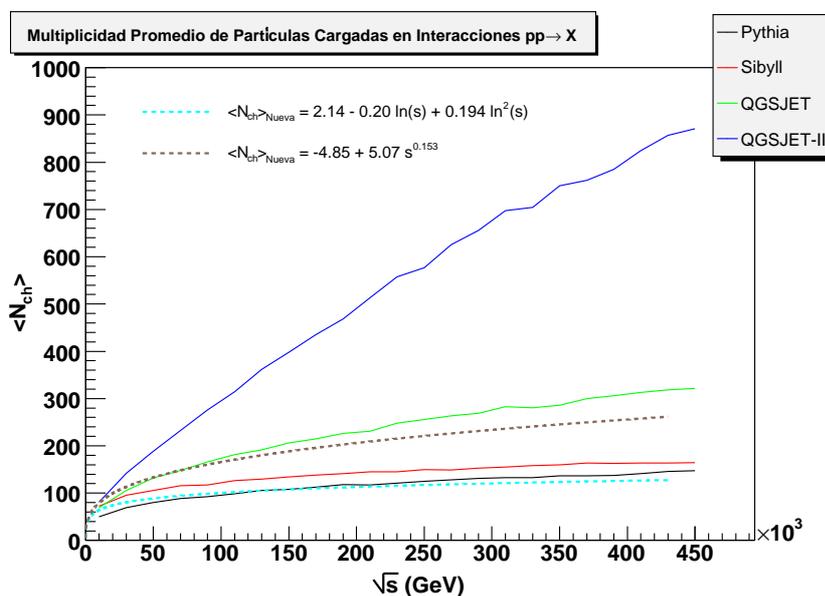


Figura 5.21: Comparación de los promedios de multiplicidades de partículas cargadas producidas en colisiones pp de altas energías, simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, y los ajustes de las ecuaciones 5.12 y 5.13. Aquí se restringen los decaimientos de las partículas que producen *PYTHIA* y se permite que decaigan libremente las que produce *SIBYLL*.

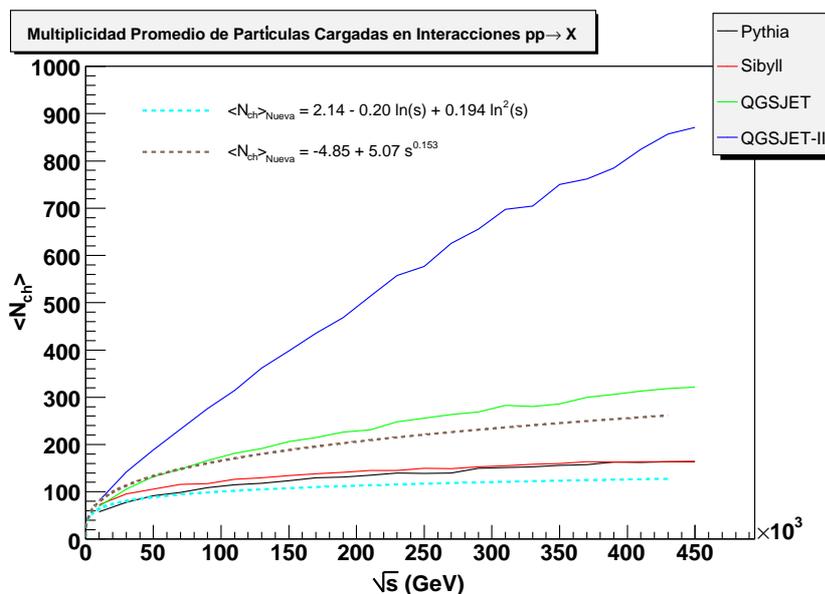


Figura 5.22: Comparación de los promedios de multiplicidades de partículas cargadas producidas en colisiones pp de altas energías, simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, y los ajustes de las ecuaciones 5.12 y 5.13. Aquí se permite que decaigan libremente las partículas que producen *PYTHIA* y *SIBYLL*.

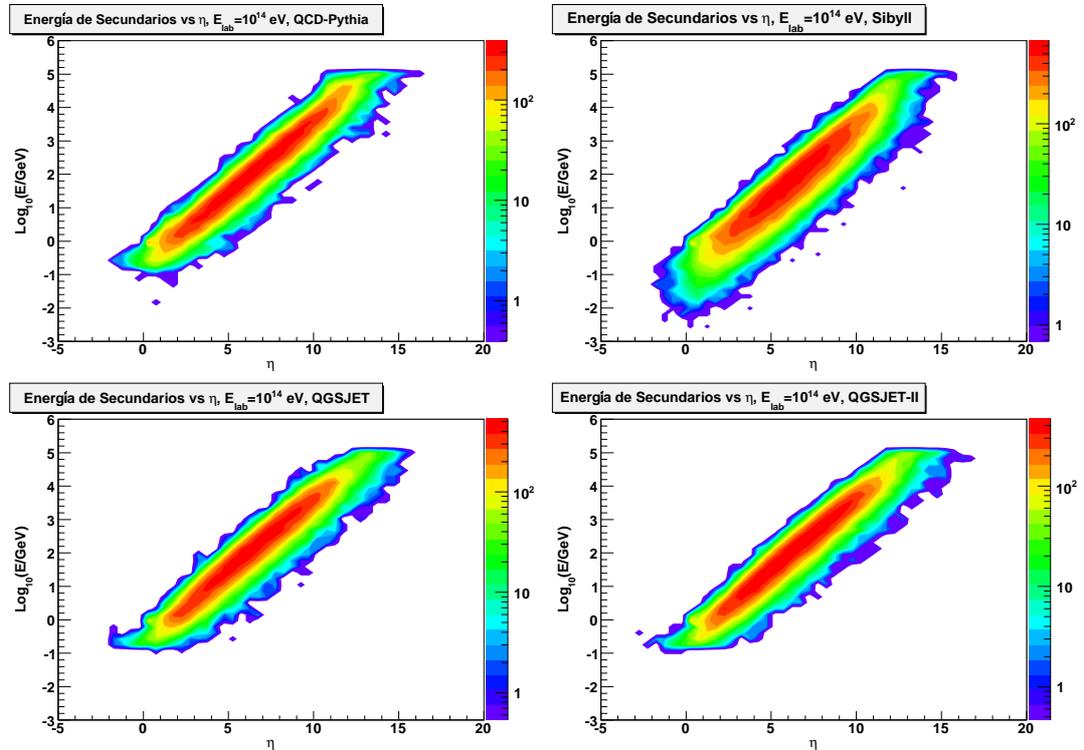


Figura 5.23: Distribución de E y η de las partículas producidas en colisiones pp en blanco fijo simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, con $E_{\text{lab}} = 10^{14}$ eV.

blanco fijo para cada uno de los 13 niveles de energía del proyectil desde 10^{14} hasta 10^{20} eV con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*. En las gráficas de las figuras 5.23 se muestra la comparación entre los cuatro GE, para las energías de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV.

Como se puede apreciar, el comportamiento de *PYTHIA* es muy similar a *QGSJET* y *QGSJET-II*, a altas energías, sin embargo, a partir de $10^{16.5}$ eV aparece una anomalía en las distribuciones hechas con *SIBYLL* alrededor de $\eta = 0$, que corresponde a ángulos de 90° , que se hace más evidente conforme aumenta la energía. Este es un problema del código de *SIBYLL* que no se había descubierto antes, y que ha sido confirmado por el grupo de la Universidad de La Plata en Argentina.

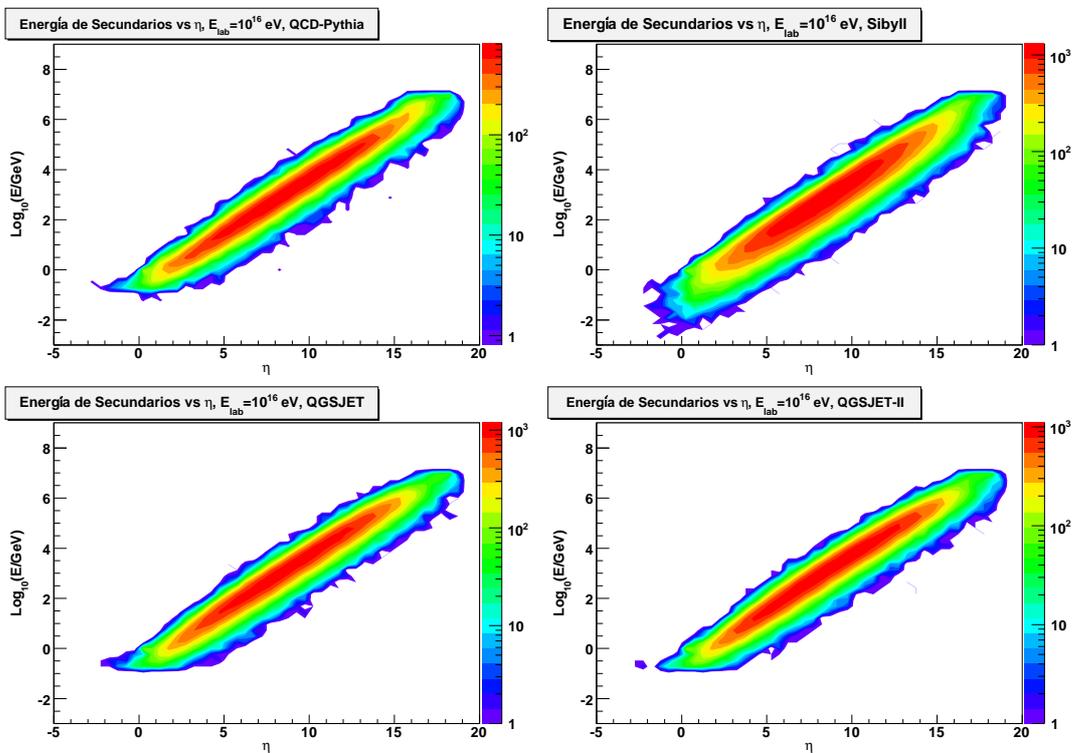


Figura 5.24: Distribución de E y η de las partículas producidas en colisiones pp en blanco fijo simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, con $E_{\text{lab}} = 10^{16}$ eV.

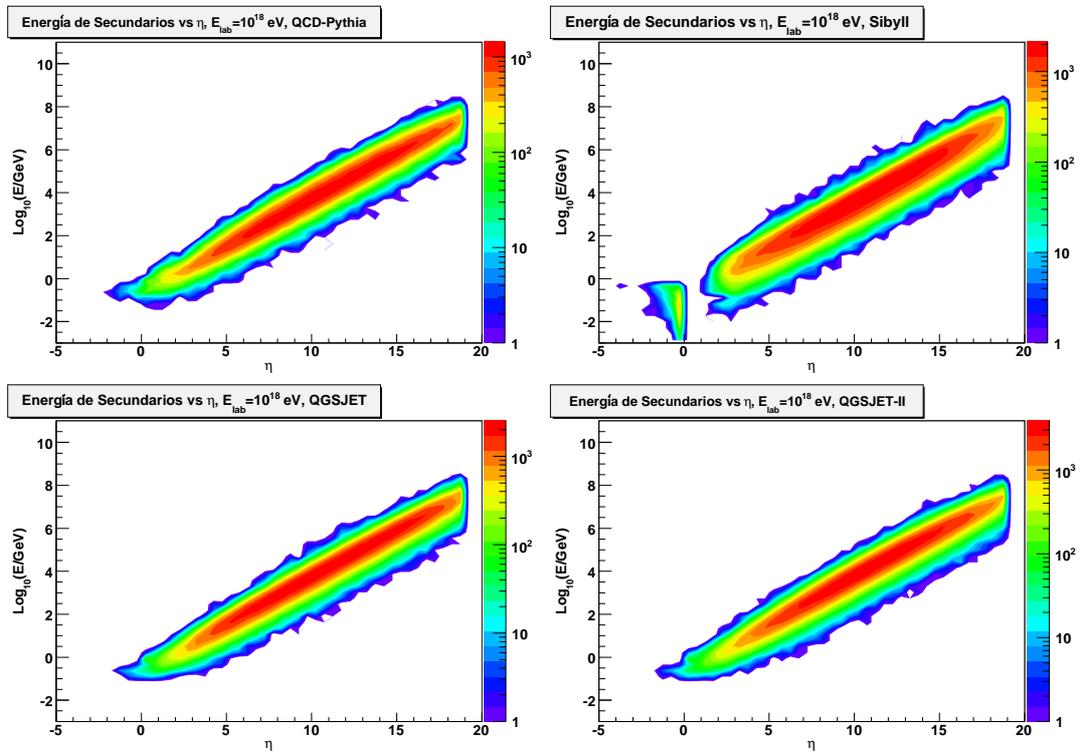


Figura 5.25: Distribución de E y η de las partículas producidas en colisiones pp en blanco fijo simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, con $E_{\text{lab}} = 10^{18}$ eV.

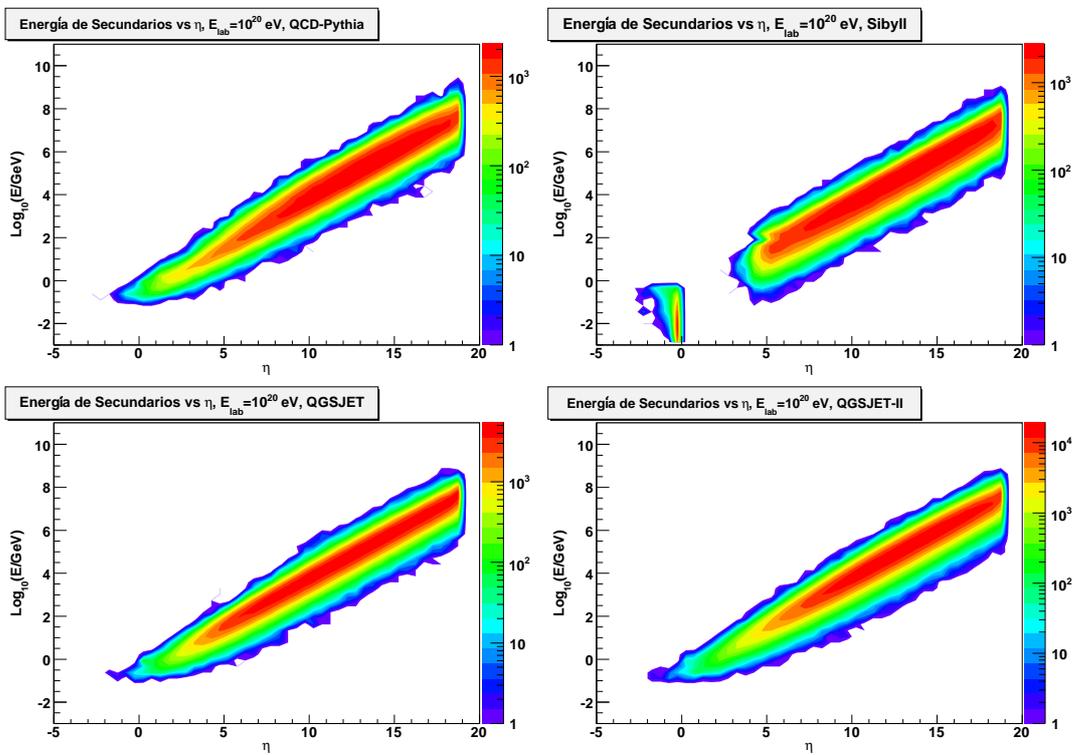


Figura 5.26: Distribución de E y η de las partículas producidas en colisiones pp en blanco fijo simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, con $E_{\text{lab}} = 10^{20}$ eV.

5.6. Tecnicolor en PYTHIA

Ya se mencionó en la sección 4.7 que el modelo base implementado en el código de PYTHIA para TC es el de *Straw Man* [75]. Como se puede ver en el apéndice C son treinta los subprocesos implementados de los cuales los primeros veintidos son de interacciones de TC puros:

Código	Subproceso
149	$gg \rightarrow \eta_T$
191	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \rho_T^0$
192	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \rho_T^\pm$
193	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \omega_T^0$
194	$f_i \bar{f}_i \rightarrow f_k \bar{f}_k$
195	$f_i \bar{f}_j \rightarrow f_k \bar{f}_l$
361	$f_i \bar{f}_i \rightarrow W_L^+ W_L^-$
362	$f_i \bar{f}_i \rightarrow W_L^\pm \pi_T^\mp$
363	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \pi_T^+ \pi_T^-$
364	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma \pi_T^0$
365	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma \pi_T^{\prime 0}$
366	$f_i \bar{f}_i \rightarrow Z^0 \pi_T^0$
367	$f_i \bar{f}_i \rightarrow Z^0 \pi_T^{\prime 0}$
368	$f_i \bar{f}_i \rightarrow W^\pm \pi_T^\mp$
369	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W_L^\pm Z_L^0$
370	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W_L^\pm \pi_T^0$
371	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \pi_T^\pm Z_L^0$
372	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \pi_T^\pm \pi_T^0$
373	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \gamma \pi_T^\pm$
375	$f_i \bar{f}_j \rightarrow Z^0 \pi_T^\pm$
376	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^\pm \pi_T^0$
377	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^\pm \pi_T^{\prime 0}$

De éstos, los subprocesos 149 al 193 son considerados obsoletos, y se recomienda no usarlos. De los demás, el 194 y 195 tienen fermiones en los estados finales, mientras que en los otros, del 361 al 377 se obtienen estados finales bosónicos (bosones de norma o tecnipiones). Este último grupo es el que nos interesa, ya que tenemos un par estados pesados producidos por la mediación de un tecnimesón vectorial, ρ_T o ω_T . El resto de subprocesos enumerados en el apéndice C, 381 al 388, corresponden a mezcla de interacciones de QCD, TC y Topcolor, que requieren un estudio aparte.

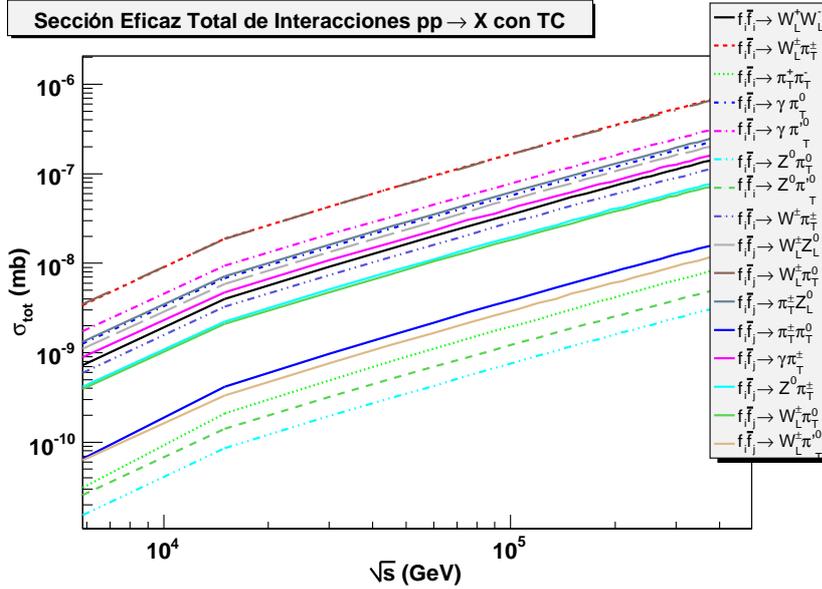


Figura 5.27: Evolución con la energía de la sección eficaz para distintos procesos que incluyen interacciones de tecnicolor.

5.6.1. Sección eficaz

En la gráfica de la figura 5.27 se muestra la evolución de la sección eficaz de colisiones pp para los subprocesos del 361 al 377. Las magnitudes de las secciones eficaces se pueden ver reflejadas en los porcentajes de selección relativa que hace PYTHIA al simular 10,000 eventos de colisiones pp para once niveles de energía desde 10 hasta 450 TeV, como se muestra en la tabla 5.5.

La razón por la que se hizo la tabla 5.5 es para poder escoger los subprocesos más probables y después inyectarlos en chubascos atmosféricos. Los canales más probables son dados por los subprocesos 362 y 371, que tienen W 's como estado final, que a su vez pueden decaer en leptones, sin embargo el 67.6% de las veces decaen en hadrones. Los π_T pueden decaer en distintos canales según como se muestra en el apéndice D.

5.6.2. Multiplicidad

En las gráficas de la figura 5.28 se muestra la multiplicidad de partículas cargadas producidas en colisiones pp con tecnicolor mediadas por ρ_T 's y ω_T 's. En las

Proceso	10 TeV	45 TeV	90 TeV	135 TeV	180 TeV	225 TeV	270 TeV	315 TeV	360 TeV	405 TeV	450 TeV
$f_i \bar{f}_i \rightarrow W_L^+ W_L^-$	4.65	4.84	4.63	4.65	4.60	4.68	4.62	5.06	4.64	5.02	4.34
$f_i \bar{f}_i \rightarrow W_L^\pm \pi_T^\mp$	21.61	22.47	23.84	22.69	22.96	23.01	22.80	22.90	22.65	22.48	23.05
$f_i \bar{f}_i \rightarrow \pi_T^+ \pi_T^-$	0.28	0.27	0.32	0.25	0.33	0.28	0.21	0.26	0.29	0.28	0.26
$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma \pi_T^0$	8.71	8.07	7.86	8.04	7.64	7.73	8.64	7.79	7.78	7.53	7.50
$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma \pi_T^{\prime 0}$	11.28	10.41	9.75	9.77	10.85	10.59	10.28	10.61	11.00	11.13	10.84
$f_i \bar{f}_i \rightarrow Z^0 \pi_T^0$	0.05	0.13	0.13	0.11	0.14	0.14	0.09	0.9	0.11	0.04	0.13
$f_i \bar{f}_i \rightarrow Z^0 \pi_T^{\prime 0}$	0.18	0.12	0.14	0.16	0.18	0.13	0.08	0.21	0.09	0.12	0.15
$f_i \bar{f}_i \rightarrow W^\pm \pi_T^\mp$	3.84	3.56	3.77	3.62	3.87	3.98	3.80	4.03	3.90	3.82	3.96
$f_i \bar{f}_j \rightarrow W_L^\pm Z_L^0$	6.79	7.22	7.14	7.25	7.02	7.05	6.99	6.67	6.80	6.93	7.40
$f_i \bar{f}_j \rightarrow W_L^\pm \pi_T^0$	22.83	23.15	22.42	22.55	22.62	22.67	23.15	22.84	23.57	22.94	22.35
$f_i \bar{f}_j \rightarrow \pi_T^\pm Z_L^0$	8.80	8.06	8.63	8.66	8.17	8.83	8.30	8.75	8.09	8.58	8.13
$f_i \bar{f}_j \rightarrow \pi_T^\pm \pi_T^0$	0.49	0.51	0.61	0.51	0.49	0.59	0.51	0.49	0.52	0.53	0.59
$f_i \bar{f}_j \rightarrow \gamma \pi_T^\pm$	5.04	5.40	5.35	6.00	5.51	5.12	4.99	5.34	5.06	5.47	5.49
$f_i \bar{f}_j \rightarrow Z^0 \pi_T^\pm$	2.37	2.75	2.66	2.93	2.82	2.46	2.53	2.27	2.67	2.35	2.91
$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^\pm \pi_T^0$	2.68	2.69	2.33	2.49	2.34	2.38	2.65	2.31	2.43	2.47	2.51
$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^\pm \pi_T^{\prime 0}$	0.40	0.35	0.42	0.32	0.46	0.36	0.36	0.38	0.40	0.31	0.39

Tabla 5.5: *Prorcentajes de selecci3n en interacciones de tecnicolor realizadas con PYTHIA.*

que se restringe el decaimiento de mesones o se permite que decaigan libremente seg3n se explica en la secci3n 5.5.2. Como se puede ver, la multiplicidad en cualquiera de los casos est3 muy por encima de lo que producen PYTHIA con QCD y SIBYLL, incluso QGSJET, pero por debajo de lo que produce en promedio QGSJET-II.

5.6.3. Distribuci3n de E y η de part3culas producidas

Al igual que como se hizo en la secci3n 5.5.4 se simularon una serie de colisiones pp , en las que se incluy3 el subproceso 371 ($pp \rightarrow \rho_T^\pm X \rightarrow W_L^\pm \pi_T^0 X''$) cuyo diagrama se muestra en la figura 5.29. Se simularon 1,000 eventos para cada uno de los 13 niveles de energ3a del proyectil entre 10^{14} y 10^{20} eV, y los resultados se pueden ver en las gr3ficas de la figura 5.30. Como se puede ver, existe una clara diferencia en la distribuci3n respecto a las que s3lo incluyen QCD (figuras 5.23-5.26). La ‘‘joroba’’

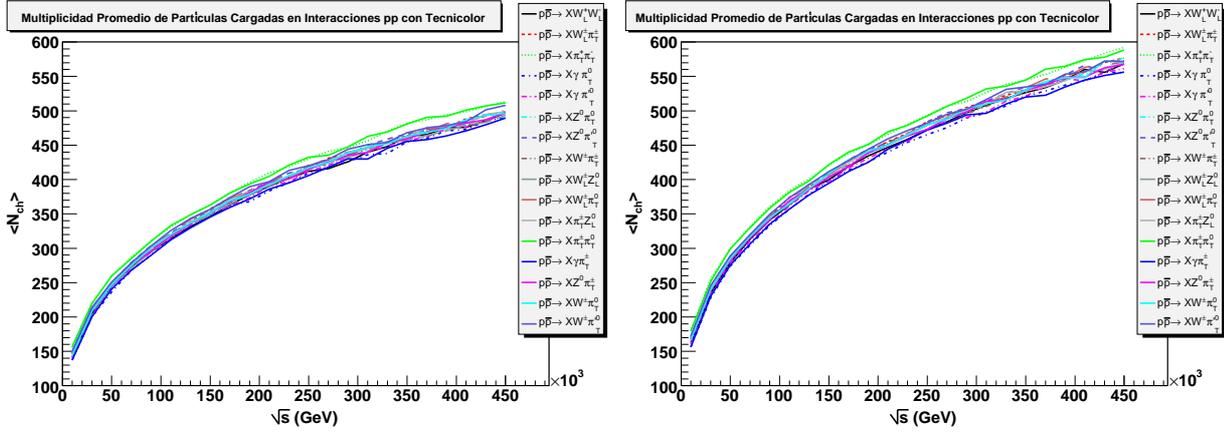


Figura 5.28: Comparación de los promedios multiplicidad de partículas para distintos tipos de subprocessos. A la izquierda se muestra el resultado de simulaciones en los que se restringe el decaimiento de partículas finales, mientras que a la derecha se permite que decaigan libremente.

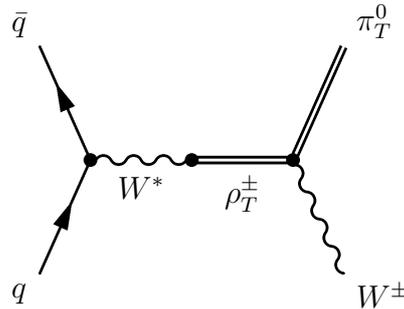


Figura 5.29: Diagrama del proceso 371, $pp \rightarrow \rho_T^\pm X \rightarrow W_L^\pm \pi_T^0 X''$.

que tienen las gráficas a baja energía, se debe a que el π_T , al decaer, produce dos jets que están a un ángulo relativamente grande respecto del eje de la colisión. El efecto es más notorio a bajas energías dado que al producirse el π_T (o el W), por ser muy pesado, es muy “lento”, y al decaer, los productos tendrán más momento transversal que las demás. En cambio a altas energías, los π_T podrán ser más “rapidos”, lo que hará que sus productos de decaimientos estén más colimados en la dirección del eje de la colisión. Este debe ser un efecto visible.

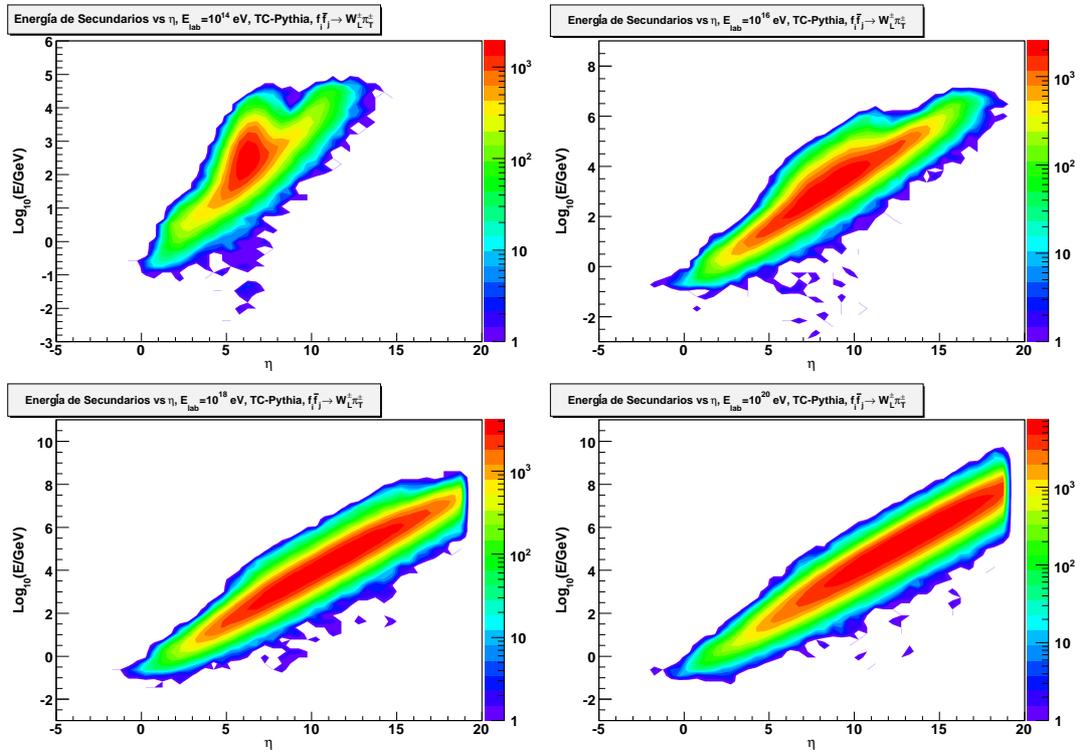


Figura 5.30: Distribución de E y η de las partículas producidas en colisiones pp en blanco fijo simuladas incluyendo TC para $E_{\text{lab}} = 10^{14}, 10^{16}, 10^{18}, 10^{20}$ eV.

Capítulo 6

Colisiones Primarias

En este capítulo se describe nuestra propuesta para la implementación de colisiones protón-Aire usando como base el generador de eventos PYTHIA.

6.1. Implementación de colisiones protón-Aire (pA)

Con lo discutido en el capítulo anterior, podemos ver que el uso de PYTHIA es viable para la simulación de colisiones pp a energías muy altas, sin embargo no está diseñado para la simulación de colisiones de protones con núcleos en general, que es lo que se tiene cuando un protón de origen cósmico ingresa en la atmósfera e interactúa con lo que llamaremos un *núcleo de Aire*, ésto es, nitrógeno u oxígeno (que son los elementos más abundantes en la atmósfera). Por lo tanto debemos idear la forma de adaptar PYTHIA para tal propósito, y posteriormente proceder a la simulación de chubascos atmosféricos.

Para la simulación de las interacciones pA consideramos que los núcleos atómicos están compuestos de nucleones¹ ordenados en manera muy compacta, por lo que se deberá de tomar en cuenta que las colisiones no son siempre simples, sino que puede haber colisiones múltiples entre hadrones. Con esta suposición y por simplicidad hemos propuesto un modelo inspirado en el modelo de Cascadas Intranucleares (INC por sus siglas en inglés) [108], el cual se ilustra en la figura 6.1.

¹Tomaremos que todos los nucleones son iguales: protones.

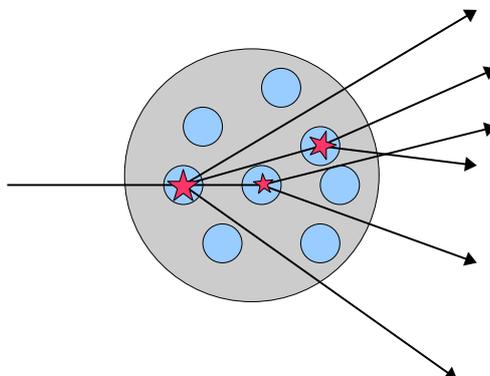


Figura 6.1: *Esquema de una cascada intranuclear*

El algoritmo propuesto para la simulación de las colisiones consiste de los siguientes pasos:

- Elegir el núcleo del blanco (nitrógeno u oxígeno).
- Calcular el número de colisiones dentro del núcleo.
- Realizar la colisión primaria pp (en blanco fijo).
- Elegir qué tipo de partículas secundarias chocan con otros nucleones (p , π o K).
- Elegir el tipo de interacción que tiene cada partícula, ya sea duras o suaves (difractivas).
- Simular las colisiones de las partículas secundarias en blanco fijo.

Para elegir el tipo de núcleo del blanco, con el que deberá de colisionar el protón primario, se considera que el aire está compuesto aproximadamente de 74.3% de nitrógeno y 25.7% de oxígeno. De manera que estas abundancias también nos dan las probabilidades de interacción con uno de estos núcleos.

La probabilidad de tener cierto número de colisiones dentro de un núcleo fue calculada con la ayuda del modelo de interacciones hadrónicas y nucleares SIBYLL, ya que se pueden simular colisiones protón-nitrógeno o protón-oxígeno y con una modificación en el código se puede obtener el número de colisiones en un mismo evento. Como ejemplo, en las gráficas de las figuras 6.2 y 6.3 se muestran las probabilidades de tener cierto número de colisiones para energías de 10^{14} y 10^{20} eV para núcleos

de nitrógeno y oxígeno. Los cálculos se hicieron para 13 niveles distintos de energías y 10,000 eventos por nivel entre los límites mencionados y las distribuciones van variando lentamente desde la que se presenta a 10^{14} eV hasta la de 10^{20} eV para los dos tipos de núcleo. Estas distribuciones de probabilidad fueron las empleadas para implementar con método de Montecarlo (MC) la cantidad de interacciones hadrónicas que tendríamos por evento.

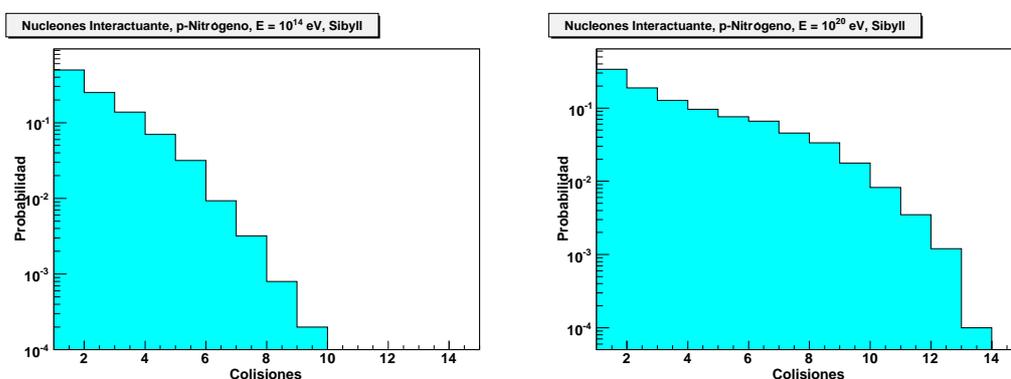


Figura 6.2: Probabilidades de colisiones dentro del núcleo de Nitrógeno.

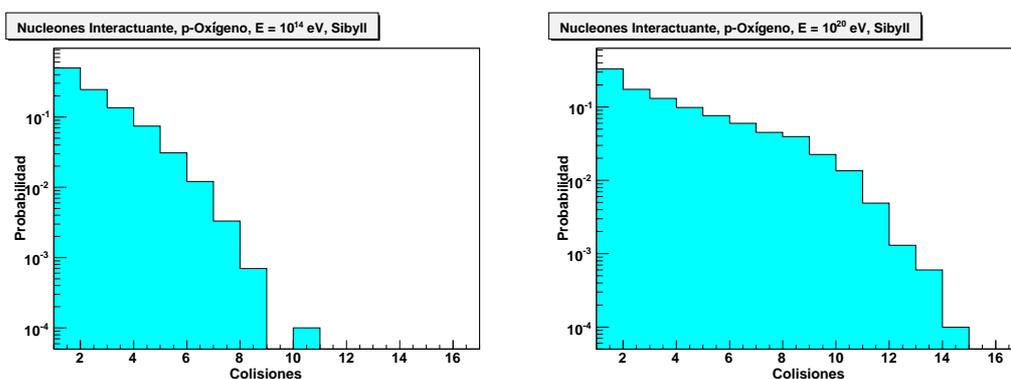


Figura 6.3: Probabilidades de colisiones dentro del núcleo de Oxígeno.

Una vez que tenemos la cantidad de colisiones en un núcleo, debemos tomar en cuenta que en la interacción primaria se puede producir una gran cantidad de partículas secundarias, principalmente bariones, piones y kaones. Estas partículas tienen distintas probabilidades de interactuar con los nucleones de acuerdo a su sección eficaz inelástica. Nosotros consideramos las secciones eficaces totales dadas por el modelo de Donnachie y Landshoff [103], además de las secciones eficaces

elásticas calculadas como

$$\sigma_{\text{Tot}} = X_{ab}s^\epsilon + Y_{ab}s^{-\eta}; \quad \sigma_{\text{Elas}} = \frac{\sigma_{\text{Tot}}^2}{16\pi B_{\text{Elas}}}; \quad (6.1)$$

$$\sigma_{\text{Inel}} = \sigma_{\text{Tot}} - \sigma_{\text{Elas}}. \quad (6.2)$$

Aquí, s es el cuadrado de la energía en el sistema de centro de masas, los índices a y b indican el proyectil y blanco; B_{Elas} es el parámetro de pendiente elástica [104], modelado por

$$B_{\text{Elas}}^{ab} = 2b_a + 2b_b + 4s^\epsilon - 4.2, \quad (6.3)$$

los distintos parámetros de ajuste empleados son $\epsilon = 0.0808$ y 0.4525 , considerados universales, mientras que:

Proceso	X_{ab}	Y_{ab}
pp	21.70	55.43
$(\pi^-, \pi^+)p$	13.63	36.02, 27.56
$(K^-, K^+)p$	11.82	26.36, 8.15

además $b_p=2.3$ y $b_{\pi,K}=1.4$. En la gráfica de la figura 6.4 (a) se muestra la evolución con la energía de las distintas secciones eficaces, además de la figura 6.4 (b) se aprecian las probabilidades (promediadas en partícula y antipartícula), de que se realice una colisión de algún tipo. Como se puede ver, las probabilidades se mantienen casi sin cambio, de manera que las podemos considerar constantes tomando los promedios para todo el rango de energía obteniendo

$$\begin{aligned} P(pp) &= 0.455912, \\ P(\pi p) &= 0.291605, \\ P(Kp) &= 0.252483, \end{aligned} \quad (6.4)$$

y se puede verificar que

$$P(pp) + P(\pi p) + P(Kp) = 1. \quad (6.5)$$

Sin embargo esto no es suficiente para poder elegir qué tipo de partícula colisionará con un nucleón, ya que si bien, por las secciones eficaces, la probabilidad de que haya una interacción pp es mayor que πp , la cantidad de piones producida en la colisión primaria es superior a la de bariones. De manera que es necesario considerar

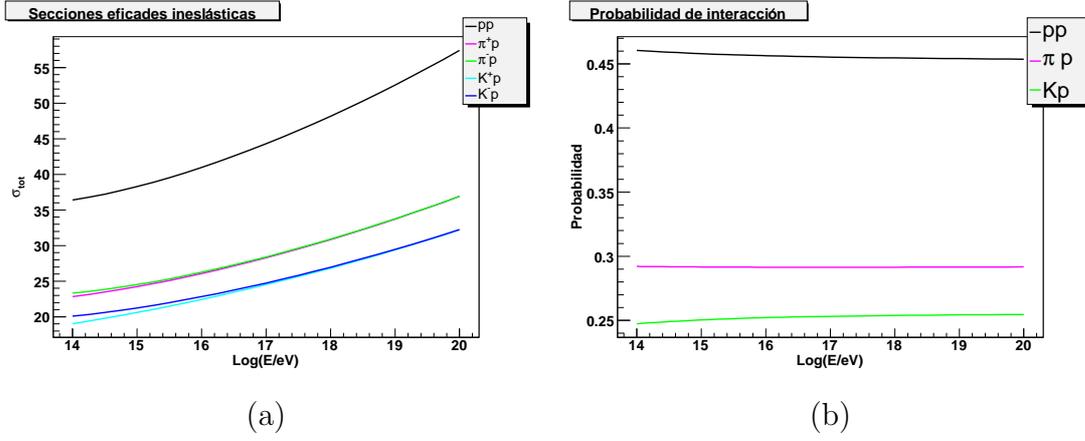


Figura 6.4: (a) se muestran las secciones eficaces inelásticas calculadas empleando el modelo de Donnachie-Landshoff, (b) muestra las probabilidades (promediadas para partícula-antipartícula) de que ocurran colisiones pp , πp y Kp como función de la energía del sistema de laboratorio.

el peso de la cantidad de partículas por especie, así la probabilidad de que haya una colisión de una partícula de tipo x será

$$P_x = \frac{P(xp)N_x}{N_{\text{had}}}, \quad (6.6)$$

siendo $P(xp)$ la probabilidad mostrada en la ecuación (6.4), N_x el número de partículas producidas del tipo x (protón, π o K), mientras que

$$N_{\text{had}} = P(pp)N_p + P(\pi p)N_\pi + P(Kp)N_K. \quad (6.7)$$

También es necesario discriminar entre las partículas producidas en la interacción primaria, dando preferencia a las de mayor energía. Basándonos en las distribuciones de energía de las partículas producidas en las colisiones pp , como en la figura 6.5, arbitrariamente se ha decidido poner un corte en la energía mínima que tendrán las partículas que puedan colisionar, siendo energía de corte:

$$E_{\text{min}} = 10^{\log(E_{\text{prim}})/2.5} \text{GeV}, \quad (6.8)$$

donde E_{prim} es la energía del protón primario dada en GeV. Ésto asegura en buen grado que tenemos en promedio la mitad de partículas producidas en la colisión primaria.

Finalmente hay que recordar que PYTHIA nos da la posibilidad de controlar el subproceso específico que se puede simular, por eso ahora tenemos que elegir qué tipo de colisión tendrá cada partícula con los nucleones, que pueden ser inelásticas

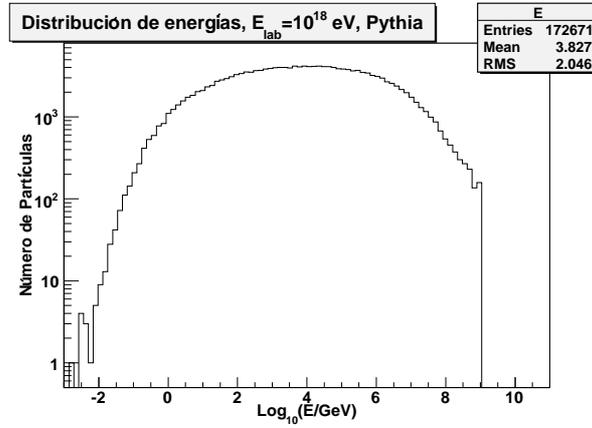


Figura 6.5: Ejemplo de distribución de energía de las partículas producidas en colisiones pp .

no difractivas o difractivas. Dentro de la no difractivas podemos considerar las denominadas de *Minimum Bias*, que a nivel partónico son: $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$, $q_i \bar{q}_i \rightarrow q_k \bar{q}_k$, $q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$, $q_i g \rightarrow q_i g$, $gg \rightarrow q_k \bar{q}_k$ y $gg \rightarrow gg$. La probabilidades de tener algún tipo de estas colisiones como función de la energía se pueden ver en la gráfica de la figura 6.6. Mientras que las probabilidades de tener procesos no difractivos, y difractivos,

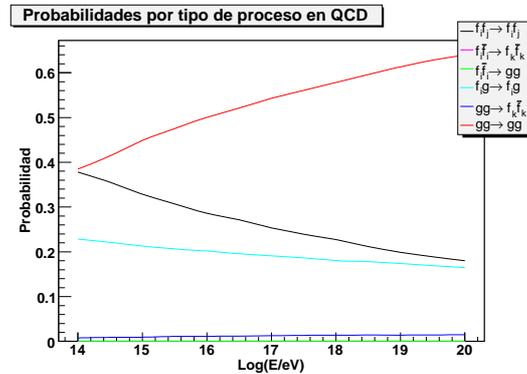


Figura 6.6: Probabilidades para tener algún tipo de proceso no dispersivo.

tanto simples como dobles se puede ver en la gráfica de la figura 6.7. Hay que recordar que todas las colisiones se realizan en blanco fijo, pero se puede definir la dirección del proyectil conociendo sus tres componentes del momento.

Con nuestro algoritmo se escribió el código usando métodos de MC de un programa en FORTRAN 77 que emplea las subrutinas y funciones básicas de la biblioteca de PYTHIA 6.404 (`libPythia6`), de más de 1,100 líneas (incluyendo comentarios). Lo

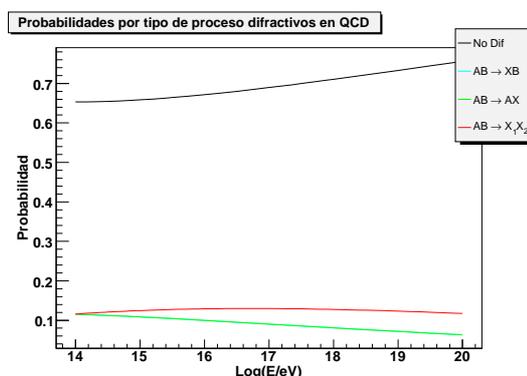


Figura 6.7: Probabilidades para tener algún tipo de proceso no difractivo, difractivo simple o doble.

que obtenemos una vez que hacemos las simulaciones de pA con nuestra adaptación es una lista de partículas, denotadas por su código de AIRES (ver capítulo 7), su energía, E dada en GeV, y las tres componentes del momento lineal p_x , p_y y p_z dadas en GeV/ c .

6.2. Simulaciones con QCD

Con nuestro GE basado en PYTHIA, simulamos una serie de 1,000 eventos pA por cada uno de los 13 niveles de energía desde 10^{14} hasta 10^{20} eV. Con estos volvimos a estudiar el comportamiento de las distribuciones de E y η (pseudorapidez), como en la sección 5.5.4. En las gráficas de las figuras 6.8-6.11 presentamos los resultados de las distribuciones de E y η , de las partículas producidas a distintas energías de primarios, comparadas con las de simulaciones hechas con SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II, también de colisiones pA .

Como podemos ver en la evolución de las gráficas de las figuras 6.8 a 6.11, el comportamiento de PYTHIA es muy parecido a QGSJET y QGSJET-II a bajas energías (10^{14} y 10^{16} eV), mientras que a altas energías (10^{18} y 10^{20} eV) el máximo de los histogramas es menor a los tres modelos.

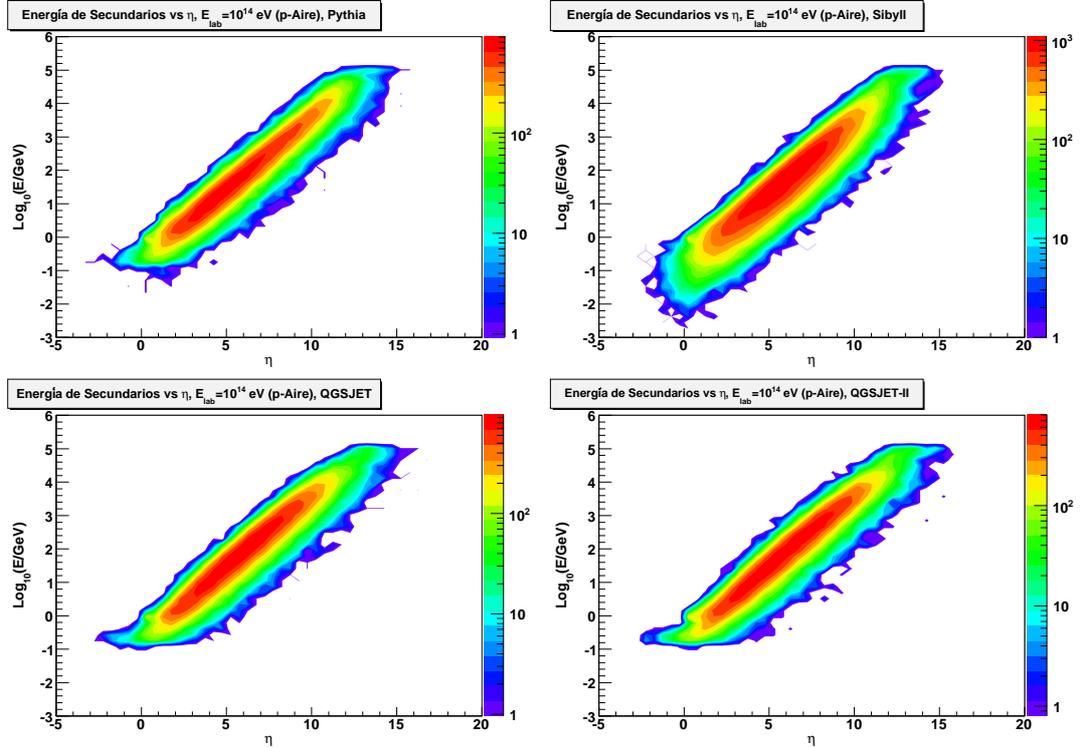


Figura 6.8: Comparación entre distribuciones de E y η de las partículas generadas en interacciones pA simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, con $E_{\text{lab}} = 10^{14} \text{eV}$.

6.3. Simulaciones con Tecnicolor

También se realizaron las simulaciones de interacciones protón-aire, pero considerando que la primer colisión dentro del núcleo siempre fuera una interacción de Tecnicolor del tipo $pp \rightarrow \rho_T^\pm \rightarrow W_L^\pm \pi_T^0$ (proceso 371 de *PYTHIA*) cuyo diagrama se puede ver en la figura 6.12. Eventualmente se puede presentar el decaimiento $\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b}$. Los resultados de las simulaciones, también comparadas con *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, para 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV, se pueden ver en las gráficas de distribución de E y η presentadas en las de las figuras 6.13-6.16.

Al igual que como se vió en la sección 5.6.3, las distribuciones de E y η para las partículas generadas, varía bastante respecto los modelos basados en QCD simple, sobre todo a bajas energías, nuevamente esto es por los pares de *jets* producidos en los decaimientos de π_T pesados, que a bajas energías son más “lentos”, que las demás partículas producidas por procesos de fragmentación, y al decaer, los *jets* tendrán

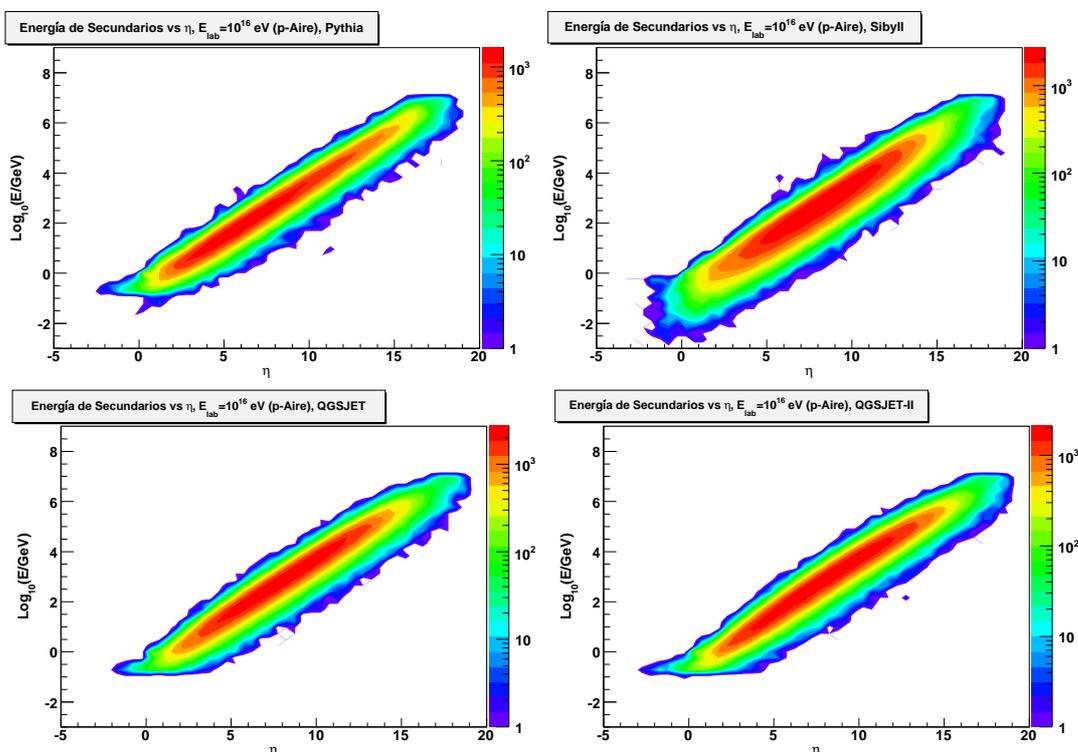


Figura 6.9: Comparación entre distribuciones de E y η de las partículas generadas en interacciones pA simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, con $E_{\text{lab}} = 10^{16} \text{ eV}$.

mayor momento transversal. A altas energías, los π_T y W tienden a ser más “rápidos”, lo que da como resultado que las partículas producidas por sus decaimientos estén más colimadas hacia el eje del primario, y las “jorobas” de las distribuciones tienden a desaparecer.

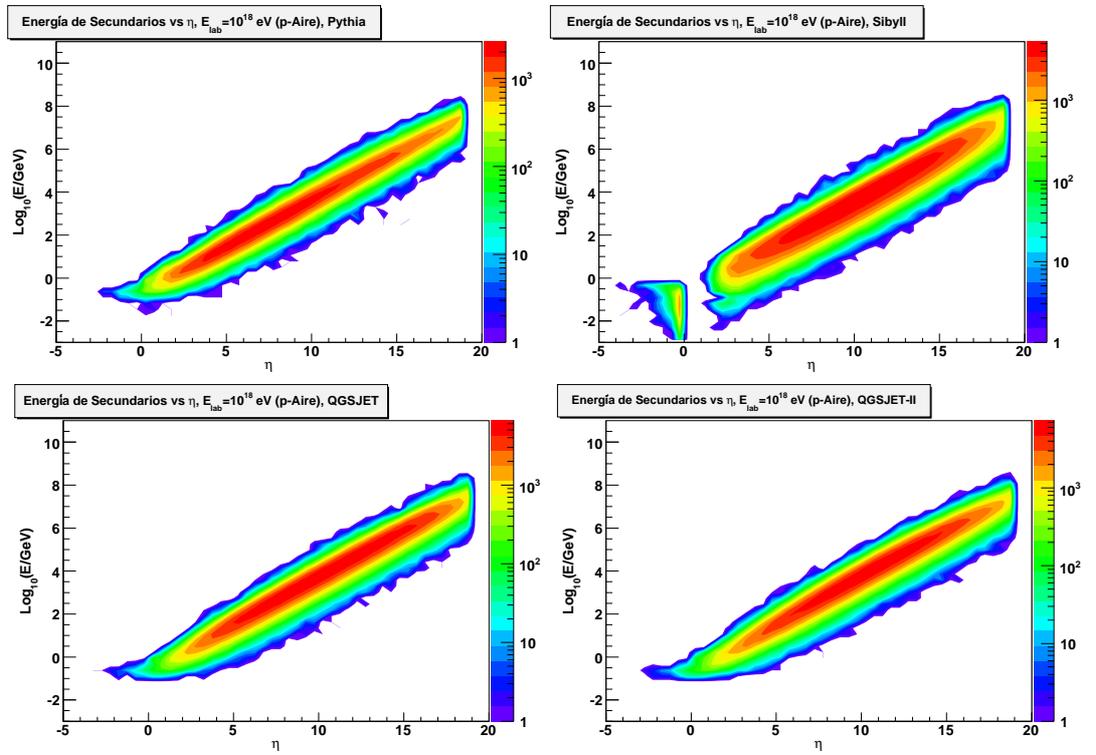


Figura 6.10: Comparación entre distribuciones de E y η de las partículas generadas en interacciones pA simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, con $E_{\text{lab}} = 10^{18} \text{eV}$.

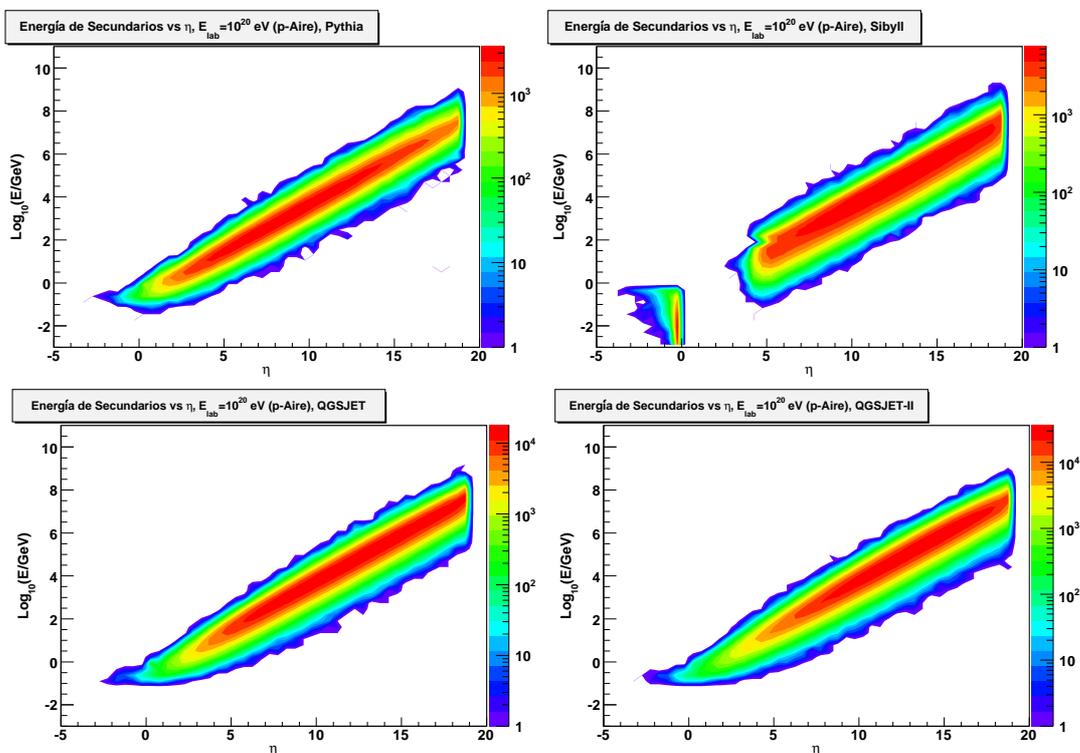


Figura 6.11: Comparación entre distribuciones de E y η de las partículas generadas en interacciones pA simuladas con *PYTHIA*, *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, con $E_{\text{lab}} = 10^{20} \text{ eV}$.

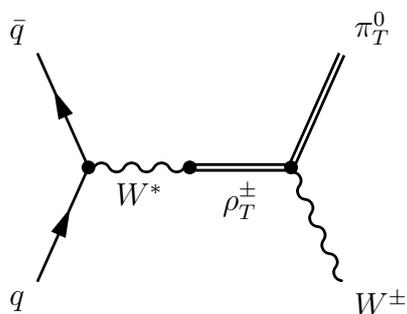


Figura 6.12: Diagrama del proceso 371 de *PYTHIA*, $pp \rightarrow \rho_T^\pm X \rightarrow W_L \pi_T^0 X'$.

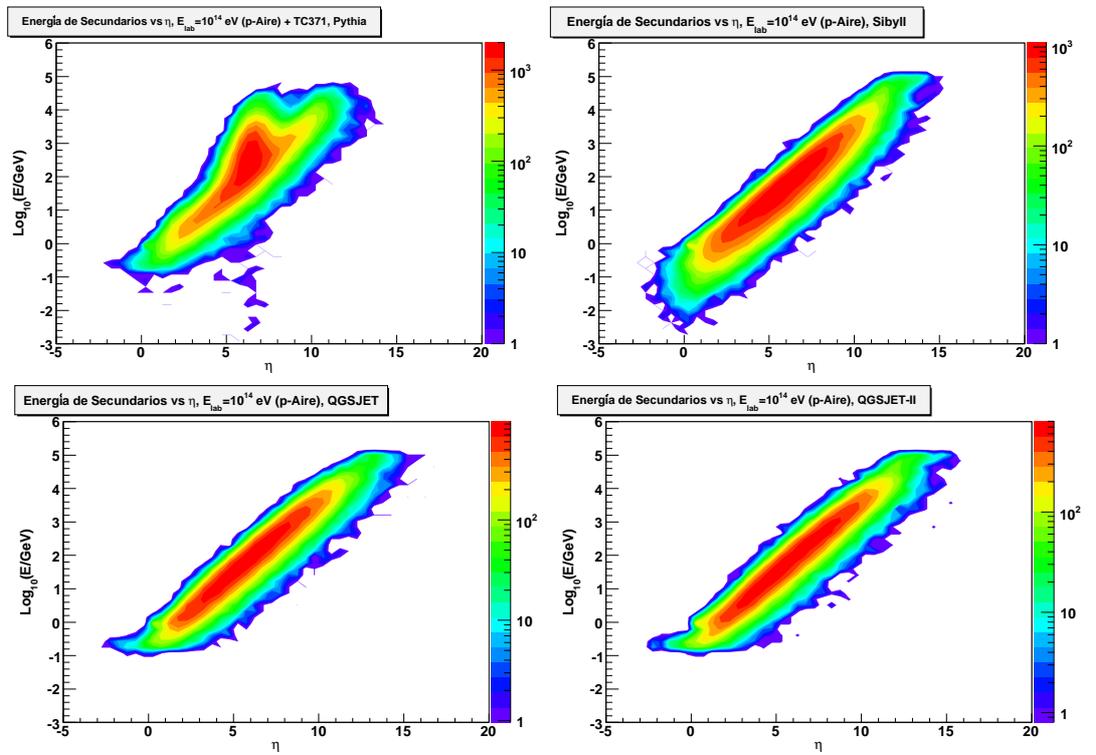


Figura 6.13: Distribuciones de E y η de las partículas generadas en interacciones pA con Tecnicolor simuladas con PYTHIA comparadas con SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II, con $E_{lab} = 10^{14} eV$.

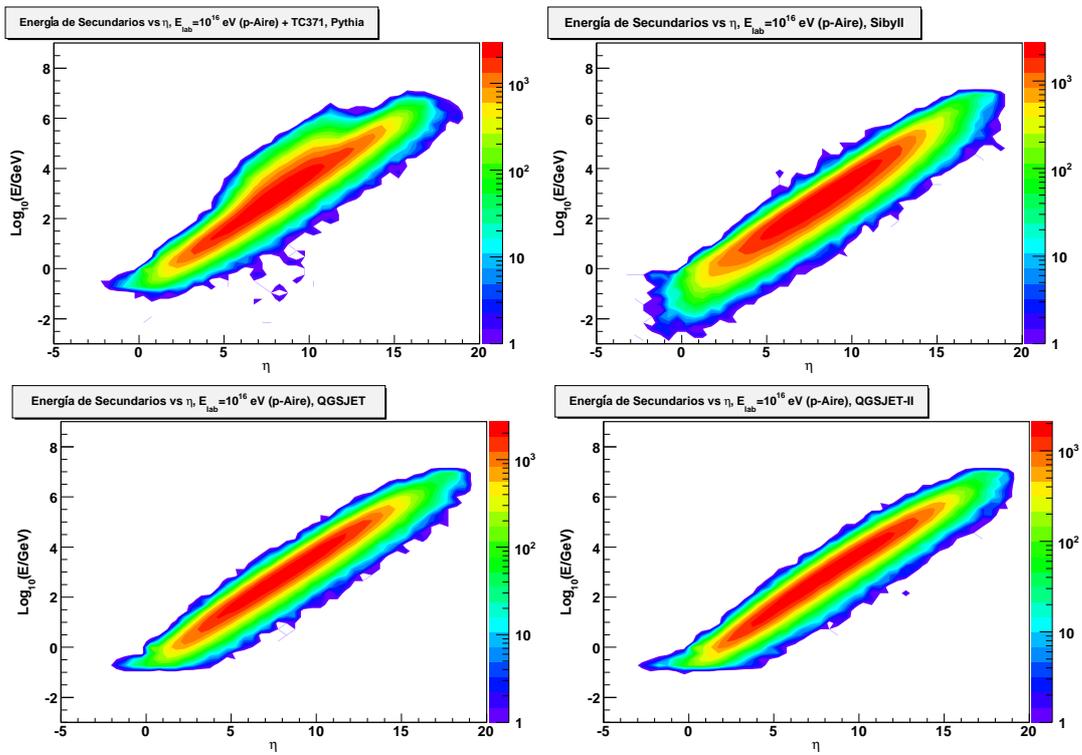


Figura 6.14: Distribuciones de E y η de las partículas generadas en interacciones pA con Tecnicolor simuladas con *PYTHIA* comparadas con *SIBYLL*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, con $E_{\text{lab}} = 10^{16}$ eV.

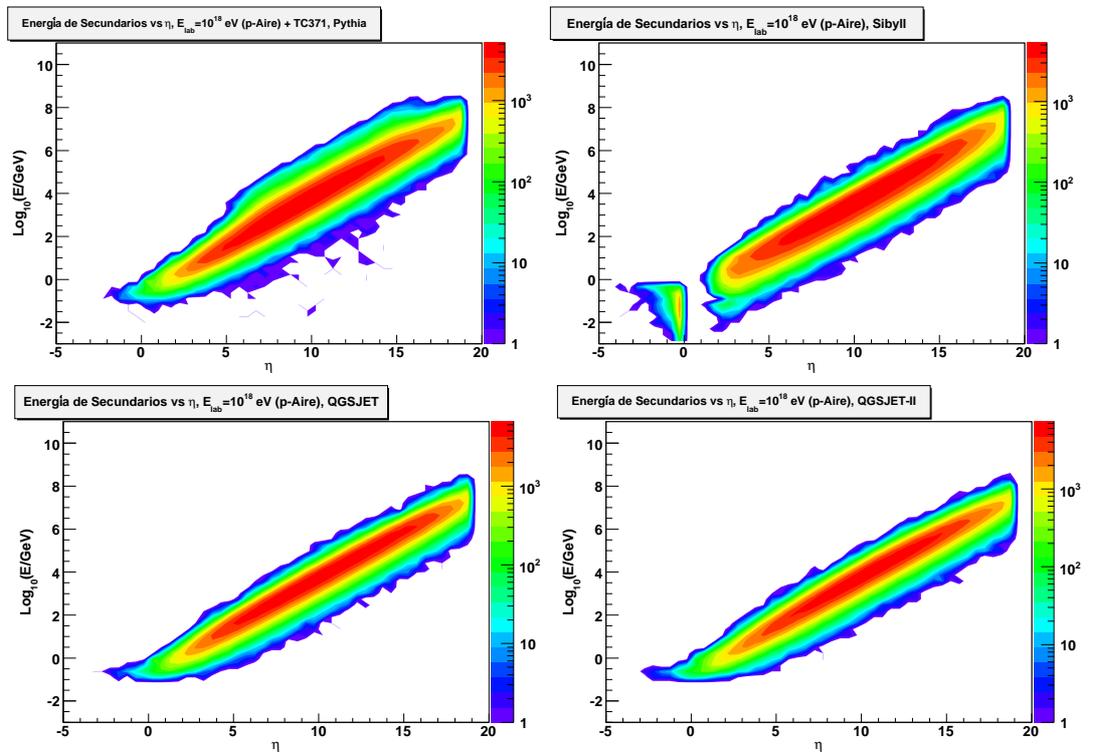


Figura 6.15: Distribuciones de E y η de las partículas generadas en interacciones pA con Tecnicolor simuladas con PYTHIA comparadas con SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II, con $E_{lab} = 10^{18} eV$.

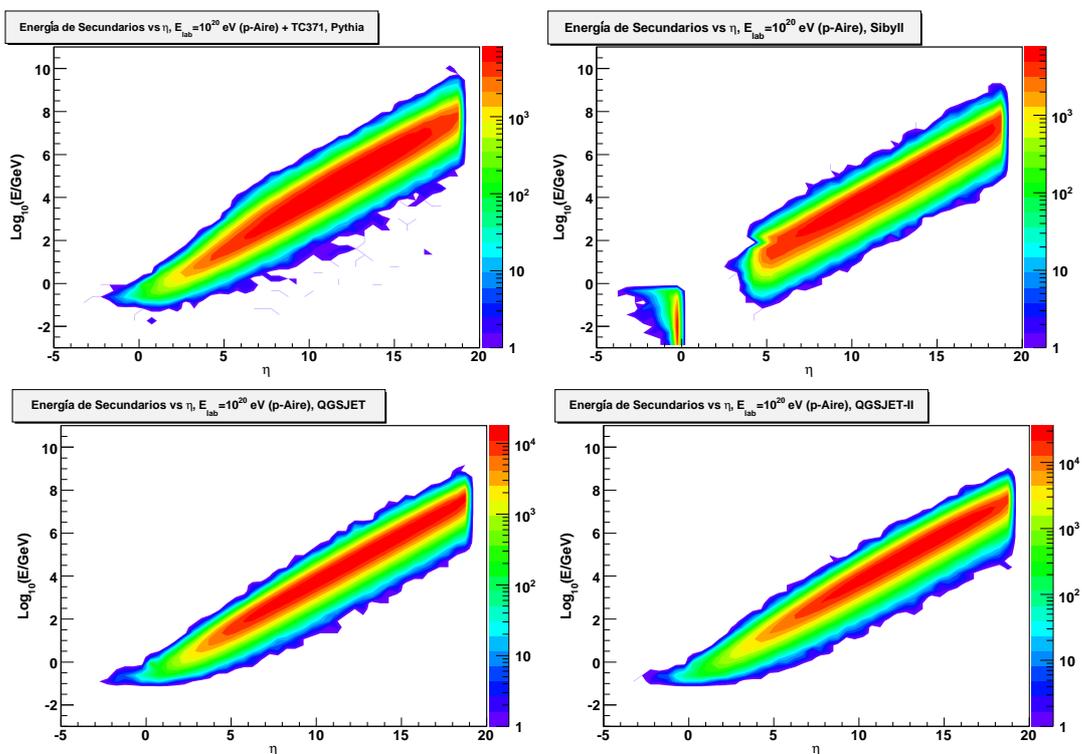


Figura 6.16: Distribuciones de E y η de las partículas generadas en interacciones pA con Tecnicolor simuladas con PYTHIA comparadas con SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II, con $E_{lab} = 10^{20}$ eV.

Capítulo 7

Simulación de Chubascos Atmosféricos

En este capítulo se muestran los resultados obtenidos de haber implementado nuestro código para colisiones pA , descrito en el capítulo anterior, para la simulación de chubascos atmosféricos con AIRES.

7.1. AIRES

Para la simulación de chubascos atmosféricos existen varios programas de cascadas que emplean métodos de MC como por ejemplo CORSIKA [109], desarrollado en Karlsruhe por la colaboración KASCADE [110], con gran aceptación en la comunidad de rayos cósmicos. CONEX [111] y SENECA [112] son programas híbridos que usan métodos de MC para la simulación de la primer parte del chubasco y después resuelven numéricamente las ecuaciones de cascada de las partículas generadas, con una ejecución muy rápida, pero todavía están en etapa de desarrollo.

El programa de cascada que usamos es AIRES, desarrollado por Sergio Sciutto de la Universidad de la Plata en Argentina [113] y es considerado por la Colaboración Pierre Auger como uno de los programas base más confiable para la simulación de chubascos atmosféricos, junto con CORSIKA.

AIRES 2.8.4a es un programa que usa métodos de MC, para simular la generación, propagación, decaimiento, e interacción de un chubasco de partículas en la

atmósfera. Considera las características de una atmósfera estándar, la curvatura de la Tierra y las condiciones del campo geomagnético del lugar geográfico donde se desea simular el chubasco.

AIRES puede manejar las siguientes partículas: γ , e^\pm , μ^\pm , τ^\pm , $\nu_{e,\mu,\tau}^{(-)}$, $\pi^{\pm,0}$, K^\pm , $K_{S,L}^0$, \bar{p} , \bar{n} , η , Λ y núcleos hasta $Z = 36$, mientras que las interacciones y procesos que toma en cuenta se pueden clasificar de la siguiente manera.

Procesos electromagnéticos:

- Producción de pares y aniquilación e^+e^- .
- Bremsstrahlung (electrones y positrones).
- Bremsstrahlung de muones y producción de pares de muones.
- Emisión de electrones *knock-on* (rayos δ).
- Efectos Compton y fotoeléctrico
- Efecto Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) y supresión dieléctrica.

Procesos hadrónicos:

- Colisiones inelásticas hadrón-núcleo.
- Reacciones fotonucleares.
- Fragmentación nuclear, elástica e inelástica.

Decaimiento de partículas inestables

Propagación de partículas:

- Pérdidas por ionización del medio.
- Dispersión de Coulomb y múltiple.

Para la simulación de los procesos hadrónicos, AIRES hace uso de los GE externos SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II, pero usa uno a la vez.

AIRES almacena la información de cada partícula que genera, para ir decidiendo constantemente que va haciendo con ellas. Sin embargo, no es posible manejar la cantidad de partículas que puede haber en un chubasco real que puede llegar hasta 10^{11} , si éste es iniciado por un protón de 10^{20} eV, ya que exigiría una enorme

cantidad de recursos de almacenamiento, y de tiempo de procesamiento de datos. Para simplificar el panorama, AIRES emplea un algoritmo de muestreo denominado de *thinning* propuesto por A.M. Hillas [114], en el que se permite que sigan propagándose solo algunas partículas de todas las producidas en una misma reacción, dependiendo cierta regla de probabilidades dada por su energía y una energía de referencia $E_{\text{th}} = tE_{\text{primario}}$, siendo $t < 1$. A las partículas que se les permite seguir propagándose se les asigna un *peso* de representación de las partículas que fueron eliminadas. Lo que debe de entenderse del proceso de *thinning* es que mientras menor sea el número t , más tardará en empezarse a aplicar el algoritmo de selección, y por lo tanto se podrán propagar muchas partículas dentro de la simulación, y el resultado de la misma será más “fino”, pero también el tiempo de ejecución aumenta dramáticamente. Si t es proxima a 1 entonces el proceso de selección se inicia muy rápido y se eliminarán muchas partículas de la simulación que serán representadas por unas cuantas. En este caso el tiempo de ejecución es más corto, pero el resultado de la simulación tiene errores estadísticos considerables.

Lo más atractivo de AIRES es su versatilidad, por ejemplo, para entregar resultados, ya que puede proporcionar la información específica requerida en forma de tablas, dentro de un gran número de posibilidades, o se puede disponer de toda la información de las partículas procesadas, tanto a nivel del suelo como a lo largo del chubasco. También la configuración previa a una simulación es muy amigable, ya que cuenta con su propio pseudolenguaje para definir los distintos parámetros de una manera muy flexible.

Pero sin duda, la característica más interesante de AIRES es el hecho que se pueden definir nuevas interacciones primarias a partir del uso de *módulos externos* que pueden generar los eventos en “tiempo real” mientras se realizan una serie de simulaciones de chubascos. La forma en que ésto funciona es que AIRES ejecuta el módulo externo que simula la reacción primaria, de la cual se genera un conjunto de partículas entre las que mencionamos en párrafos anteriores, con sus propias energías y direcciones de movimiento. Estas partículas son tomadas por AIRES como primarios independientes con los cuales se comenzará a generar el chubasco atmosférico completo simulado en forma ordinaria, usando cualquiera de los modelos hadrónicos SIBYLL, QGSJET o QGSJET-II.

7.2. Implementación en AIRES

Una vez que tenemos nuestro código para simulación de interacciones pA basado en PYTHIA, podemos adaptarlo a AIRES programando los módulos externos que servirían de interface, los cuales emplean subrutinas y funciones de las bibliotecas `libPythia6` y `libAires`, escrito en FORTRAN 77. Los módulos se diferencian sólo en un parámetro que permite que en uno se considere TC en la primer colisión dentro del núcleo. El otro módulo maneja solo interacciones de QCD, y es el que serviría de control para las comparaciones.

Cuando se emplean módulos externos en AIRES, se debe de fijar el lugar de la primer interacción en la atmósfera. Para esto se buscó lo que llamaremos longitud de interacción del protón o camino libre medio. Con este propósito se simularon en AIRES 10,000 eventos para 13 niveles de energía de protones primarios, desde 10^{14} hasta 10^{20} eV, con cada uno de los modelos hadrónicos, SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II. En la figura 7.1 se muestran los histogramas que representan la distribución de a qué profundidades atmosféricas, X , se tienen más colisiones. La distribución tiene la forma

$$\frac{dN}{dX} \sim \exp\left(-\frac{X}{\lambda_{\text{int}}}\right), \quad (7.1)$$

siendo λ_{int} la profundidad de interacción (o camino libre medio), medida en gcm^{-2} . Así para encontrar λ_{int} se hizo un ajuste de cada histograma a una exponencial, y los resultados se muestran en la gráfica de la figura 7.2 en la que se muestra cómo varía la profundidad de interacción en función de la energía del primario. La línea negra punteada indica el promedio de considerar los tres modelos hadrónicos. Y estos valores promedio, son los que se usaron como profundidad a la que se realizarían las interacciones primarias dependiendo de la energía del primario.

Se realizaron conjuntos de 100 simulaciones de chubascos por nivel de energía del protón primario, desde 10^{14} hasta 10^{20} eV (trece niveles), para cada modelo hadrónico (SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II), para colisiones primarias con y sin TC. En total 7,800 chubascos. Todos los chubascos fueron verticales (ángulo zenital, $\Theta = 0^\circ$), con un *thinning* relativo $t = 10^{-5}$. El lugar geográfico elegido fue Malargüe, Argentina, -35.47° Lat. -69.58° Long. y una altitud de 1416 m s.n.m. A lo largo de cada chubasco se definieron 50 niveles de “observación”.

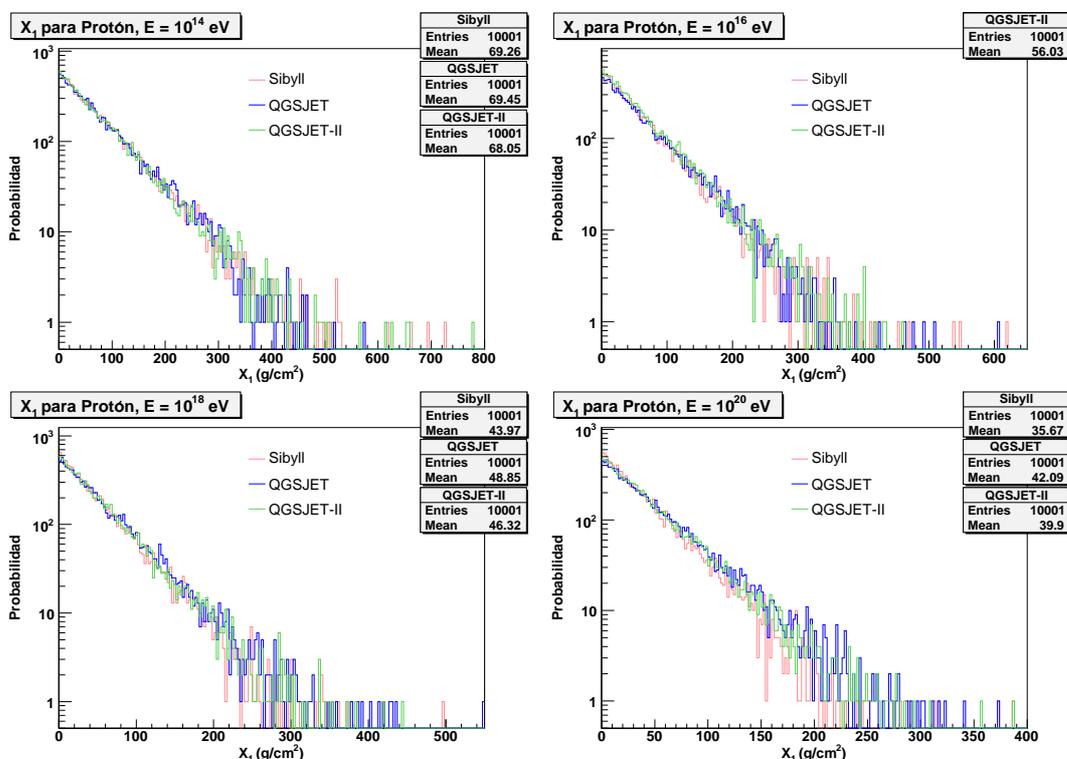


Figura 7.1: Distribución de la profundidad de primer interacción X_1 , para 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV, encontradas usando SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II.

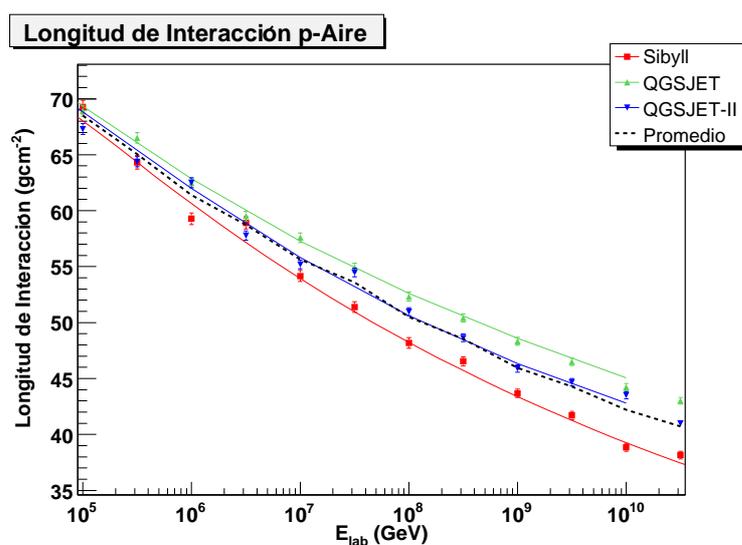


Figura 7.2: Profundidad de interacción como función de la energía del protón primario.

7.3. Simulación de chubascos atmosféricos

En esta sección se muestran los resultados de haber efectuado las simulaciones de chubascos atmosféricos en AIRES con nuestro módulo basado en PYTHIA, para simular las colisiones primarias pA con y sin TC. Todo el desarrollo de los chubascos se simuló empleando los modelos hadrónicos convencionales SIBYLL, QGSJET o QGSJET-II.

7.3.1. Simulación de chubascos atmosféricos con QCD

En las gráficas de las figuras 7.3-7.5 se muestra el desarrollo longitudinal de chubascos individuales y el promedio de todos ellos, para energías de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV, en los que la colisión primaria pA se simuló con nuestro módulo externo, con interacciones de QCD sólo.

Por otra parte en las gráficas de la figura 7.6 se muestra la comparación de los promedios de los desarrollos longitudinales de chubascos. Como se puede apreciar, en promedio los chubascos sólo difieren de acuerdo a las mismas diferencias que hay de modelo a modelo, como era de esperarse. Cabe mencionar que la secuencia de producción de secundarios por las interacciones primarias es la misma para los distintos modelos, dependiendo de la energía, debido a que se emplean las mismas condiciones en cuanto a “semillas” para iniciar la generación de números pseudo-aleatorios por AIRES.

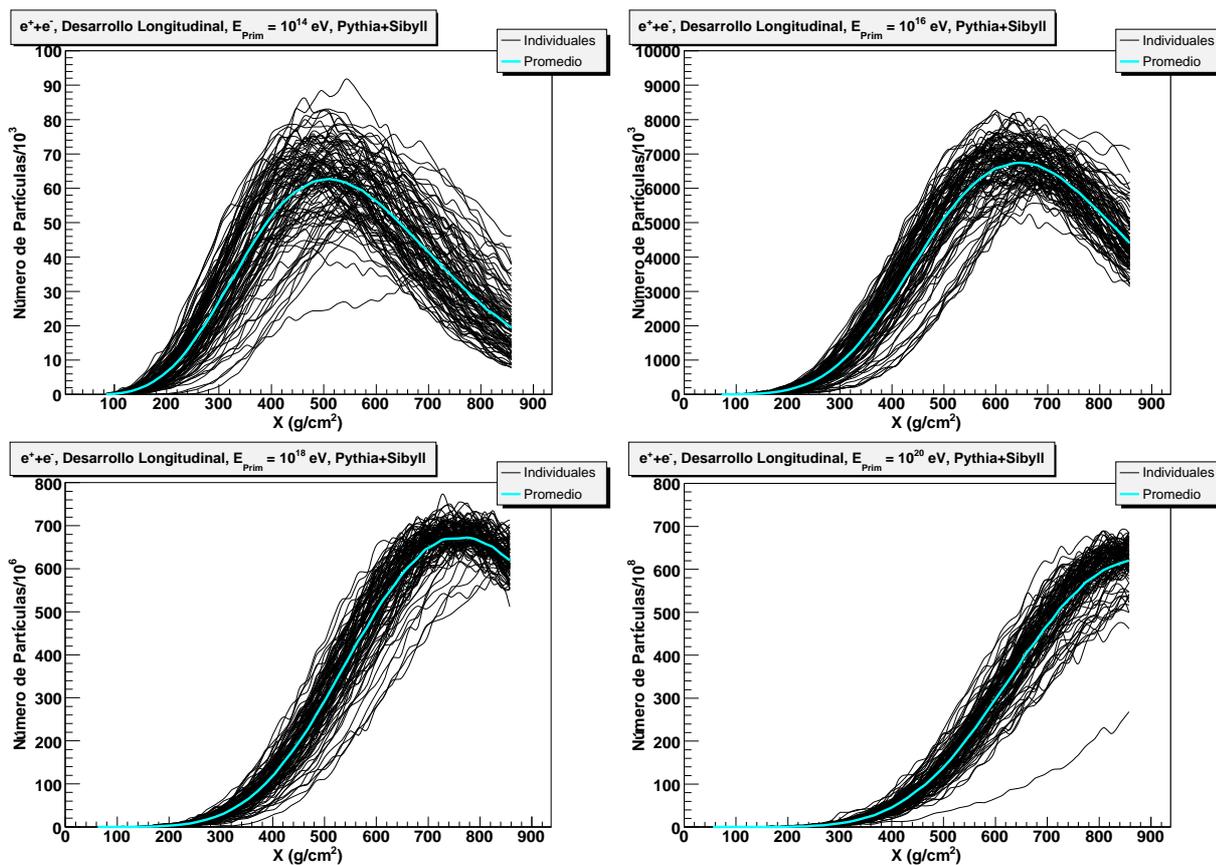


Figura 7.3: Desarrollo longitudinal de chubascos atmosféricos con interacciones primarias simuladas con PYTHIA y las secundarias con SIBYLL con energías del primario de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV.

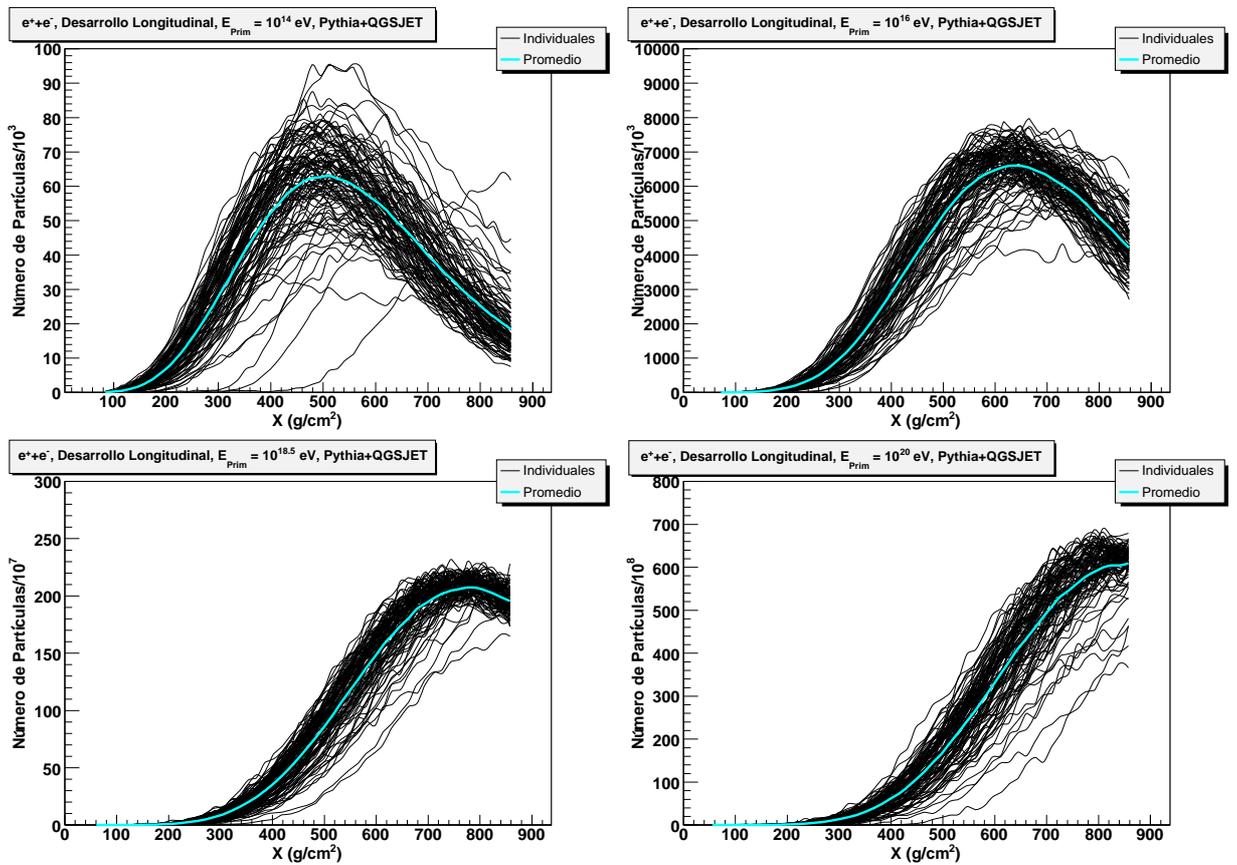


Figura 7.4: Desarrollo longitudinal de chubascos atmosféricos con interacciones primarias simuladas con PYTHIA y las secundarias con QGSJET con energías del primario de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV.

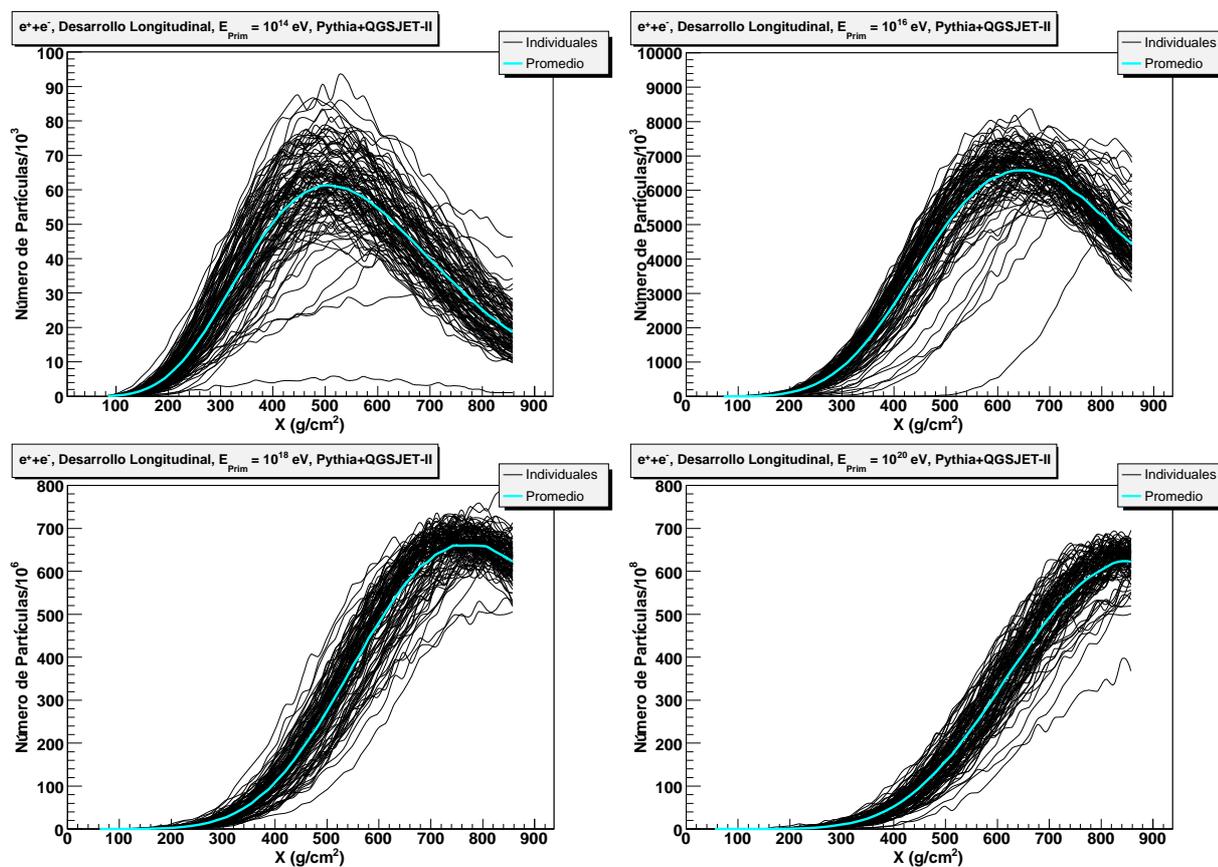


Figura 7.5: Desarrollo longitudinal de chubascos atmosféricos con interacciones primarias simuladas con PYTHIA y las secundarias con QGSJET-II con energías del primario de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV.

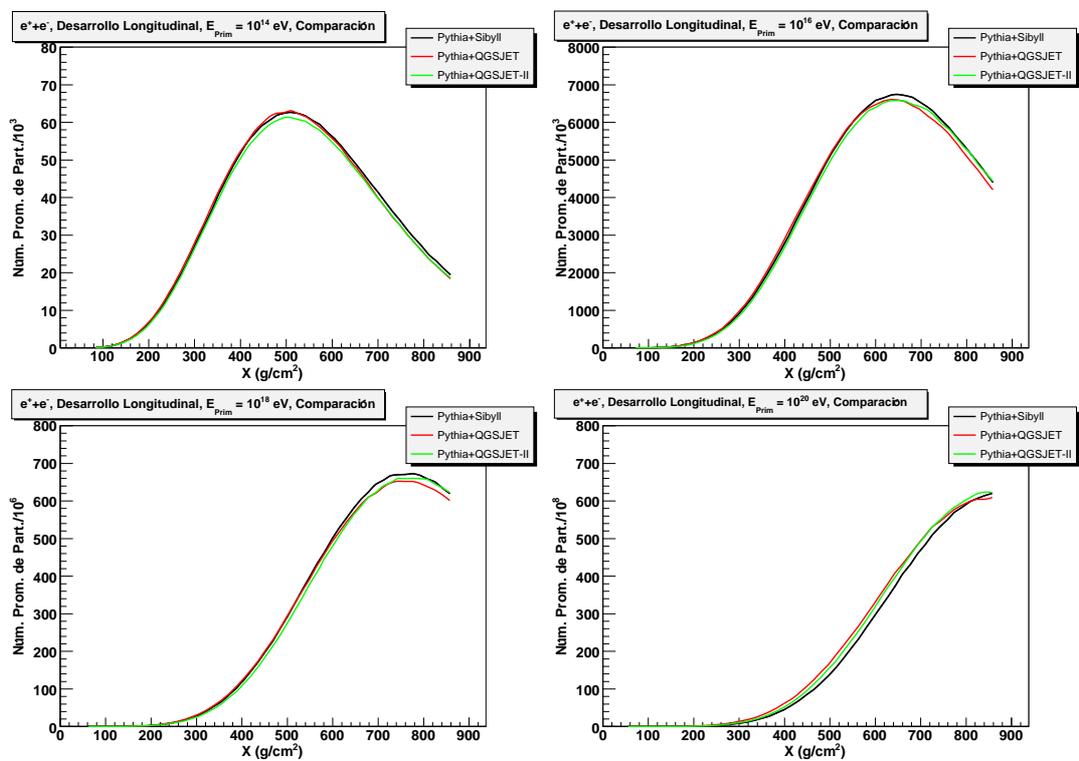


Figura 7.6: Comparación de los desarrollos longitudinales promedio de chubascos atmosféricos con interacciones primarias simuladas con PYTHIA y el resto del chubasco con SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II con energías del primario de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV.

7.3.2. Simulación de chubascos atmosféricos incluyendo Tecnicolor en la interacción primaria

Se simularon una serie de chubascos atmosféricos en los que se ha modificado la interacción primaria pA para incluir Tecnicolor. El proceso específico considerado es el definido con el código 371 de Pythia:

$$pp \rightarrow \rho_T^\pm X \rightarrow W^\pm \pi_T^0 X'. \quad (7.2)$$

Eventualmente se puede presentar un decaimiento $\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b}$. También hay que notar la posible generación de un par $l\bar{\nu}$ de muy alta energía, que solo puede contribuir en el chubasco si el leptón cargado es un electrón.

En las gráficas de las figuras 7.7 - 7.9 se muestran los desarrollos longitudinales de chubascos atmosféricos simulados con las mismas condiciones mencionadas en la sección anterior, pero incluyendo tecnicolor. Mientras que en las gráficas de la figura 7.10 se muestra la comparación de los promedios de los desarrollos longitudinales (de 100 chubascos) para los distintos modelos hadrónicos, cuyas interacciones primarias fueron simuladas con tecnicolor.

Por otra parte, en las gráficas de la figura 7.11 se muestra la comparación entre los promedios de desarrollos longitudinales de chubascos mostrados en las figuras 7.6 y 7.10. Se puede ver una diferencia en la profundidad atmosférica de los máximos de partículas ($\langle X_{\max} \rangle$) debida a la mayor multiplicidad de partículas producidas en la colisión primaria con TC.

En la gráfica de la figura 7.12 se muestra la evolución de $\langle X_{\max} \rangle$ como función de la energía del protón primario (E_{prim}). Las líneas continuas muestran la evolución para chubascos en los que se considera interacciones de Tecnicolor en la colisión primaria, mientras que las líneas punteadas son para chubascos con interacciones de QCD puras. Los valores aproximados de la diferencia promedio en la posición de $\langle X_{\max} \rangle$ dependiendo del modelo hadrónico empleado se puede ver en la tabla 7.1.

Es conveniente mencionar que $\langle X_{\max} \rangle$ para cada chubasco se obtiene haciendo un ajuste de la función de cuatro parámetros de Gaisser-Hillas:

$$N_{\text{ch}}(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right), \quad X \geq X_0. \quad (7.3)$$

Modelo	$\Delta\langle X_{\max}\rangle$ (gcm ⁻²)
Sibyll	32
QGSJET	33
QGSJET-II	30

Tabla 7.1: *Diferencias promedio de X_{\max}*

Ejemplo

Supongamos un chubasco de $E_{prim} = 10^{15}$ eV, si queremos encontrar la diferencia de alturas a las que se encontrarían los máximos de chubascos promedio, con y sin efectos de Tecnicolor en la colisión primaria. Primero se debe considerar que el camino libre medio en la atmósfera para rayos cósmicos de 10^{15} eV tiene su equivalente en altura como

$$\langle\lambda\rangle = 61.413 \text{ gcm}^{-2} \rightarrow \langle h_0\rangle = 17.813 \text{ km.}$$

La relación entre profundidad atmosférica X y altitud h se puede apreciar en la gráfica de la figura 7.13.

Para el caso en que el modelo hadrónico empleado en el desarrollo del chubasco fue Sibyll, las equivalencias de las profundidades en altitudes de los máximos de los chubascos iniciados con y sin Tecnicolor son:

$$\begin{aligned} \langle X_{max}^{S+TC}\rangle &= 551.346 \text{ gcm}^{-2} \rightarrow \langle h_{max}^{S+TC}\rangle = 5.021 \text{ km,} \\ \langle X_{max}^S\rangle &= 571.787 \text{ gcm}^{-2} \rightarrow \langle h_{max}^S\rangle = 4.748 \text{ km,} \end{aligned} \tag{7.4}$$

lo cual nos da una diferencia de altitudes de

$$\Delta h = 273 \text{ m,} \tag{7.5}$$

que puede ser perfectamente distinguishable en un detector de fluorescencia.

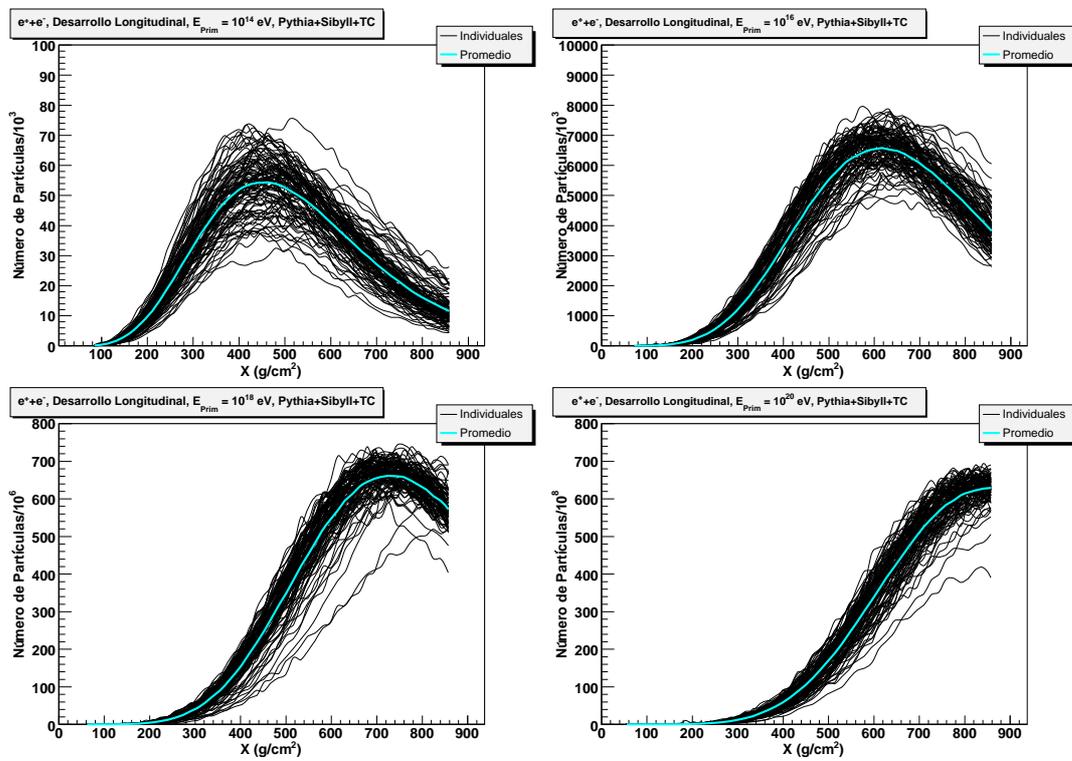


Figura 7.7: Desarrollo longitudinal de chubascos atmosféricos con interacciones primarias simuladas con PYTHIA incluyendo tecnicolor y las secundarias con SIBYLL con energías del priario de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV.

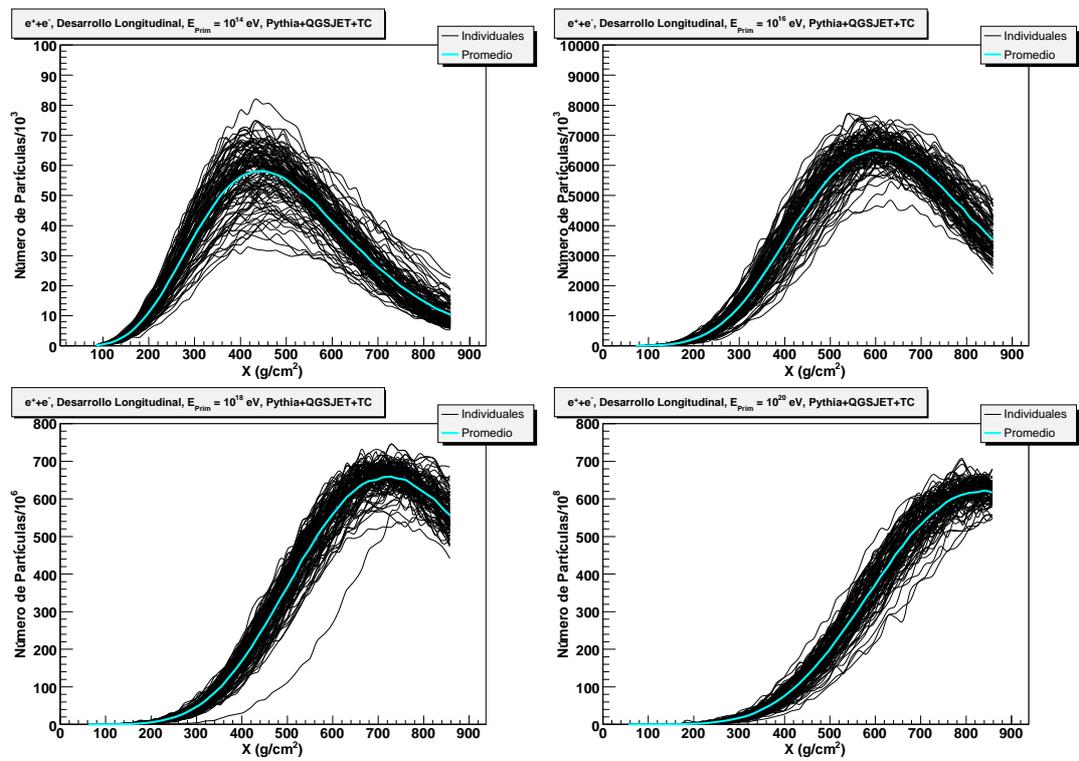


Figura 7.8: *Desarrollo longitudinal de chubascos atmosféricos con interacciones primarias simuladas con PYTHIA incluyendo tecnicolor y las secundarias con QGSJET con energías del priario de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV.*

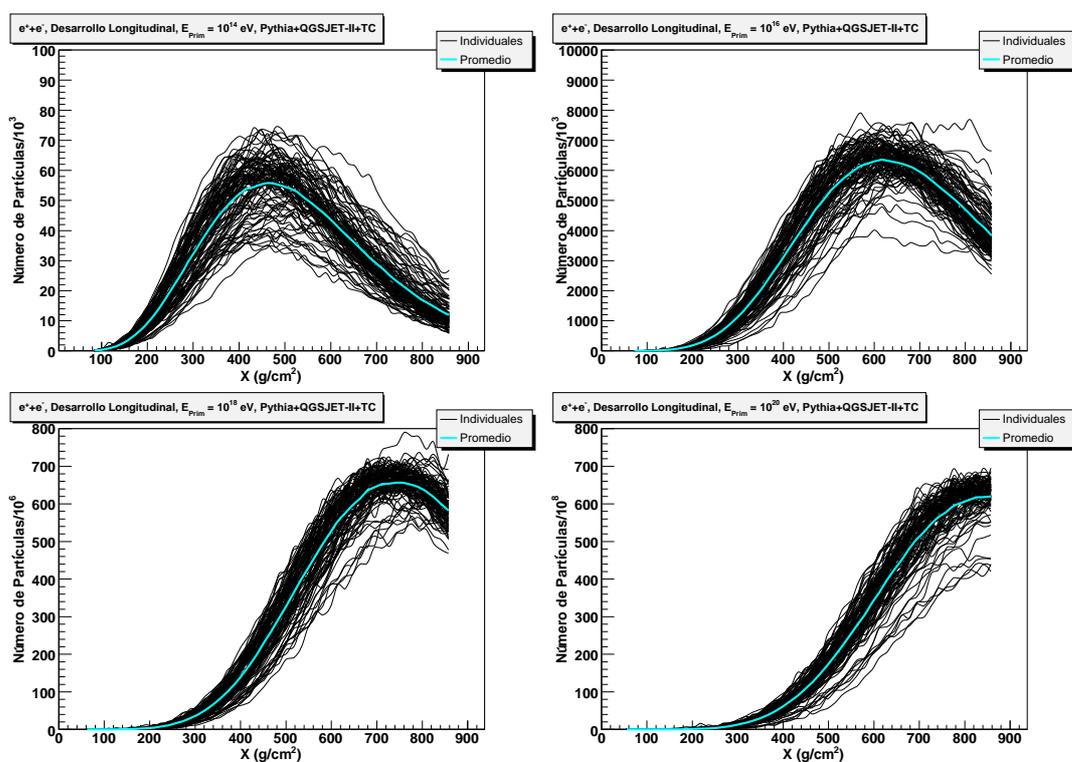


Figura 7.9: Desarrollo longitudinal de chubascos atmosféricos con interacciones primarias simuladas con PYTHIA incluyendo tecnicolor y las secundarias con QGSJET-II con energías del priario de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV.

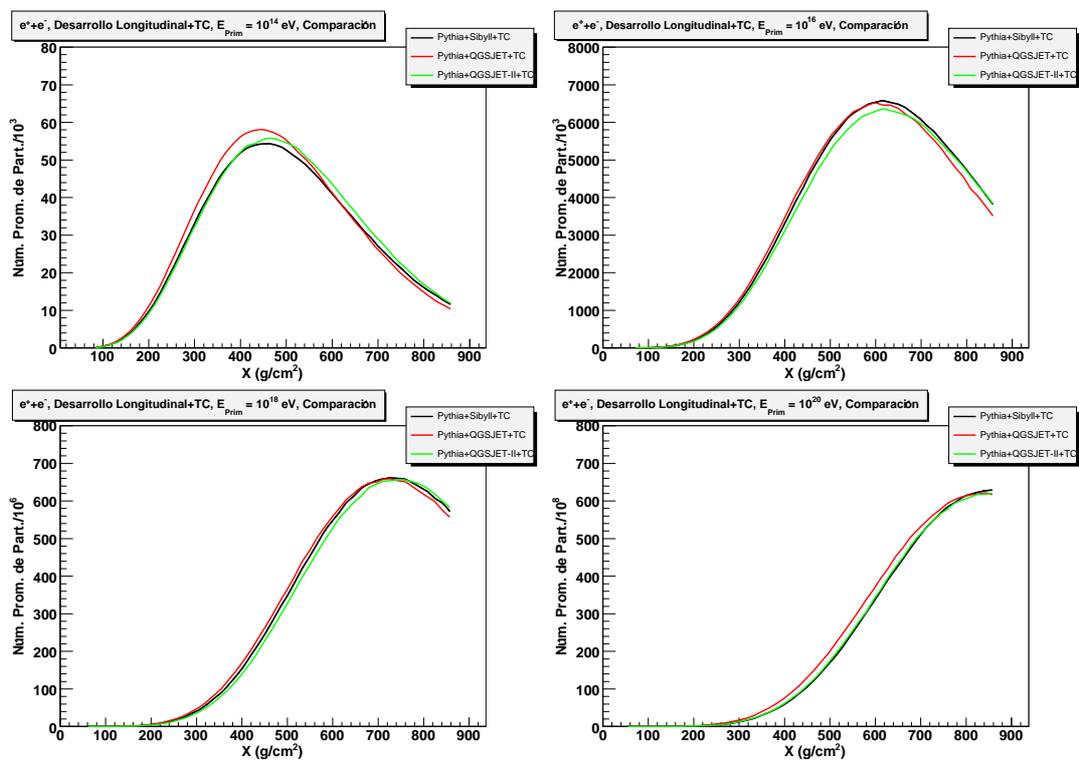


Figura 7.10: Comparación de los desarrollos longitudinales promedio de chubascos atmosféricos con interacciones primarias simuladas con PYTHIA incluyendo tecnicolor y las secundarias con SIBYLL, QGSJET y QGSJET-II, con energías del primario de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV.

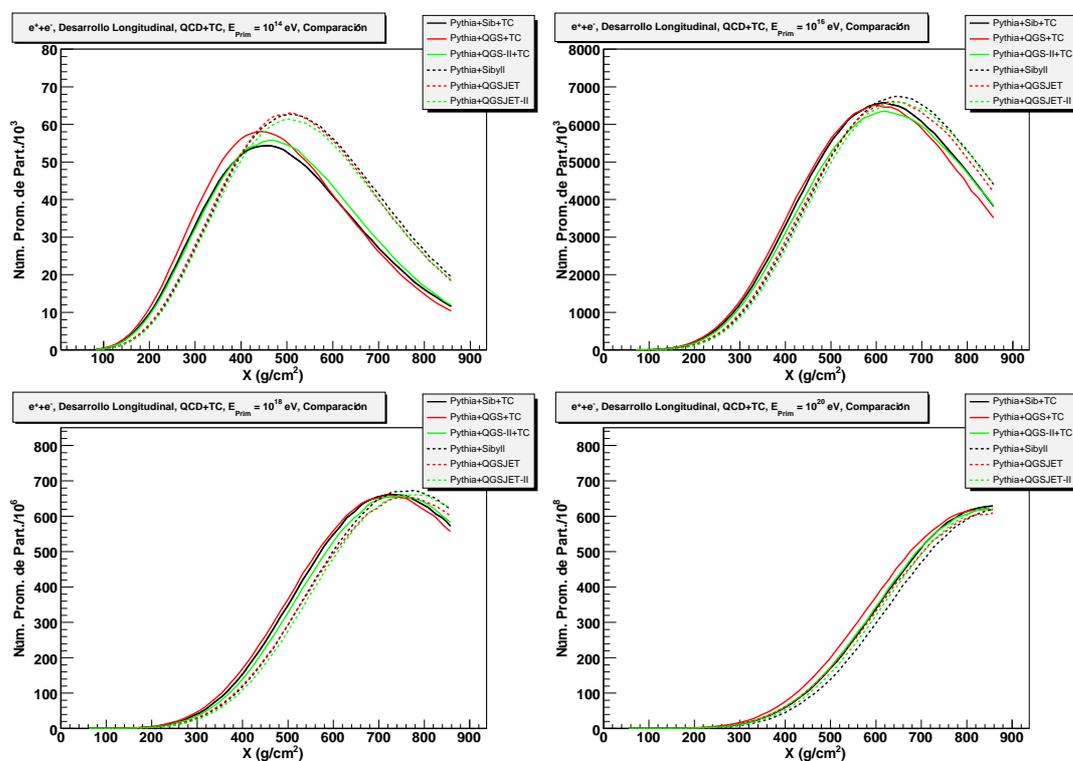


Figura 7.11: Comparación de los desarrollos longitudinales promedio de chubascos atmosféricos con interacciones primarias simuladas con PYTHIA con QCD (líneas punteadas) e incluyendo tecnicolor (líneas continuas) con energías del primario de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV.

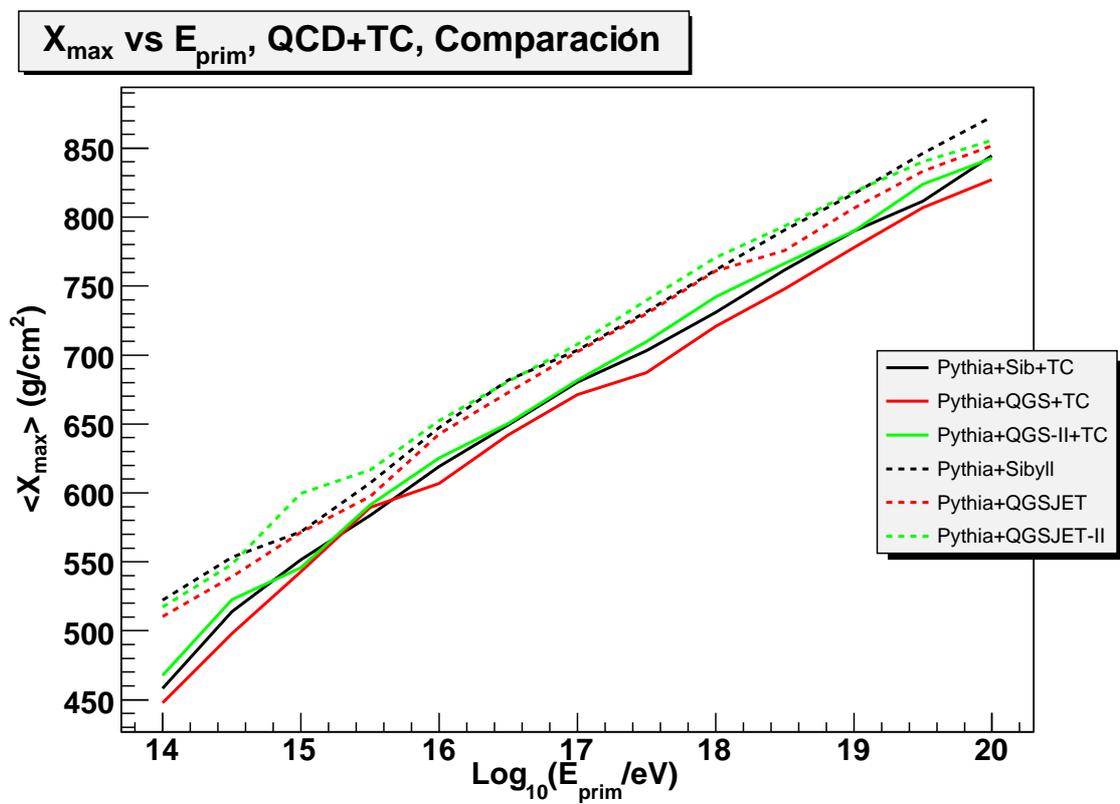


Figura 7.12: Comparación de la evolución de $\langle X_{\max} \rangle$ vs E_{prim} de chubascos con interacciones primarias con y sin tecnicolor silulacos con Pythia y Sibyll, QGSJET y QGSJET-II.

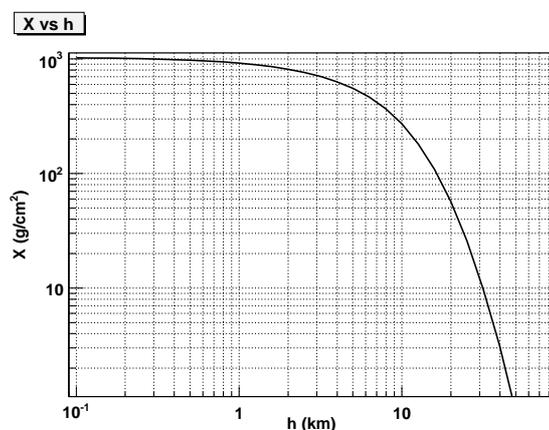


Figura 7.13: Gráfica que muestra la relación entre profundidad atmosférica y altitud.

7.3.3. Señales a nivel del suelo

Como se quieren estudiar efectos que puedan ser visibles en el Observatorio Pierre Auger, que es un observatorio híbrido, los desarrollos longitudinales se pueden ver con el detector de fluorescencia, mientras que el detector de superficie es capaz de medir directamente las partículas que llegan al suelo, principalmente muones, electrones y fotones. Por eso es necesario estudiar cómo puede cambiar la proporción entre los distintos tipos de partículas, en nuestro caso, electrones y muones.

Con los datos de los 100 chubascos simulados, para cada uno de los 13 niveles de energía de rayos cósmicos primarios, con los tres modelos hadrónicos y, finalmente, con y sin Tecnicolor, se realizó una serie de histogramas de la razón $N_{e^{+}+e^{-}}/N_{\mu^{+}+\mu^{-}}$.

En las gráficas de la figura 7.14 se muestran, como ejemplo, los histogramas de la razón $N_{e^{+}+e^{-}}/N_{\mu^{+}+\mu^{-}}$ para energías de primarios de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV, cuando se consideran sólo interacciones de QCD en la colisión primaria, mientras que en la gráfica de la figura 7.15 se muestran los histogramas cuando sí se incluye Tecnicolor.

Las medias de los histogramas generados sirvieron para hacer la gráfica de la evolución de la razón $N_{e^{+}+e^{-}}/N_{\mu^{+}+\mu^{-}}$ respecto de la energía del primario, que se puede ver en la figura 7.16, donde se puede apreciar la diferencia cuando hay y no hay interacciones de Tecnicolor en la colisión primaria. En este caso las diferencias también son dependientes del modelo hadrónico, así que es necesario hacer un análi-

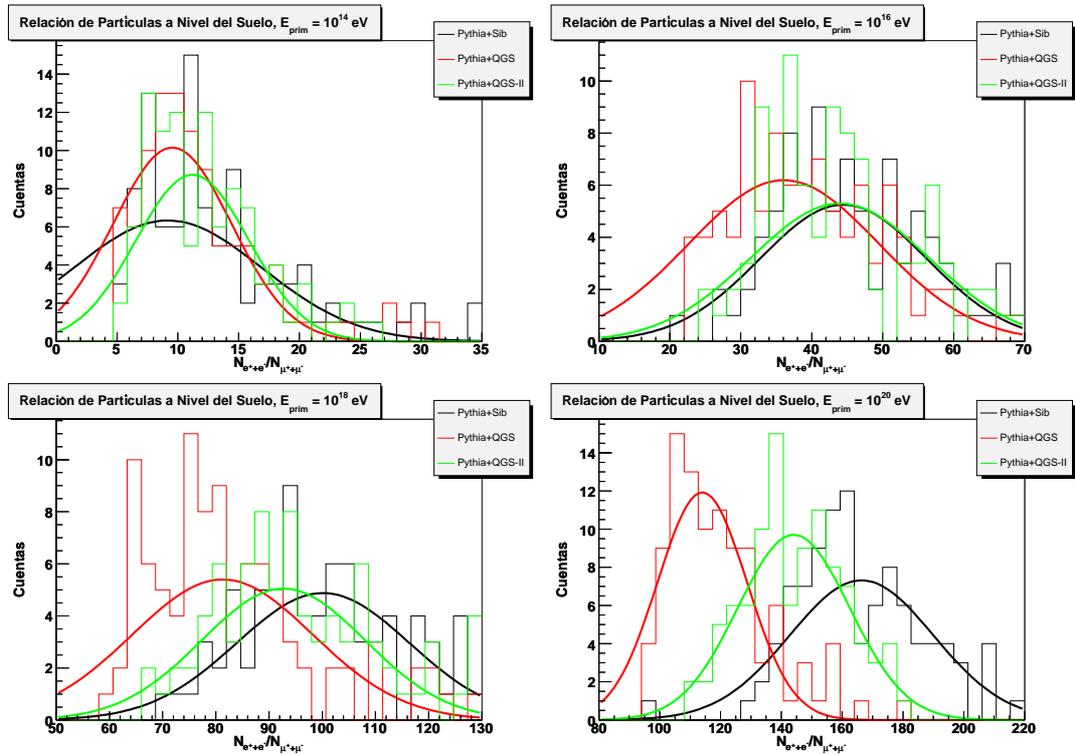


Figura 7.14: Histogramas de la relación $N_{e^+e^-}/N_{\mu^+\mu^-}$ a nivel del suelo para 100 chubascos simulados con las energías de primarios de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV, con *Pythia+Sibyll*, *QGSJET* y *QGSJET-II*.

sis más fino, con más simulaciones para dar una conclusión precisa.

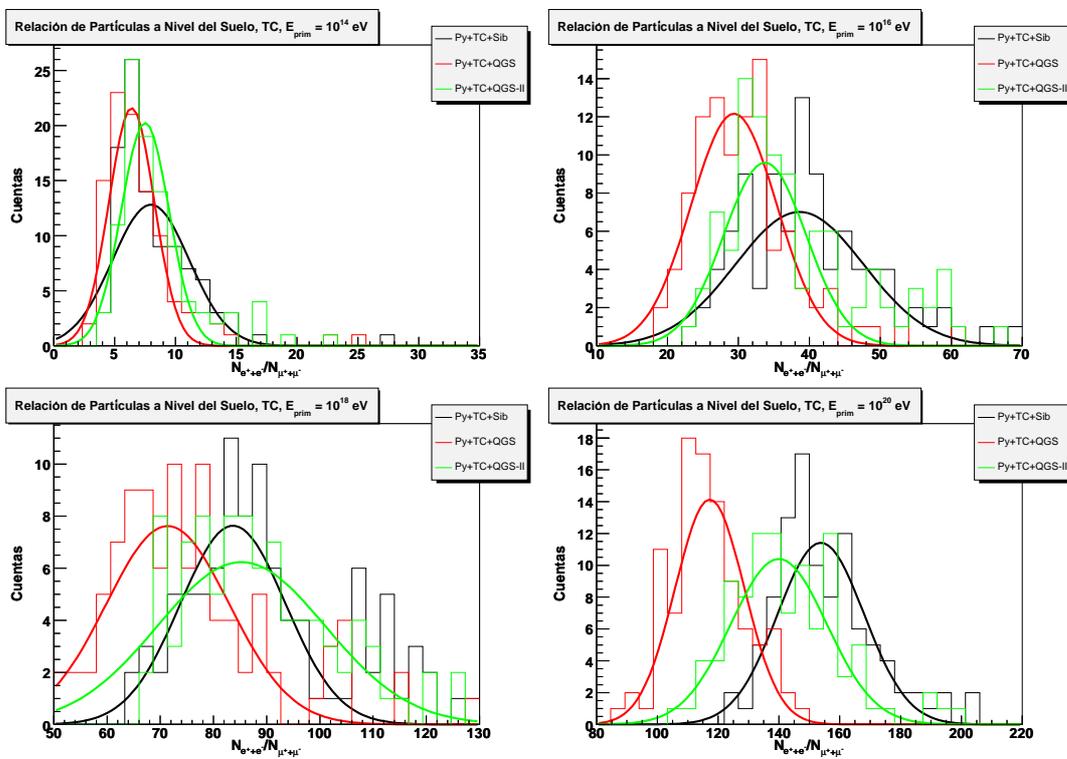


Figura 7.15: Histogramas de la relación $N_{e^{+}+e^{-}}/N_{\mu^{+}+\mu^{-}}$ a nivel del suelo para 100 chubascos simulados con las energías de primarios de 10^{14} , 10^{16} , 10^{18} y 10^{20} eV, con *Pythia+Sibyll*, *QGSJET* y *QGSJET-II*, incluyendo *Tecnicolor*

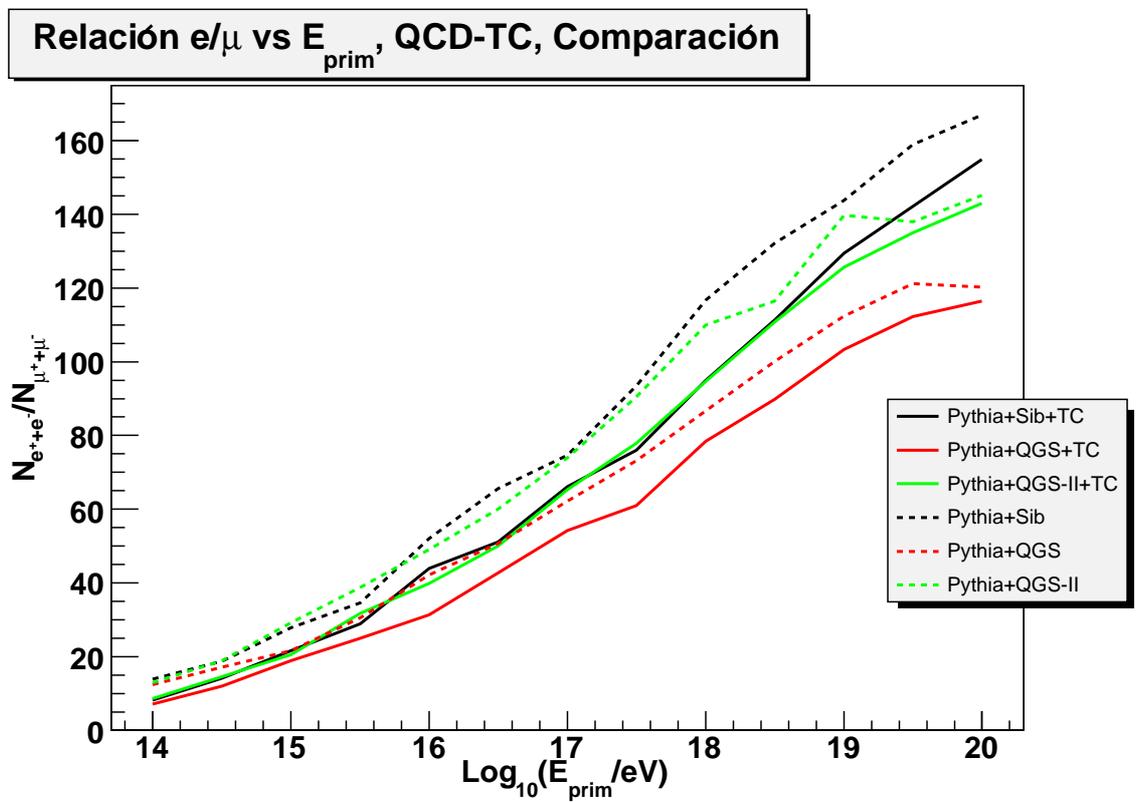


Figura 7.16: Gráfica de la evolución de la razón $N_{e^{+}e^{-}}/N_{\mu^{+}\mu^{-}}$ respecto de la energía del primario.

7.4. Distribución de partículas a nivel del suelo

Los resultados vistos en la sección 6.3 para bajas energías sugieren que puede haber partículas de alta energía generadas por decaimientos de $\pi_T^{\pm,0}$ las cuales pueden tener un ángulo relativamente grande respecto del eje del chubasco. Estas partículas pueden generar chubascos atmosféricos, que podrían deformar el frente del chubasco completo. Esta señal de asimetría azimutal en la distribución de partículas a nivel del suelo sería inequívoca de que en la colisión primaria hubo una interacción ajena a QCD. Por esta razón se realizó una serie de simulaciones de chubascos verticales individuales para energías entre 10^{14} a $10^{16.5}$ eV, que es el rango en que podría apreciarse dicho efecto. Para poder tener las cantidades de partículas más reales, se redujo en Aires el factor de *thinning* a 10^{-8} , con lo que el programa da seguimiento interno durante la simulación a una mayor cantidad de partículas sin hacer tantos muestreos estadísticos. Como resultado, el tiempo de corrida de las simulaciones se incrementa considerablemente, así como el tamaño de los archivos que entrega a la salida con los datos de las partículas que alcanzan el nivel del suelo.

Como ejemplo de los resultados de dichas simulaciones se muestran las distribuciones de partículas cuando el chubasco es iniciado por protones con energía de $10^{15.5}$ eV. En las gráficas de la figura 7.17 se muestra la distribución todas las partículas que alcanzan el suelo, así como solamente los muones. En las gráficas de la figura 7.18 se muestra lo mismo, pero incluyendo TC en la colisión primaria, mientras que en la figura 7.19 se muestran las mismas distribuciones pero simuladas únicamente con Sibyll. En realidad no podemos afirmar que haya diferencia entre las distribuciones, por lo que será necesario hacer posteriormente más simulaciones para poder confirmar si es posible o no obtener el efecto de asimetría azimutal.

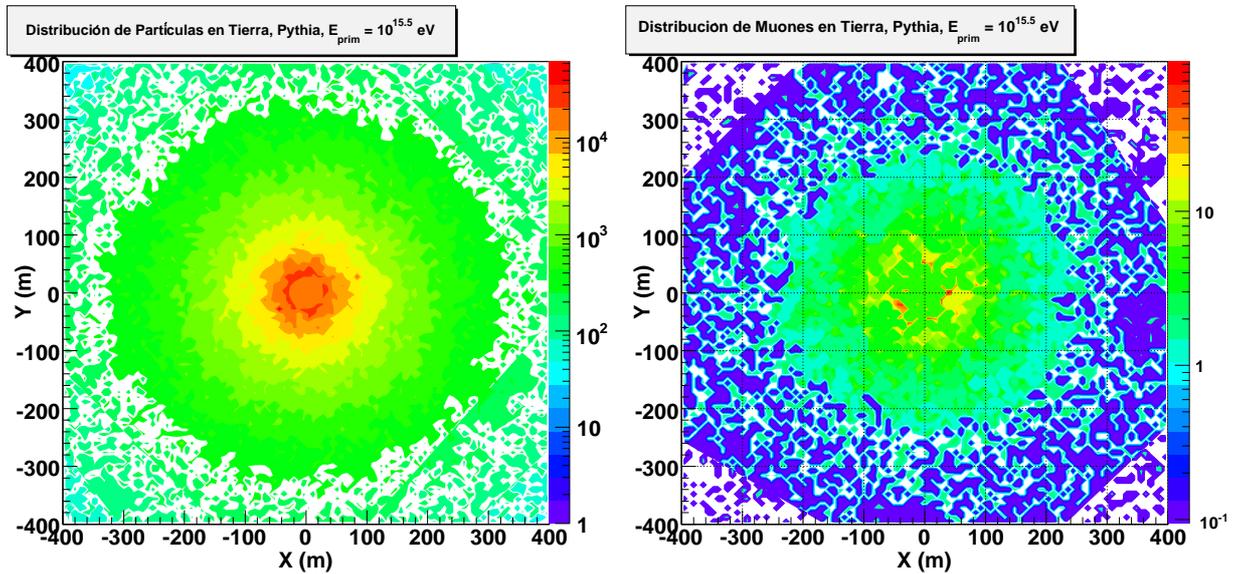


Figura 7.17: La gráfica de la izquierda muestra la distribución de partículas a nivel del suelo para un chubasco iniciado con un primario de $10^{15.5}$ eV, empleando PYTHIA+SIBYLL. En la gráfica de la derecha se muestra sólo la distribución de muones.

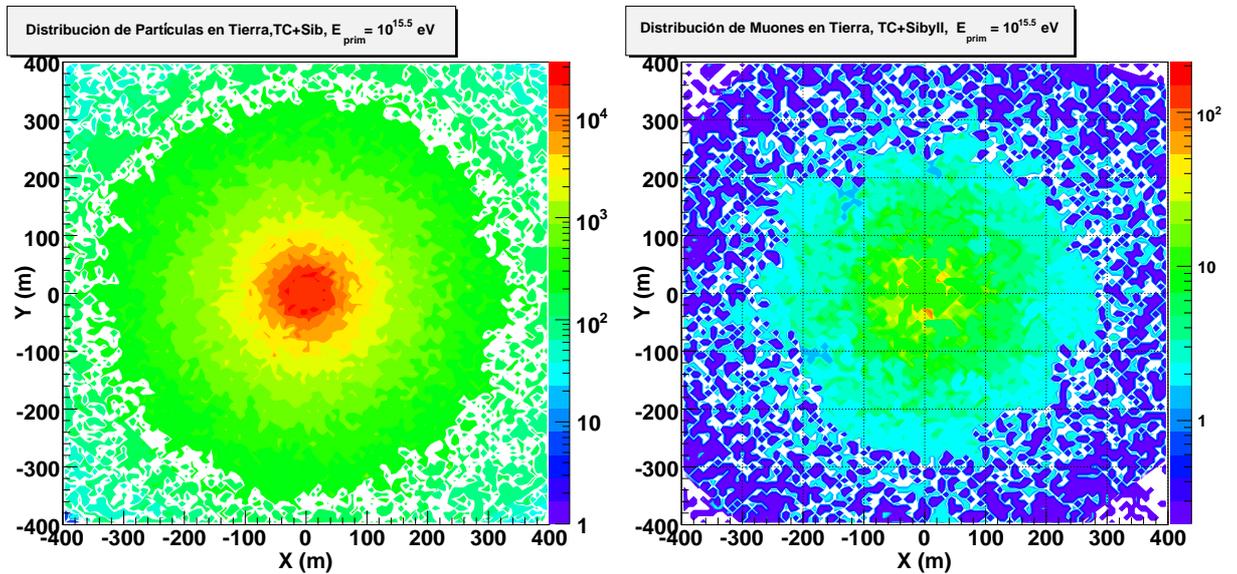


Figura 7.18: La gráfica de la izquierda muestra la distribución de partículas a nivel del suelo para un chubasco iniciado con un primario de $10^{15.5}$ eV, empleando PYTHIA+SIBYLL+TC. En la gráfica de la derecha se muestra sólo la distribución de muones.

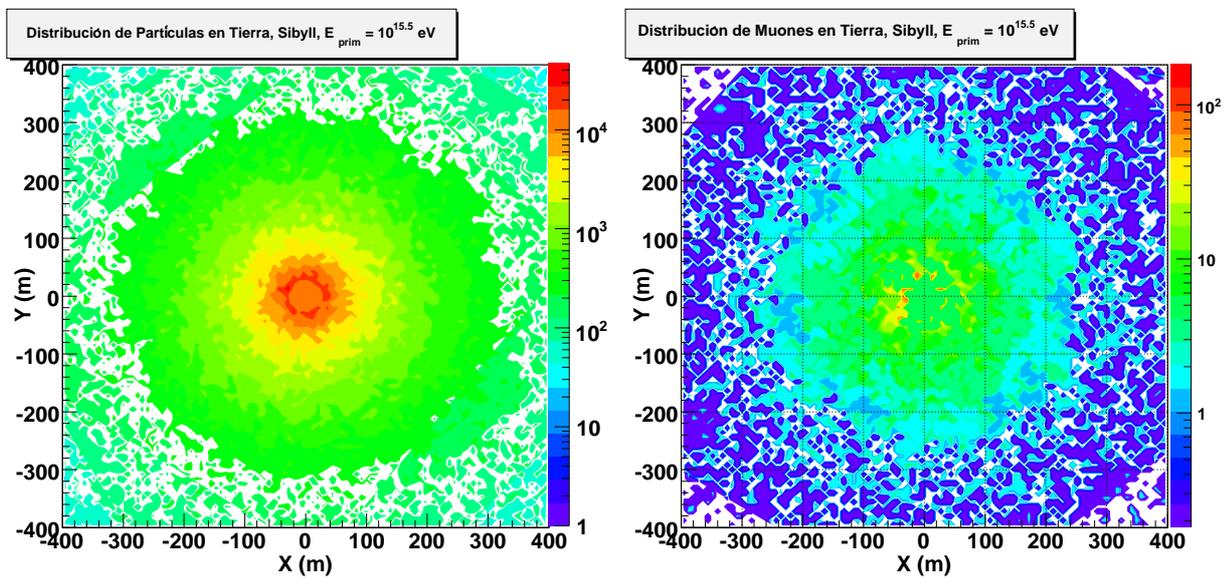


Figura 7.19: La gráfica de la izquierda muestra la distribución de partículas a nivel del suelo para un chubasco iniciado con un primario de $10^{15.5}$ eV, empleando solamente SIBYLL. En la gráfica de la derecha se muestra sólo la distribución de muones.

Conclusiones

Con este resumen de resultados podemos ver que sí es posible ver diferencias cuando la colisión primaria de rayos cósmicos de altas energía incluye efectos de interacciones de Technicolor.

Cuando vemos sólo los resultados de la primer interacción podemos apreciar que en el rango de energías bajas, la distribución de E vs η presenta diferencias notables, en las que podemos interpretar la generación de partículas de alta energía desplazándose con ángulos relativamente grandes respecto del eje del chubasco.

Cuando hacemos la simulación de chubascos atmosféricos en que se ha alterado la interacción primaria, para poder incluir Technicolor, podemos apreciar que debido a la mayor multiplicidad de partículas producidas en la colisión primaria, el desarrollo del chubasco tiende a ser más “rápido”, dando como resultado, un máximo del chubasco a profundidades atmosféricas menores, y por lo tanto a altitudes mayores. Este efecto puede ser observado por detectores de fluorescencia, ya que éstos son capaces de “ver” el desarrollo completo (o la mayor parte) de un chubasco atmosférico.

Junto con el desarrollo longitudinal, es importante considerar la razón entre muones y electrones, ya que con esta se puede distinguir si el primario fue un hadrón o un fotón. En la medición conjunta del desarrollo longitudinal del chubasco y de la razón $N_{e^+e^-}/N_{\mu^+\mu^-}$ se puede distinguir si el chubasco cuenta o no con interacciones distintas a QCD en la colisión primaria.

El problema con estas mediciones es que se requiere de estadística para poder afirmar si entre un conjunto de chubascos, algunos tuvieron la intervención de interacciones de Technicolor o no.

Para poder saber si un chubasco tiene o no interacciones de Tecnicolor en la colisión primaria se debe de analizar la distribución azimutal de partículas a nivel del suelo para buscar asimetrías que podrían existir por la distribución de E vs η de las partículas generadas en la primer interacción. En nuestro caso, no podemos afirmar que exista dicha asimetría, sin embargo es necesario hacer más simulaciones posteriores para poder descartar o confirmar esta posibilidad.

Apéndice A

Cálculo de Condensados de Fermiones

Un condensado de fermiones indica el grado de rompimiento dinámico de una simetría. Para el caso en que tengamos un condensado de quarks se define como

$$\langle \bar{q}q \rangle \equiv \langle 0 | : \bar{q}(0)q(0) : | 0 \rangle \quad (\text{A.1})$$

recordando que este cálculo es no perturbativo. Con estas bases se puede llegar a que el condensado se puede calcular en base al propagador fermiónico

$$\langle \bar{q}q \rangle = -i \lim_{x \rightarrow 0^+} \text{tr}[S(x, 0)]. \quad (\text{A.2})$$

La trasa se calcula sobre los índices espinoriales (4) y de color (N_C de $SU(N)_C$).

Si el propagador del quark está dado por

$$S(x, y) = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^2} e^{-ip \cdot (x-y)} \frac{\not{p} + M(p^2)}{p^2 - M^2(p^2)} \quad (\text{A.3})$$

como $\lim_{x \rightarrow 0^+} e^{-ip \cdot (x-y)} = 1$, $\text{tr}(\not{p}) = 0$ y $\text{tr}[M(p^2)] = 4N_C M(p^2)$ entonces:

$$\langle \bar{q}q \rangle = -i4N_C \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^2} \frac{M(p^2)}{p^2 - M^2(p^2)} \quad (\text{A.4})$$

Apéndice B

Solución de la ecuación de Schwinger-Dyson para $\Sigma(p^2)$

Como se mencionó en la sección 4.5, para calcular la autoenergía de un fermión, lo usual es hacer la aproximación de “arcoiris” en la ecuación integral 4.53, despreciando también el $\Sigma(k^2)$ del denominador, para llegar a la ecuación

$$\Sigma(p^2) = 3C_2(R) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{g^2((k-q)^2)}{(k-q)^2} \frac{\Sigma(k)}{k^2}, \quad (\text{B.1})$$

que fue propuesta en la referencia [115] y emplearemos el método de solución propuesto en [116].

Definamos la constante $\lambda \equiv 3C_2(R)g^2$, donde hemos considerado que α_{TC} es constante para sacarla de la integral. Es claro que la integral depende de la orientación relativa entre los vectores p y k , debido al factor $(k-p)^2$. Realizaremos la integración en una esfera en cuatro dimensiones en la que el elemento diferencial de volumen estará dado por

$$d^4k = \frac{1}{2}k^2 dk^2 \sin^2 \theta d\theta \sin \chi d\chi d\phi, \quad (\text{B.2})$$

procedemos entonces primero a integrar la parte angular suponiendo “simetría axial”, ya que $(k-p)^2 = k^2 + p^2 - 2kp \cos \theta$, además, si definimos las variables $x = p^2$, $y = k^2$, $A = x + y$ y $B = 2\sqrt{xy}$, entonces, previa integración respecto a las variables libres χ y π , nuestra integral (B.1) adquiere la forma

$$\Sigma(x) = \frac{\lambda}{(2\pi)^3} \int_0^\infty dy \Sigma(y) \int_0^\pi d\theta \frac{\sin^2 \theta}{A - B \cos \theta}. \quad (\text{B.3})$$

La integral respecto de θ se puede efectuar de manera simple

$$\begin{aligned} \int_0^\pi d\theta \frac{\text{sen}^2 \theta}{A - B \cos \theta} &= \frac{\pi}{B^2} \left(A - \sqrt{A^2 - B^2} \right) \\ &= \frac{\pi}{4xy} (x + y - |x - y|) \\ &= \frac{\pi}{2} \left[\frac{\Theta(x - y)}{x} + \frac{\Theta(y - x)}{y} \right], \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

siendo $\Theta(x)$ la función de escalón. Con esto la integral (B.3) adquiere la forma

$$\begin{aligned} \Sigma(x) &= \frac{\lambda}{16\pi^2} \int_0^\infty dy \left[\frac{\Theta(x - y)}{x} + \frac{\Theta(y - x)}{y} \right] \Sigma(y) \\ &= \frac{\lambda}{16\pi^2} \left[\int_0^x dy \frac{\Sigma(y)}{x} + \int_x^\infty dy \frac{\Sigma(y)}{y} \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Ahora podemos transformar la ecuación integral (B.5) en una ecuación diferencial multiplicando la ecuación por x y derivando dos veces para llegar a

$$x^2 \frac{d^2 \Sigma(x)}{dx^2} + 2x \frac{d\Sigma(x)}{dx} + \frac{\lambda}{16\pi^2} \Sigma(x) = 0, \quad (\text{B.6})$$

que tiene como soluciones

$$\Sigma(x) = ax^\nu \quad \text{y} \quad \Sigma(x) = bx^{-\nu}. \quad (\text{B.7})$$

La solución con potencia positiva no es física, ya que al sustituir en la ecuación (B.6) ν tendrá raíces complejas. Así la solución con significado físico es la de potencia negativa, que al ser sustituida en (B.6) obtenemos que se debe cumplir la ecuación cuadrática

$$\nu^2 - \nu + \frac{\lambda}{16\pi^2} = 0 \quad (\text{B.8})$$

que tiene como soluciones

$$\nu = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{\lambda}{4\pi^2}} \right) = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{3C_2(R)\alpha}{\pi}} \right), \quad (\text{B.9})$$

donde $\alpha = \frac{g^2}{4\pi}$.

Apéndice C

Subprocesos de PYTHIA

En este apéndice se muestran todos los subprocesos definidos en PYTHIA, así como sus respectivos códigos tomados de la referencia [98].

No.	Subproceso
Procesos de <i>Hard</i> QCD:	
11	$f_i f_j \rightarrow f_i f_j$
12	$f_i \bar{f}_i \rightarrow f_k \bar{f}_k$
13	$f_i \bar{f}_i \rightarrow gg$
28	$f_i g \rightarrow f_i g$
53	$gg \rightarrow f_k \bar{f}_k$
68	$gg \rightarrow gg$
Procesos de <i>Soft</i> QCD:	
91	elastic scattering
92	single diffraction (<i>XB</i>)
93	single diffraction (<i>AX</i>)
94	double diffraction
95	low- p_\perp production
Fotones puntuales:	
14	$f_i \bar{f}_i \rightarrow g\gamma$
18	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma\gamma$
29	$f_i g \rightarrow f_i \gamma$
114	$gg \rightarrow \gamma\gamma$
115	$gg \rightarrow g\gamma$
Sabores Pesados:	
(También cuarta generación)	
81	$f_i \bar{f}_i \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$
82	$gg \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$
83	$q_i \bar{f}_j \rightarrow Q_k \bar{f}_l$
84	$g\gamma \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$
85	$\gamma\gamma \rightarrow F_k \bar{F}_k$

No.	Subproceso
Sabores pesados:	
86	$gg \rightarrow J/\psi g$
87	$gg \rightarrow \chi_{0c} g$
88	$gg \rightarrow \chi_{1c} g$
89	$gg \rightarrow \chi_{2c} g$
104	$gg \rightarrow \chi_{0c}$
105	$gg \rightarrow \chi_{2c}$
106	$gg \rightarrow J/\psi \gamma$
107	$g\gamma \rightarrow J/\psi g$
108	$\gamma\gamma \rightarrow J/\psi \gamma$
421	$gg \rightarrow c\bar{c}[{}^3S_1^{(1)}]g$
422	$gg \rightarrow c\bar{c}[{}^3S_1^{(8)}]g$
423	$gg \rightarrow c\bar{c}[{}^1S_0^{(8)}]g$
424	$gg \rightarrow c\bar{c}[{}^3P_J^{(8)}]g$
425	$gq \rightarrow q c\bar{c}[{}^3S_1^{(8)}]$
426	$gq \rightarrow q c\bar{c}[{}^1S_0^{(8)}]$
427	$gq \rightarrow q c\bar{c}[{}^3P_J^{(8)}]$
428	$q\bar{q} \rightarrow g c\bar{c}[{}^3S_1^{(8)}]$
429	$q\bar{q} \rightarrow g c\bar{c}[{}^1S_0^{(8)}]$
430	$q\bar{q} \rightarrow g c\bar{c}[{}^3P_J^{(8)}]$
431	$gg \rightarrow c\bar{c}[{}^3P_0^{(1)}]g$
432	$gg \rightarrow c\bar{c}[{}^3P_1^{(1)}]g$
433	$gg \rightarrow c\bar{c}[{}^3P_2^{(1)}]g$
434	$gq \rightarrow q c\bar{c}[{}^3P_0^{(1)}]$

No.	Subproceso
435	$gq \rightarrow q c\bar{c}[{}^3P_1^{(1)}]$
436	$gq \rightarrow q c\bar{c}[{}^3P_2^{(1)}]$
437	$q\bar{q} \rightarrow g c\bar{c}[{}^3P_0^{(1)}]$
438	$q\bar{q} \rightarrow g c\bar{c}[{}^3P_1^{(1)}]$
439	$q\bar{q} \rightarrow g c\bar{c}[{}^3P_2^{(1)}]$
461	$gg \rightarrow b\bar{b}[{}^3S_1^{(1)}]g$
462	$gg \rightarrow b\bar{b}[{}^3S_1^{(8)}]g$
463	$gg \rightarrow b\bar{b}[{}^1S_0^{(8)}]g$
464	$gg \rightarrow b\bar{b}[{}^3P_J^{(8)}]g$
465	$gq \rightarrow q b\bar{b}[{}^3S_1^{(8)}]$
466	$gq \rightarrow q b\bar{b}[{}^1S_0^{(8)}]$
467	$gq \rightarrow q b\bar{b}[{}^3P_J^{(8)}]$
468	$q\bar{q} \rightarrow g b\bar{b}[{}^3S_1^{(8)}]$
469	$q\bar{q} \rightarrow g b\bar{b}[{}^1S_0^{(8)}]$
470	$q\bar{q} \rightarrow g b\bar{b}[{}^3P_J^{(8)}]$
471	$gg \rightarrow b\bar{b}[{}^3P_0^{(1)}]g$
472	$gg \rightarrow b\bar{b}[{}^3P_1^{(1)}]g$
473	$gg \rightarrow b\bar{b}[{}^3P_2^{(1)}]g$
474	$gq \rightarrow q b\bar{b}[{}^3P_0^{(1)}]$
475	$gq \rightarrow q b\bar{b}[{}^3P_1^{(1)}]$
476	$gq \rightarrow q b\bar{b}[{}^3P_2^{(1)}]$
477	$q\bar{q} \rightarrow g b\bar{b}[{}^3P_0^{(1)}]$
478	$q\bar{q} \rightarrow g b\bar{b}[{}^3P_1^{(1)}]$
479	$q\bar{q} \rightarrow g b\bar{b}[{}^3P_2^{(1)}]$

No.	Subproceso
Disp. incl. prof.:	
10	$f_i f_j \rightarrow f_k f_l$
99	$\gamma^* q \rightarrow q$
Inducidas por fotones:	
33	$f_i \gamma \rightarrow f_i g$
34	$f_i \gamma \rightarrow f_i \gamma$
54	$g \gamma \rightarrow f_k \bar{f}_k$
58	$\gamma \gamma \rightarrow f_k \bar{f}_k$
131	$f_i \gamma_T^* \rightarrow f_i g$
132	$f_i \gamma_L^* \rightarrow f_i g$
133	$f_i \gamma_T^* \rightarrow f_i \gamma$
134	$f_i \gamma_L^* \rightarrow f_i \gamma$
135	$g \gamma_T^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
136	$g \gamma_L^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
137	$\gamma_T^* \gamma_T^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
138	$\gamma_T^* \gamma_L^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
139	$\gamma_L^* \gamma_T^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
140	$\gamma_L^* \gamma_L^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
80	$q_i \gamma \rightarrow q_k \pi^\pm$
Producción de W/Z:	
1	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma^*/Z^0$
2	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^\pm$
22	$f_i \bar{f}_i \rightarrow Z^0 Z^0$
23	$f_i \bar{f}_j \rightarrow Z^0 W^\pm$
25	$f_i \bar{f}_i \rightarrow W^+ W^-$
15	$f_i \bar{f}_i \rightarrow g Z^0$
16	$f_i \bar{f}_j \rightarrow g W^\pm$
30	$f_i g \rightarrow f_i Z^0$
31	$f_i g \rightarrow f_k W^\pm$

No.	Subproceso
19	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma Z^0$
20	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \gamma W^\pm$
35	$f_i \gamma \rightarrow f_i Z^0$
36	$f_i \gamma \rightarrow f_k W^\pm$
69	$\gamma \gamma \rightarrow W^+ W^-$
70	$\gamma W^\pm \rightarrow Z^0 W^\pm$
Higgs SM ligero:	
3	$f_i \bar{f}_i \rightarrow h^0$
24	$f_i \bar{f}_i \rightarrow Z^0 h^0$
26	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^\pm h^0$
32	$f_i g \rightarrow f_i h^0$
102	$g g \rightarrow h^0$
103	$\gamma \gamma \rightarrow h^0$
110	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma h^0$
111	$f_i \bar{f}_i \rightarrow g h^0$
112	$f_i g \rightarrow f_i h^0$
113	$g g \rightarrow g h^0$
121	$g g \rightarrow Q_k \bar{Q}_k h^0$
122	$q_i \bar{q}_i \rightarrow Q_k \bar{Q}_k h^0$
123	$f_i f_j \rightarrow f_i f_j h^0$
124	$f_i f_j \rightarrow f_k f_l h^0$
Higgs SM pesado:	
5	$Z^0 Z^0 \rightarrow h^0$
8	$W^+ W^- \rightarrow h^0$
71	$Z_L^0 Z_L^0 \rightarrow Z_L^0 Z_L^0$
72	$Z_L^0 Z_L^0 \rightarrow W_L^+ W_L^-$
73	$Z_L^0 W_L^\pm \rightarrow Z_L^0 W_L^\pm$
76	$W_L^+ W_L^- \rightarrow Z_L^0 Z_L^0$
77	$W_L^\pm W_L^\pm \rightarrow W_L^\pm W_L^\pm$

No.	Subproceso
Higgs BSM neutro:	
151	$f_i \bar{f}_i \rightarrow H^0$
152	$g g \rightarrow H^0$
153	$\gamma \gamma \rightarrow H^0$
171	$f_i \bar{f}_i \rightarrow Z^0 H^0$
172	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^\pm H^0$
173	$f_i f_j \rightarrow f_i f_j H^0$
174	$f_i f_j \rightarrow f_k f_l H^0$
181	$g g \rightarrow Q_k \bar{Q}_k H^0$
182	$q_i \bar{q}_i \rightarrow Q_k \bar{Q}_k H^0$
183	$f_i \bar{f}_i \rightarrow g H^0$
184	$f_i g \rightarrow f_i H^0$
185	$g g \rightarrow g H^0$
156	$f_i \bar{f}_i \rightarrow A^0$
157	$g g \rightarrow A^0$
158	$\gamma \gamma \rightarrow A^0$
176	$f_i \bar{f}_i \rightarrow Z^0 A^0$
177	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^\pm A^0$
178	$f_i f_j \rightarrow f_i f_j A^0$
179	$f_i f_j \rightarrow f_k f_l A^0$
186	$g g \rightarrow Q_k \bar{Q}_k A^0$
187	$q_i \bar{q}_i \rightarrow Q_k \bar{Q}_k A^0$
188	$f_i \bar{f}_i \rightarrow g A^0$
189	$f_i g \rightarrow f_i A^0$
190	$g g \rightarrow g A^0$

No.	Subproceso
Higgs cargado:	
143	$f_i \bar{f}_j \rightarrow H^+$
161	$f_i g \rightarrow f_k H^+$
401	$gg \rightarrow \bar{t} b H^+$
402	$q \bar{q} \rightarrow \bar{t} b H^+$
pares de Higgs:	
297	$f_i \bar{f}_j \rightarrow H^\pm h^0$
298	$f_i \bar{f}_j \rightarrow H^\pm H^0$
299	$f_i \bar{f}_i \rightarrow A^0 h^0$
300	$f_i \bar{f}_i \rightarrow A^0 H^0$
301	$f_i \bar{f}_i \rightarrow H^+ H^-$
Neevos bosons de norma:	
141	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma/Z^0/Z'^0$
142	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W'^+$
144	$f_i \bar{f}_j \rightarrow R$
Leptoquarks:	
145	$q_i \ell_j \rightarrow L_Q$
162	$qg \rightarrow \ell L_Q$
163	$gg \rightarrow L_Q \bar{L}_Q$
164	$q_i \bar{q}_i \rightarrow L_Q \bar{L}_Q$

No.	Subproceso
Tecnicolor:	
149	$gg \rightarrow \eta_{tc}$
191	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \rho_{tc}^0$
192	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \rho_{tc}^+$
193	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \omega_{tc}^0$
194	$f_i \bar{f}_i \rightarrow f_k \bar{f}_k$
195	$f_i \bar{f}_j \rightarrow f_k \bar{f}_l$
361	$f_i \bar{f}_i \rightarrow W_L^+ W_L^-$
362	$f_i \bar{f}_i \rightarrow W_L^\pm \pi_{tc}^\mp$
363	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \pi_{tc}^+ \pi_{tc}^-$
364	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma \pi_{tc}^0$
365	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma \pi'_{tc}{}^0$
366	$f_i \bar{f}_i \rightarrow Z^0 \pi_{tc}^0$
367	$f_i \bar{f}_i \rightarrow Z^0 \pi'_{tc}{}^0$
368	$f_i \bar{f}_i \rightarrow W^\pm \pi_{tc}^\mp$
370	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W_L^\pm Z_L^0$
371	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W_L^\pm \pi_{tc}^0$
372	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \pi_{tc}^\pm Z_L^0$
373	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \pi_{tc}^\pm \pi_{tc}^0$
374	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \gamma \pi_{tc}^\pm$
375	$f_i \bar{f}_j \rightarrow Z^0 \pi_{tc}^\pm$
376	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^\pm \pi_{tc}^0$
377	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^\pm \pi'_{tc}{}^0$
381	$q_i q_j \rightarrow q_i q_j$
382	$q_i \bar{q}_i \rightarrow q_k \bar{q}_k$
383	$q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$
384	$f_i g \rightarrow f_i g$
385	$gg \rightarrow q_k \bar{q}_k$
386	$gg \rightarrow gg$
387	$f_i \bar{f}_i \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$
388	$gg \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$

No.	Subproceso
Compositeness:	
146	$e\gamma \rightarrow e^*$
147	$dg \rightarrow d^*$
148	$ug \rightarrow u^*$
167	$q_i q_j \rightarrow d^* q_k$
168	$q_i q_j \rightarrow u^* q_k$
169	$q_i \bar{q}_i \rightarrow e^\pm e^{*\mp}$
165	$f_i \bar{f}_i (\rightarrow \gamma^*/Z^0) \rightarrow f_k \bar{f}_k$
166	$f_i \bar{f}_j (\rightarrow W^\pm) \rightarrow f_k \bar{f}_l$
Simetría Left-right:	
341	$\ell_i \ell_j \rightarrow H_L^{\pm\pm}$
342	$\ell_i \ell_j \rightarrow H_R^{\pm\pm}$
343	$\ell_i^\pm \gamma \rightarrow H_L^{\pm\pm} e^\mp$
344	$\ell_i^\pm \gamma \rightarrow H_R^{\pm\pm} e^\mp$
345	$\ell_i^\pm \gamma \rightarrow H_L^{\pm\pm} \mu^\mp$
346	$\ell_i^\pm \gamma \rightarrow H_R^{\pm\pm} \mu^\mp$
347	$\ell_i^\pm \gamma \rightarrow H_L^{\pm\pm} \tau^\mp$
348	$\ell_i^\pm \gamma \rightarrow H_R^{\pm\pm} \tau^\mp$
349	$f_i \bar{f}_i \rightarrow H_L^{++} H_L^{--}$
350	$f_i \bar{f}_i \rightarrow H_R^{++} H_R^{--}$
351	$f_i \bar{f}_j \rightarrow f_k \bar{f}_l H_L^{\pm\pm}$
352	$f_i \bar{f}_j \rightarrow f_k \bar{f}_l H_R^{\pm\pm}$
353	$f_i \bar{f}_i \rightarrow Z_R^0$
354	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W_R^\pm$
Dimensiones Extra:	
391	$f\bar{f} \rightarrow G^*$
392	$gg \rightarrow G^*$
393	$q\bar{q} \rightarrow gG^*$
394	$qg \rightarrow qG^*$
395	$gg \rightarrow gG^*$

No.	Subproceso
SUSY:	
201	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{e}_L \tilde{e}_L^*$
202	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{e}_R \tilde{e}_R^*$
203	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{e}_L \tilde{e}_R^* +$
204	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\mu}_L \tilde{\mu}_L^*$
205	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\mu}_R \tilde{\mu}_R^*$
206	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\mu}_L \tilde{\mu}_R^* +$
207	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tilde{\tau}_1^*$
208	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\tau}_2 \tilde{\tau}_2^*$
209	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tilde{\tau}_2^* +$
210	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{\ell}_L \tilde{\nu}_\ell^* +$
211	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tilde{\nu}_\tau^* +$
212	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{\tau}_2 \tilde{\nu}_\tau^* +$
213	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\nu}_\ell \tilde{\nu}_\ell^*$
214	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \tilde{\nu}_\tau^*$
216	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_1 \tilde{\chi}_1$
217	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_2 \tilde{\chi}_2$
218	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_3 \tilde{\chi}_3$
219	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_4 \tilde{\chi}_4$
220	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_1 \tilde{\chi}_2$
221	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_1 \tilde{\chi}_3$
222	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_1 \tilde{\chi}_4$
223	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_2 \tilde{\chi}_3$
224	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_2 \tilde{\chi}_4$
225	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_3 \tilde{\chi}_4$
226	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$
227	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_2^\pm \tilde{\chi}_2^\mp$
228	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^\mp$
229	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{\chi}_1 \tilde{\chi}_1^\pm +$

No.	Subproceso
230	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{\chi}_2 \tilde{\chi}_1^\pm$
231	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{\chi}_3 \tilde{\chi}_1^\pm$
232	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{\chi}_4 \tilde{\chi}_1^\pm$
233	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{\chi}_1 \tilde{\chi}_2^\pm$
234	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{\chi}_2 \tilde{\chi}_2^\pm$
235	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{\chi}_3 \tilde{\chi}_2^\pm$
236	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{\chi}_4 \tilde{\chi}_2^\pm$
237	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{g} \tilde{\chi}_1$
238	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{g} \tilde{\chi}_2$
239	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{g} \tilde{\chi}_3$
240	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{g} \tilde{\chi}_4$
241	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{g} \tilde{\chi}_1^\pm$
242	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{g} \tilde{\chi}_2^\pm$
243	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{g} \tilde{g}$
244	$gg \rightarrow \tilde{g} \tilde{g}$
246	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_i L \tilde{\chi}_1$
247	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_i R \tilde{\chi}_1$
248	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_i L \tilde{\chi}_2$
249	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_i R \tilde{\chi}_2$
250	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_i L \tilde{\chi}_3$
251	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_i R \tilde{\chi}_3$
252	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_i L \tilde{\chi}_4$
253	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_i R \tilde{\chi}_4$
254	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_j L \tilde{\chi}_1^\pm$
256	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_j L \tilde{\chi}_2^\pm$
258	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_i L \tilde{g}$
259	$f_i g \rightarrow \tilde{q}_i R \tilde{g}$
261	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^*$
262	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{t}_2 \tilde{t}_2^*$

No.	Subproceso
263	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_2^* +$
264	$gg \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^*$
265	$gg \rightarrow \tilde{t}_2 \tilde{t}_2^*$
271	$f_i f_j \rightarrow \tilde{q}_i L \tilde{q}_j L$
272	$f_i f_j \rightarrow \tilde{q}_i R \tilde{q}_j R$
273	$f_i f_j \rightarrow \tilde{q}_i L \tilde{q}_j R +$
274	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{q}_i L \tilde{q}_j^* L$
275	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{q}_i R \tilde{q}_j^* R$
276	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \tilde{q}_i L \tilde{q}_j^* R +$
277	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{q}_j L \tilde{q}_j^* L$
278	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{q}_j R \tilde{q}_j^* R$
279	$gg \rightarrow \tilde{q}_i L \tilde{q}_i^* L$
280	$gg \rightarrow \tilde{q}_i R \tilde{q}_i^* R$
281	$bq_i \rightarrow \tilde{b}_1 \tilde{q}_i L$
282	$bq_i \rightarrow \tilde{b}_2 \tilde{q}_i R$
283	$bq_i \rightarrow \tilde{b}_1 \tilde{q}_i R + \tilde{b}_2 \tilde{q}_i L$
284	$b\bar{q}_i \rightarrow \tilde{b}_1 \tilde{q}_i^* L$
285	$b\bar{q}_i \rightarrow \tilde{b}_2 \tilde{q}_i^* R$
286	$b\bar{q}_i \rightarrow \tilde{b}_1 \tilde{q}_i^* R + \tilde{b}_2 \tilde{q}_i^* L$
287	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{b}_1 \tilde{b}_1^*$
288	$f_i \bar{f}_i \rightarrow \tilde{b}_2 \tilde{b}_2^*$
289	$gg \rightarrow \tilde{b}_1 \tilde{b}_1^*$
290	$gg \rightarrow \tilde{b}_2 \tilde{b}_2^*$
291	$bb \rightarrow \tilde{b}_1 \tilde{b}_1$
292	$bb \rightarrow \tilde{b}_2 \tilde{b}_2$
293	$bb \rightarrow \tilde{b}_1 \tilde{b}_2$
294	$bg \rightarrow \tilde{b}_1 \tilde{g}$
295	$bg \rightarrow \tilde{b}_2 \tilde{g}$
296	$b\bar{b} \rightarrow \tilde{b}_1 \tilde{b}_2^* +$

Apéndice D

Modos de decaimiento de tecnipartículas

En esta apéndice se enumeran los modos de decaimiento de technipartículas definidas en Pythia 6.404.

Código	Canal de decaimiento	Γ_{Tot} (GeV)	B.R. (Γ/Γ_{Tot})
3000111	$\pi_T^0(m = 100.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	1.916×10^{-2}	1.000
3996	$s + \bar{s}$	4.615×10^{-4}	2.409×10^{-2}
3997	$c + \bar{c}$	8.696×10^{-4}	4.540×10^{-2}
3998	$b + \bar{b}$	1.595×10^{-2}	8.327×10^{-1}
3999	$t + \bar{t}$	0.000	0.000
4000	$e^- + e^+$	1.539×10^{-10}	8.035×10^{-9}
4001	$\mu^- + \mu^+$	6.606×10^{-6}	3.449×10^{-4}
4002	$\tau^- + \tau^+$	1.867×10^{-3}	9.749×10^{-2}
4003	$g + g$	0.000	0.000
3000211	$\pi_T^+(m = 100.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	1.102×10^{-2}	1.000
4004	$c + \bar{d}$	2.194×10^{-4}	1.990×10^{-2}
4005	$c + \bar{s}$	2.583×10^{-4}	2.343×10^{-2}
4006	$u + \bar{b}$	4.001×10^{-3}	3.630×10^{-1}
4007	$c + \bar{b}$	6.075×10^{-3}	5.511×10^{-1}
4008	$W^+ + b + \bar{b}$	2.134×10^{-12}	1.936×10^{-10}
4009	$e^+ + \nu_e$	3.848×10^{-11}	3.491×10^{-9}
4010	$\mu^+ + \nu_\mu$	1.652×10^{-6}	1.498×10^{-4}
4011	$\tau^+ + \nu_\tau$	4.670×10^{-4}	4.237×10^{-2}
3000221	$\pi_T^0(m = 110.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	3.705×10^{-2}	1.000
4012	$s + \bar{s}$	5.074×10^{-4}	1.369×10^{-2}
4013	$c + \bar{c}$	9.418×10^{-4}	2.542×10^{-2}
4014	$b + \bar{b}$	1.729×10^{-2}	4.666×10^{-1}
4015	$t + \bar{t}$	0.000	0.000
4016	$e^- + e^+$	1.693×10^{-10}	4.570×10^{-9}
4017	$\mu^- + \mu^+$	7.267×10^{-6}	1.961×10^{-4}
4018	$\tau^- + \tau^+$	2.054×10^{-3}	5.545×10^{-2}
4019	$g + g$	1.625×10^{-2}	4.386×10^{-1}
3000331	$\eta_T^0(m = 350.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	9.511×10^{-2}	1.000
4020	$b + \bar{b}$	4.240×10^{-2}	4.458×10^{-1}
4021	$t + \bar{t}$	0.000	0.000
4022	$g + g$	5.271×10^{-2}	5.542×10^{-1}

3000113	$\rho_T^0(m = 200.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	8.426×10^{-1}	1.000
4023	$W^+ + W^-$	9.372×10^{-2}	1.112×10^{-1}
4024	$W^+ + \pi_T^-$	3.144×10^{-1}	$.732 \times 10^{-1}$
4025	$\pi_T^+ + W^-$	3.144×10^{-1}	3.732×10^{-1}
4026	$\pi_T^+ + \pi_T^-$	0.000	0.000
4027	$\gamma + \pi_T^0$	6.795×10^{-2}	8.065×10^{-2}
4028	$\gamma + \pi_T'^0$	1.846×10^{-2}	2.191×10^{-2}
4029	$Z^0 + \pi_T^0$	1.227×10^{-3}	1.457×10^{-3}
4030	$Z^0 + \pi_T'^0$	0.000	0.000
4031	$d + \bar{d}$	3.855×10^{-3}	4.575×10^{-3}
4032	$u + \bar{u}$	5.495×10^{-3}	6.521×10^{-3}
4033	$s + \bar{s}$	3.855×10^{-3}	4.575×10^{-3}
4034	$c + \bar{c}$	5.494×10^{-3}	6.521×10^{-3}
4035	$b + \bar{b}$	3.851×10^{-3}	4.570×10^{-3}
4036	$t + \bar{t}$	0.000	0.000
4039	$e^- + e^+$	2.426×10^{-3}	2.879×10^{-3}
4040	$\nu_e + \bar{\nu}_e$	8.436×10^{-4}	1.001×10^{-3}
4041	$\mu^- + \mu^+$	2.426×10^{-3}	2.879×10^{-3}
4042	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$	8.436×10^{-4}	1.001×10^{-3}
4043	$\tau^- + \tau^+$	2.426×10^{-3}	2.879×10^{-3}
4044	$\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau$	8.436×10^{-4}	1.001×10^{-3}

3000213	$\rho_T^+(m = 200.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	5.970×10^{-1}	1.0000
4047	$W^+ + Z^0$	6.024×10^{-2}	1.009×10^{-1}
4048	$W^+ + \pi_T^0$	3.144×10^{-1}	5.267×10^{-1}
4049	$\pi_T^+ + Z^0$	1.235×10^{-1}	2.069×10^{-1}
4050	$\pi_T^+ + \pi_T^0$	0.000	0.000
4051	$\pi_T^+ + \gamma$	6.795×10^{-2}	1.138×10^{-1}
4052	$W^+ + \pi_T^{\prime 0}$	1.614×10^{-3}	2.704×10^{-3}
4053	$\bar{d} + u$	9.147×10^{-3}	1.532×10^{-2}
4054	$\bar{d} + c$	4.697×10^{-4}	7.867×10^{-4}
4055	$\bar{d} + t$	2.191×10^{-8}	3.671×10^{-8}
4057	$\bar{s} + u$	4.697×10^{-4}	7.867×10^{-4}
4058	$\bar{s} + c$	9.130×10^{-3}	1.529×10^{-2}
4059	$\bar{s} + t$	1.285×10^{-6}	2.153×10^{-6}
4061	$\bar{b} + u$	2.883×10^{-7}	4.828×10^{-7}
4062	$\bar{b} + c$	1.691×10^{-5}	2.832×10^{-5}
4063	$\bar{b} + t$	7.159×10^{-4}	1.199×10^{-3}
4069	$e^+ + \nu_e$	3.094×10^{-3}	5.183×10^{-3}
4070	$\mu^+ + \nu_\mu$	3.094×10^{-3}	5.183×10^{-3}
4071	$\tau^+ + \nu_\tau$	3.094×10^{-3}	5.182×10^{-3}

3000223	$\omega_T(m = 200.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	1.326×10^{-1}	1.0000
4073	$\gamma + \pi_T^0$	2.448×10^{-2}	1.846×10^{-1}
4074	$Z^0 + \pi_T^0$	5.901×10^{-4}	4.450×10^{-3}
4075	$\gamma + \pi_T^{\prime 0}$	5.124×10^{-2}	3.864×10^{-1}
4076	$Z^0 + \pi_T^{\prime 0}$	0.000	0.000
4077	$W^+ + \pi_T^-$	5.651×10^{-3}	4.262×10^{-2}
4078	$\pi_T^+ + W^-$	5.651×10^{-3}	4.262×10^{-2}
4079	$W^+ + W^-$	2.343×10^{-4}	1.767×10^{-3}
4080	$\pi_T^+ + \pi_T^-$	0.000	0.000
4081	$d + \bar{d}$	2.769×10^{-3}	2.088×10^{-2}
4082	$u + \bar{u}$	6.935×10^{-3}	5.230×10^{-2}
4083	$s + \bar{s}$	2.769×10^{-3}	2.088×10^{-2}
4084	$c + \bar{c}$	6.934×10^{-3}	5.229×10^{-2}
4085	$b + \bar{b}$	2.759×10^{-3}	2.081×10^{-2}
4086	$t + \bar{t}$	0.000	0.000
4089	$e^- + e^+$	5.776×10^{-3}	4.355×10^{-2}
4090	$\nu_e + \bar{\nu}_e$	1.755×10^{-3}	1.323×10^{-2}
4091	$\mu^- + \mu^+$	5.776×10^{-3}	4.355×10^{-2}
4092	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$	1.755×10^{-3}	1.323×10^{-2}
4093	$\tau^- + \tau^+$	5.775×10^{-3}	4.355×10^{-2}
4094	$\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau$	1.755×10^{-3}	1.323×10^{-2}
3100021	$V_{8T}(m = 500.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	2.005×10^2	1.0000
4097	$d + \bar{d}$	6.716×10^{-1}	3.350×10^{-3}
4098	$u + \bar{u}$	6.716×10^{-1}	3.350×10^{-3}
4099	$s + \bar{s}$	6.716×10^{-1}	3.350×10^{-3}
4100	$c + \bar{c}$	6.716×10^{-1}	3.350×10^{-3}
4101	$b + \bar{b}$	1.047×10^2	5.223×10^{-1}
4102	$t + \bar{t}$	9.309×10^1	4.643×10^{-1}

3100111	$\pi_{22_1T}(m = 125.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	2.296×10^{-2}	1.0000
4103	$d + \bar{d}$	0.000	0.000
4104	$u + \bar{u}$	0.000	0.000
4105	$s + \bar{s}$	0.000	0.000
4106	$c + \bar{c}$	0.000	0.000
4107	$b + \bar{b}$	0.000	0.000
4108	$t + \bar{t}$	0.000	0.000
4109	$g + g$	2.296×10^{-2}	1.0000
3200111	$\pi_{22_8T}(m = 250.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	1.889×10^{-1}	1.0000
4110	$d + \bar{d}$	0.000	0.000
4111	$u + \bar{u}$	0.000	0.000
4112	$s + \bar{s}$	0.000	0.000
4113	$c + \bar{c}$	0.000	0.000
4114	$b + \bar{b}$	0.000	0.000
4115	$t + \bar{t}$	0.000	0.000
4116	$g + g$	1.889×10^{-1}	1.0000
3100113	$\rho_{11T}(m = 400.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	9.467	1.0000
4117	$d + \bar{d}$	1.3110	1.385×10^{-2}
4118	$u + \bar{u}$	1.3110	1.385×10^{-2}
4119	$s + \bar{s}$	1.3110	1.385×10^{-2}
4120	$c + \bar{c}$	1.3110	1.385×10^{-2}
4121	$b + \bar{b}$	5.327	5.627×10^{-1}
4122	$t + \bar{t}$	3.566	3.767×10^{-1}
4123	$g + g$	4.904×10^{-1}	5.180×10^{-3}
3200113	$\rho_{12T}(m = 350.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	6.0870	1.0000
4124	$d + \bar{d}$	3.807×10^{-2}	6.254×10^{-3}
4125	$u + \bar{u}$	3.807×10^{-2}	6.254×10^{-3}
4126	$s + \bar{s}$	3.807×10^{-2}	6.254×10^{-3}
4127	$c + \bar{c}$	3.807×10^{-2}	6.254×10^{-3}
4128	$b + \bar{b}$	5.9350	9.750×10^{-1}
4129	$t + \bar{t}$	0.000	0.000

3300113	$\rho_{21T}(m = 350.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	0.000	1.0000
4130	$d + \bar{d}$	0.000	0.000
4131	$u + \bar{u}$	0.000	0.000
4132	$s + \bar{s}$	0.000	0.000
4133	$c + \bar{c}$	0.000	0.000
4134	$b + \bar{b}$	0.000	0.000
4135	$t + \bar{t}$	0.000	0.000
3400113	$\rho_{22T}(m = 300.0 \text{ GeV}) \rightarrow$	2.1750	1.0000
4136	$d + \bar{d}$	3.225×10^{-1}	1.483×10^{-1}
4137	$u + \bar{u}$	3.225×10^{-1}	1.483×10^{-1}
4138	$s + \bar{s}$	3.225×10^{-1}	1.483×10^{-1}
4139	$c + \bar{c}$	3.225×10^{-1}	1.483×10^{-1}
4140	$b + \bar{b}$	3.338×10^{-2}	1.535×10^{-2}
4141	$t + \bar{t}$	0.000	0.000
4142	$g + g$	3.961×10^{-1}	1.821×10^{-1}
4143	$\pi_{22_1T} + g$	3.634×10^{-1}	1.671×10^{-1}
4144	$\pi_{22_8T} + g$	9.188×10^{-2}	4.225×10^{-2}

Bibliografía

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961); Steven Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967); A. Salam, *Proceeding of the Eighth Nobel Symposium*, N. Svartholm (editor), Almqvist and Wiksell, Stockholm (1968), pag. 367.
- [2] A. Pich, [arXiv:hep-ph/9601202].
- [3] M.J. Herrero, [arXiv:hep-ph/9812242].
- [4] C.N. Yang and R.L. Mills, Phys. Rev. **96**, 191 (1954).
- [5] Stefan Pokorski, *Gauge Field Theories 2nd Edition*, Cambridge University Press (2000).
- [6] W.-M. Yao *et al.* (Particle Data Group) Journal of Physics, G **33**, 1 (2006), y actualización parcial del 2007, URL <http://pdg.lbl.gov>
- [7] A. Ferroglia, G. Ossola, A. Sirlin, [arXiv:hep-ph/0406334].
- [8] Nicola Cabibbo, Phys. Rev. Lett, **10**, 531 (1963); M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys, **49**, 652 (1973).
- [9] J.L. Hewett, [arXiv:hep-ph/9810316].
- [10] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev **D2**, 1285 (1970).
- [11] LEP Electroweak Working Group, URL <http://lepewwg.cern.ch/LEPEWWG>.
- [12] G. 't Hooft *et al.* (Ed.) *Recent Developments in Gauge Theories*. NATO Advanced Studies Series Vol. 59, pág. 135. Plenum Press (1980).
- [13] Javier A. Otaola, José Valdés-Galicia, *Los Rayos Cósmicos: Mensajeros de las estrellas*, La Ciencia desde México 108, Fondo de Cultura Económica, México (2002).

-
- [14] V.F. Hess, Phys. Z. **13**, 1084 (1912).
- [15] W. Kohlhörster, Phys. Z. **14**, 1153 (1913).
- [16] M. S. Longair, *High energy astrophysics*, Cambridge University Press, 1983.
- [17] Nobel e-Museum, URL <http://NobelPrize.org>
- [18] Bruno Rossi, *Cosmic Rays*, MacGraw Hill (1964).
- [19] C.M.G. Lattes, H. Muirhead, G. Occhialini and C.F. Powell, Nature, **160**, 453 (1947).
- [20] Kiyoshi Niu, Eiko Mikumo and Yasuko Maeda, Prog. Theor. Phys. **46**, 1644 (1971).
- [21] G. Lemaitre and M.S. Vallarta, Phys. Rev. **43**, 87 (1933).
- [22] Thomas H. Johnson, Phys. Rev. **43**, 834 (1933); Luis Alvarez, Arthur H. Compton, Phys. Rev. **43**, 835 (1933).
- [23] P. Auger, Le Journal de Physique et le Radium, **10**, 39 (1939); Pierre Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and Robley A. Fréon, Rev. Mod. Phys. **11**, 288 (1939).
- [24] John Linsley, Phys. Rev. Lett. **10**, 146 (1963).
- [25] A.A. Penzias, R. Wilson, Astrophys. J. **142**, 419 (1965).
- [26] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966).
- [27] G.T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, Sov. Phys. JETP Lett. **4**, 78 (1966).
- [28] D.J. Bird *et al.* Phys. Rev. Lett. **71**, 3401 (1993); D.J. Bird *et al.* Astrophys. J. **424**, 491 (1994).
- [29] URL <http://www.ast.leeds.ac.uk/haverah/havpark.shtml>
- [30] J.N. Bahcall, E. Waxman, Phys. Lett. **B556**, 1 (2003)
- [31] URL <http://www.physics.usyd.edu.au/hienergy/sugar.html>
- [32] URL <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>

- [33] D.R. Bergman, [arXiv:astro-ph/0507484]
- [34] G. Battistoni, A.F. Grillo, *Introduction to high energy cosmic ray physics*, ICTP School on Non Accelerator Particle Astrophysics, Trieste, Italy, July 17-28, 1995, INFN/AE-96/05.
- [35] Peter L. Bierman and Günter Sigl, [arXiv:astro-ph/0202425].
- [36] R.A. Mewldt, http://www.srl.caltech.edu/personnel/dick/cos_encyc.html, texto publicado en *the Macmillan Encyclopedia of Physics*, en 1996
- [37] URL http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/science/known/cosmic_rays.html
- [38] Pierre Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Frontiers in Physics, Addison-Wesley Pub. (1999).
- [39] J.A. Simpson, Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. **33**, 323 (1983).
- [40] Arnon Dar and A. De Rújula, [arXiv:hep-ph/0606199].
- [41] K.H. Kampert, *et. al*, Acta Phys. Polon. **B35**, 1799-1812 (2004).
- [42] D. Lal, A.J.T. Jull, D. Pollard and L. Vacher, Earth and Plan. Sci. Lett., **234**, 335 (2005).
- [43] URL http://en.wikipedia.org/wiki/Radiocarbon_dating
- [44] L. W. Alvarez, *et al.*, Science **167**, 832 (1970). También se puede ver: Charles G. Wohl, *Scientist as Detective: Luis Alvarez and the Pyramid Burial Chambers, the JFK Assassination and the end of the Dinosaurs*, URL <http://d01bln.lbl.gov/105f06/105f06-wohl-alvarez.pdf>
- [45] Peter K.F. Grieder, *Cosmic Rays at Earth, Researcher's Reference Manual and Data Book*, Capítulo 4, Elsevier, 2001.
- [46] Michael Schirber, *Cosmic Insight into Pyramids, Volcanoes and Nuclear Contraband*, URL http://www.livescience.com/technology/050223_muon_scanners.html
- [47] Robert Roy Brit, *New Device Uses Cosmic Rays to Detect Nuclear Contraband*, URL: http://www.space.com/business/technology/nuclear-detection_030319.html

-
- [48] J. Bardeen, L. Cooper and J. Schriffer, Phys. Rev. **106**, 162 (1962).
- [49] V. Ginburg, L. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).
- [50] S. Weinberg, Phys. Rev. **D13**, 974(1976); Phys. Rev. **D19**, 1277(1979); L.Susskind, Phys. Rev. **D20**, 2619 (1976).
- [51] Stephen F. King, Rep. Prog. Phys. **58** 263 (1995).
- [52] Christopher T. Hill and Elizabeth H. Simmons, Phys. Rep. **381**, 235 (2003).
- [53] Keneth Lane, [arXiv:hep-ph/0202255].
- [54] R. Sekhar Chivukula, [arXiv:hep-ph/9803219].
- [55] R. Sekhar Chivukula and Mitchel Golden, Phys. Rev **D41**, 2795 (1990).
- [56] S. Nussinov, Phys. Lett. **B165**, 55 (1985); R.S. Chivukula, Terry P. Walker, Nucl. Phys. **B329**, 445 (1990); Thomas Applequist, Maurizio Piai and Robert Shrock, Phys. Rev. **D69**, 015002 (2004).
- [57] S. Dimopolus, L. Susskind, Nucl. Phys. **B155**, 237 (1979).
- [58] E. Eichten, K. Lane, Phys. Lett. **B90**, 125 (1980).
- [59] Kenneth Lane, Phys. Rev. **D10**, 2605 (1994); H.D. Politzer, Nucl. Phys. **B117**, 397 (1976).
- [60] S. Raby, S. Dimopoulos and L. Susskind, Nucl. Phys. **B191**, 373 (1980); H. Georgi, L. Hall, M. Wise, Phys. Lett. **B102**, 315 (1981); S. Dimopoulos, H. Georgi and S. Raby, Phys. Lett. **B127**, 101 (1983).
- [61] Michael E. Peskin and Tatsu Tekeuchi, Phys. Rev. Lett **65**, 964 (1990); Phys. Rev. **D46**, 381 (1992).
- [62] Deog Ki Hong and Ho-Ung Yee, Phys. Rev. **D74**, 015011 (2006). Kaustubh Agashe, *et al.* JHEP, **12**, 003 (2007).
- [63] Johannes Hirn and Verónica Sanz, Phys. Rev. Lett **97**, 121803 (2006).
- [64] Nobuhiro Maekawa, Prog. Theor. Phys. **93**, 919 (1995).

- [65] Bob Holdom, Phys. Rev. Lett **24**, 1441 (1981); Phys. Lett. **150**, 301 (1985).
- [66] K. Yamawaki, M. Bando and K. Matumoto, Phys. Rev. Lett **56**, 1335 (1986).
- [67] T. Appelquist and L.C.R. Wijewardhana, Phys. Rev. **D35**, 774 (1987); Phys. Rev. **D36**, 568 (1987).
- [68] T. Appelquist, D. Karabali and L.C.R. Wijewardhana, Phys. Rev. Lett **57**, 957 (1986).
- [69] The Tevatron Electroweak Working Group, para las colaboraciones CDF y DØ, [arXiv:hep-ex/0703034] .
- [70] V.A. Miranski, Masahuru Tanabashi, Koichi Yamawaki, Mod. Phys. Lett. **A4**, 1043 (1989); Phys. Lett. **B221**, 177 (1989); William J. Marciano, Phys. Rev. Lett **62**, 2793 (1989).
- [71] William A. Bardeen, Christopher T. Hill, Manfred Lindner, Phys. Rev. **D41**, 1647 (1990).
- [72] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122**, 345 (1961).
- [73] C.T. Hill, Phys. Lett. **B266**, 419 (1991); Phys. Lett. **B345**, 489 (1995).
- [74] H. Pagels and S. Stokar, Phys. Rev. **D20**, 2947 (1979).
- [75] Kenneth Lane, Phys. Rev. **D60**, 075007 (1999); arXiv:hep-ph/9903372; Kenneth Lane, Stephen Mrenna, Phys. Rev. **D67**, 115011 (2003).
- [76] Kaneth Lane, arXiv:hep-ph/9903372.
- [77] Estia Eichten, Kennet Lane, John Womersley, Phys. Lett. **B405**, 305 (1997).
- [78] CDF Collaboration (F. Abe *et al.*) Phys. Rev. Lett **83**, 3124 (1999).
- [79] DEPHI Collaboration (J. Abdallah *et al.*) Eur. Phys. J. **C22**, 17 (2001).
- [80] P. Kreuzer, CERN-CMS-NOTE-2006-135, julio 17 del 2006.
- [81] René Luna García, *Análisis de modelos hadrónicos y su influencia en los chubascos atmosféricos (SIBYLL y QGSJET)*, Tesis de Doctorado, Departamento de Física, Cinvestav 2004.

- [82] <http://www-cdf.fnal.gov/PES/sdd.html>;
O.Nachtmann, [arXiv:hep-ph/0312279].
- [83] A.B. Kaidalov and K.A. Ter-Martirosyan, Sov. J. Nucl. Phys. **39**, 979 (1984) y
Sov. J. Nucl. Phys. **40**, 135 (1984); A.B. Kaidalov and O.I. Piskunova, Z. Phys.
C30, 145 (1986).
- [84] Ralph Engel, J. Phys. Conference Series **47**, 213 (2006).
- [85] Sergey Ostapchenko, [arXiv:astro-ph/0607788].
- [86] J. Ranft, Phys. Rev. **D51**, 64 (1995); S Roesler, R. Engel and J. Ranft, 27th
International Cosmic Ray Conference (ICRC 2001), Hamburgo, Alemania, 7-15
agosto del 2001, p. 439.
- [87] H.J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog and K. Werner, Phys.
Rep. **350**, 93 (2001); T. Piero, H.J. Drescher, F. Liu, S. Ostapchenko and K.
Werner, Nucl. Phys. **A715**, 895 (2003).
- [88] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I. Pavlov, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)
52B, 17 (1997).
- [89] S. Ostapchenko, [arXiv:hep-ph/0501093].
- [90] J. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, Phys. Rev. **D46**, 5013 (1992);
R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, Phys. Rev. **D50**, 5710
(1994); R. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, Proceedings of the 26th
International Cosmic Ray Conference (Salt Lake City) vol. 1, p. 415, 1999.
- [91] K. Werner, F.m. Liu, T. Pierog, Phys. Rev. **C74**, 044902 (2006).
- [92] B. Andersson *et al.*, Phys. Rep. **97**, 31 (1983).
- [93] S.S. Ostapchenko, Csech, J. Phys. **56**, A149 (2006).
- [94] <http://pdg.lbl.gov/2007/hadronic-xsections/hadron.html>.
- [95] M. Honda *et al.* Phys. Rev. Lett **70**, 525 (1993).
- [96] R.M. Baltrusaitis *et al.*, Phys. Rev. Lett **52**, 1380 (1984).

- [97] R. Luna, A. Zepeda, C.A. García Canal and S.J. Sciutto, Phys. Rev. **D70**, 114034 (2004).
- [98] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands, JHEP **0605**, 026 (2006).
- [99] G. Corcella *et al.* JHEP, 010 (2001).
- [100] F.E. Paige, S.D. Propoyescu, H. Baer. X. Tata, arXiv:hep-ph/0312045.
- [101] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, A. Schaelicke, S. Schumann, J. Winter, JHEP **0402**, 056 (2004).
- [102] E. Boos *et al.*, [arXiv:hep-ph/0109068].
- [103] Donnachie y Landshoff, Phys. Lett. **B296**, 227 (1992)
- [104] G.A. Schuler, T. Sjöstrand, Nucl. Phys. **B407**, 539 (1993).
- [105] Para calcular las de Función de Distribución Partónica en línea:
<http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf.html>.
- [106] BC: (Bubble Chambers) J. Benecke *et al.* Nucl. Phys. **B76**, 29 (1974); W.M. Morse, *et al.*, Phys. Rev. **D15**, 66 (1977).
ISR: A. Breakestone *et al.*, Phys. Rev. **D30**, 528 (1984).
UA5: G.J. Alner *et al.*, Phys. Lett. **B167**, 476 (1986); R.E. Ansorge *et al.*, Z. Phys. **C43**, 357 (1989).
E735: T. Alexopoulos *et al.*, Phys. Lett. **B435**, 453 (1998); S.G. Martinian and W.D. Walker, Phys. Rev. **D59**, 034022 (1999).
CDF: F. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D50**, 5550 (1994).
- [107] Alner et al. (UA5 Collaboration), Phys. Rep. **154**, 247 (1987) y referencias ahí citadas.
- [108] Hugo W. Bertini, Phys. Rev. **188**, 1711 (1969); Aatos Heikkinen, Nikita Stepanov, CHEP 2003, La Jolla, California, March 24-28 2003.
- [109] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, Report **FZKA 6019** (1998), Forschungszentrum Karlsruhe; D. Heck and J. Knapp, Report **FZKA 6097** (1998), Forschungszentrum Karlsruhe.

-
- [110] T. Antoni et al., (KASCADE Collaboration), Nucl. Instr. Meth. **A513** 490 (2003).
- [111] T. Pierog *et al.* Nucl. Phys. B (Proc. Sup) 151 (2006) Proceedings of 13th International Symposium on Very High-Energy Cosmic Ray Interactions at the NESTOR Institute, Pylos, Greece, 6-12 Sep 2004, [arXve:astro-ph/0411260].
- [112] Hans-Joachim Drescher and Glennys Farrar, Phys. Rev. **D67**, 054030 (2003).
- [113] S.J. Sciutto, AIREs *User's Manual and Reference Guide*; versión 2.6.0 (2002); <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires>.
- [114] A.M. Hillas, Proceedings of the 19th ICRC (La Jolla, California), 1, 155 (1985).
- [115] Keneth Lane, Phys. Rev. **D10**, 2605 (1974).
- [116] D. Atkinson y P.W. Johnson, J. Math. Phys. **28**, 2488 (1987); J. Math. Phys. **28**, 2494 (1987).