



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

Facultad de Ciencias Exactas
Departamento de Física

TESIS DOCTORAL

INTERACCIONES FUERTES Y
ELECTRODÉBILES EN MEDIOS EXTENSOS

LIC. LAURA R. CALCAGNI

Dirección
DR. SERGIO J. SCIUTTO

2023

Interacciones fuertes y electrodébiles en medios extensos

Resumen

La continua actualización y perfeccionamiento de los simuladores computacionales de cascadas de partículas secundarias que se producen cuando rayos cósmicos de alta energía ingresan en un medio extenso como lo es la atmósfera terrestre, resulta imprescindible para continuar con las investigaciones en este campo.

En el presente trabajo se estudia uno de los simuladores más utilizados por la comunidad de científicos que se dedican al estudio de rayos cósmicos: AIRES.

Actualmente se halla en curso un importante esfuerzo de desarrollo para extender el rango de validez de las simulaciones realizadas con este paquete de *software* hacia energías más bajas. Por tal motivo, en este trabajo se comparan desarrollos de cascadas electromagnéticas entre AIRES y otros simuladores más apropiados para operar a bajas energías, como lo son EGS5 y GEANT4. Para este análisis se estudian distintas magnitudes de interés, como lo son el desarrollo longitudinal de la cascada, su dispersión lateral y su distribución de energía.

Por otro lado, siendo que las interacciones de naturaleza hadrónica no se encuentran descritas de forma cerrada hasta el momento y que para su descripción y/o simulación se requiere recurrir a modelos fenomenológicos, se comparan entre sí los distintos modelos hadrónicos SIBYLL, QGSJET y EPOS, que se utilizan dentro de AIRES para simular las interacciones hadrónicas en las cascadas atmosféricas. Este estudio se lleva a cabo tanto con las versiones pre- como post-LHC de los modelos hadrónicos. Se evalúan distintos observables de interés en el estudio de cascadas atmosféricas, como lo son la multiplicidad de las partículas, inelasticidad de las colisiones y distribuciones de pseudorapidez, entre otras. Además, se analiza el impacto que pueden tener los distintos modelos hadrónicos en el número de muones que son producidos cuando se simulan las cascadas atmosféricas, ya que en el presente, existe una discrepancia entre este valor y los datos experimentales que se observan.

Strong and electroweak interactions in extensive media

Abstract

The continuous updating and improvement of computer simulators of cascades of secondary particles that are produced when high-energy cosmic rays enter an extensive medium such as the Earth's atmosphere is essential to continue research in this field.

In this Thesis one of the most widely used simulators by the community of scientists dedicated to the study of cosmic rays is examined: AIRES.

There is an ongoing effort to extend the range of validity of simulations performed with this software package towards lower energies. For this reason, the developments of electromagnetic cascades between AIRES and other simulators more appropriate for operating at lower energies such as EGS5 and GEANT4 are compared. Various quantities of interest are analyzed, such as the longitudinal development of the cascade, its lateral dispersion, and its energy distribution.

On the other hand, since the hadronic interactions are not yet fully described and require the use of phenomenological models for their description and/or simulation, the different hadronic models SIBYLL, QGSJET, and EPOS, used within AIRES to simulate hadronic interactions in atmospheric cascades, are compared. This study is carried out with both pre- and post-LHC versions of the hadronic models, and various observables of interest in the study of atmospheric cascades are evaluated, such as particle multiplicity, collision inelasticity, and pseudorapidity distributions, among others. In addition, the impact that different hadronic models can have on the number of muons produced when simulating atmospheric cascades is analyzed, as there is currently a discrepancy between this value and the experimental data observed.

Agradecimientos

Quiero expresar mi más sincero agradecimiento a mi Director de Tesis, Sergio Sciutto, por su guía, apoyo y motivación durante el desarrollo de mi doctorado. Además de su experiencia en el área de Física de Partículas, su conocimiento riguroso en programación y aptitudes computacionales fueron fundamentales para permitirme desarrollar habilidades técnicas que han resultado inestimablemente útiles para la realización de este trabajo y para mi formación. Por sobre todo, quiero agradecer su disposición y paciencia para escuchar mis inquietudes con apertura, permitiéndome así desarrollar este trabajo de investigación con éxito.

A lo largo de mi doctorado, tuve la suerte de contar con el apoyo constante y la orientación de Carlos García Canal, quien me brindó valiosas sugerencias y comentarios sobre mis avances. Ha sido quien me introdujo, con una capacidad indiscutible para explicar con claridad conceptos complejos, en el Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales, despertando así mi interés en este fascinante campo de la Física. Su acompañamiento ha sido una experiencia enriquecedora y transformadora en mi carrera académica y su entusiasmo y dedicación por la investigación fueron una gran inspiración para mí.

Laura R. Calcagni

La Plata, Argentina, Abril 2023

ÍNDICE GENERAL

1	Interacciones fuertes y electrodébiles	7
1.1	Conceptos preliminares	9
1.1.1	Simetrías	10
1.1.2	Grupos	11
1.1.3	Principio de gauge y renormalización	17
1.2	Constituyentes del Modelo Estándar	19
1.2.1	Partículas elementales	19
1.2.2	Partículas no elementales: los hadrones	22
1.2.3	Interacciones fundamentales	26
1.3	Formalismo del Modelo Estándar	28
1.3.1	Interacciones electrodébiles	29
1.3.2	Interacciones fuertes	33
2	Interacciones de partículas en medios extensos	37
2.1	Conceptos preliminares	39
2.1.1	Sección eficaz total, parcial y diferencial	40
2.1.2	Camino libre medio	42
2.1.3	Parámetro de impacto	42
2.1.4	Elasticidad	43
2.1.5	Rapidez y pseudorapidez	43
2.2	Interacciones electromagnéticas	44
2.2.1	Interacciones de partículas cargadas	44
2.2.2	Interacciones de fotones	51
2.3	Fenomenología de las interacciones hadrónicas	55
2.3.1	Partículas <i>leading</i>	55
2.3.2	Lluvias partónicas, proceso de hadronización y <i>jets</i>	56
2.3.3	Modelos fenomenológicos	57
2.4	Pasaje de rayos cósmicos a través de la atmósfera terrestre	58
2.4.1	La atmósfera	58
2.4.2	Rayos cósmicos	61

2.4.3	Cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos	63
2.4.4	El Observatorio Pierre Auger	68
3	Métodos y herramientas computacionales en HEP	71
3.1	Introducción	73
3.2	Simulaciones computacionales Monte Carlo	74
3.2.1	Generadores de números aleatorios	74
3.2.2	Métodos de muestreo	77
3.3	Simulaciones Monte Carlo en física de partículas	81
3.3.1	Simulaciones de eventos electromagnéticos	82
3.3.2	Simulaciones de eventos hadrónicos	85
3.3.3	Simulaciones de la propagación de rayos cósmicos en la atmósfera terrestre	88
3.4	Herramientas computacionales de análisis	89
3.4.1	HBOOK, PAW y PIAF	89
3.4.2	ROOT	89
3.4.3	DIANA/HEP	90
4	Comparación de simuladores de cascadas electromagnéticas	93
4.1	Introducción	95
4.2	Simulaciones	96
4.3	Resultados	97
4.3.1	Desarrollo longitudinal	97
4.3.2	Dispersión lateral	101
4.3.3	Distribuciones de energía	108
5	Comparación de modelos hadrónicos post-LHC	115
5.1	Introducción	117
5.1.1	El LHC	119
5.2	Modelo de Glauber	120
5.2.1	Modelo de Glauber exacto	122
5.2.2	Aproximación en el límite óptico	127
5.2.3	Método Monte Carlo	129
5.3	Simulaciones	131

5.4	Resultados	134
5.4.1	Multiplicidad de las partículas secundarias	134
5.4.2	Eventos VELP	135
5.4.3	Tipos de partículas	137
5.4.4	Distribuciones de pseudorapidez	142
5.4.5	Distribuciones de profundidades de producción de muones .	144
5.5	Modelos hadrónicos post-LHC y componente muónica de cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos	146
5.5.1	Análisis de la producción de (anti)bariones	147
5.5.2	Análisis del intercambio de mesones ($\pi \leftrightarrow K$)	148
5.5.3	Análisis de la producción de mesones ρ^0	150
6	Conclusiones	151
	Bibliografía	155

INTRODUCCIÓN

El estudio de las interacciones que sufren haces de partículas y/o radiación al atravesar un medio material ha sido motivo de numerosas publicaciones científicas desde hace ya varias décadas. Este tema mantiene su interés para la investigación en Física, tanto experimental como teórica, en un variado conjunto de áreas en donde estas interacciones juegan un papel importante, como por ejemplo la Física de Altas Energías, Física de Astropartículas o la Física Médica.

Debido a la complejidad de los procesos involucrados, las interacciones antes mencionadas deben ser estudiadas con la ayuda de métodos de cálculo numérico automático. Esto se realiza principalmente por medio de simulaciones computacionales Monte Carlo, de modo que la casi totalidad de las investigaciones que se llevan a cabo están indisolublemente ligada al desarrollo, implementación y uso de aplicaciones informáticas de alta prestación.

En los últimos años, y gracias al notable crecimiento de la capacidad de cálculo y procesamiento de datos de las computadoras, las simulaciones computacionales de las interacciones entre radiación, partículas y materia, se han perfeccionado en grado suficiente como para que sea posible concebir su aplicación en diversas áreas. No obstante estos avances, existen aún varios aspectos de los procedimientos que requieren ser mejorados significativamente.

Cabe destacar también que diversos procesos que ocurren durante el pasaje de partículas a través de un medio material, como lo son las interacciones de naturaleza hadrónica, no han podido aún ser descritas en forma cerrada y

completa, y por lo tanto continúan siendo en el presente temas activamente abiertos a la investigación.

Al contrario de las interacciones electromagnéticas, que se encuentran muy bien entendidas en el presente y descritas dentro del Modelo Estándar mediante la electrodinámica cuántica, para las interacciones hadrónicas no se conoce aún una teoría que permita describirlas en su totalidad.

Existen argumentos muy fuertes para considerar que la teoría subyacente que describe las interacciones entre hadrones es la cromodinámica cuántica (QCD). Esta teoría explica las interacciones fuertes entre quarks y gluones y presenta una propiedad conocida como *libertad asintótica*, que implica que a grandes distancias (bajas energías) los quarks se comportan como entes quasi libres. Esto resulta como consecuencia de que la constante de acoplamiento de las interacciones fuertes disminuye a medida que la energía de las mismas aumenta.

En este régimen de bajas energías (o grandes distancias) no pueden ser utilizados cálculos perturbativos para la descripción de las interacciones hadrónicas y por lo tanto es necesario recurrir a modelos fenomenológicos.

En este trabajo se estudian las interacciones entre partículas que ocurren cuando estas atraviesan medios extensos. La atmósfera terrestre constituye un medio extenso por excelencia en el cual puede estudiarse el pasaje de rayos cósmicos que alcanzan la atmósfera terrestre desde el espacio exterior. La manera usual de estudiar las propiedades de los rayos cósmicos es mediante la realización de simulaciones computacionales de los desarrollos de las cascadas de partículas secundarias que estos provocan cuando ingresan en la atmósfera. Así, los resultados de estas simulaciones pueden compararse luego con los datos que se obtienen en los experimentos en los cuales pueden detectarse estas partículas secundarias. Las simulaciones deben tener en cuenta tanto las interacciones electrodébiles como fuertes que ocurren dentro de la cascada de partículas secundarias y, por tanto, deben involucrar modelos fenomenológicos que permitan describir las interacciones entre hadrones.

La motivación de este estudio tiene, al menos, dos fundamentos bien definidos: por un lado, el análisis de las interacciones que sufren en la atmósfera terrestre los rayos cósmicos de alta energía permite el estudio y la comparación de mode-

los hadrónicos fenomenológicos desarrollados hasta el momento. Estos modelos utilizan la cromodinámica cuántica perturbativa (pQCD) para la descripción de los procesos *hard*, combinada con modelos basados, en general, en la teoría de Gribov-Regee para la descripción de los procesos *soft*, en donde la pQCD no puede ser aplicada.

Por otro lado, los rayos cósmicos en sí mismos constituyen un tema de investigación, ya que si bien desde hace casi un siglo se conoce la existencia de estas partículas, y a pesar de que en los últimos años se han realizado avances importantes en su estudio, aún existen preguntas fundamentales que no han podido ser respondidas. La pregunta central que no se ha podido aún dilucidar y a partir de la cual se derivan otras es cuál es el origen de estos rayos cósmicos. El estudio de las fuentes que producen rayos cósmicos implica el conocimiento y entendimiento de los mecanismos de aceleración involucrados, de su propagación en el medio interestelar e intergaláctico, de su composición, su espectro de energías y la distribución de direcciones de arribo, entre otros.

Uno de los paquetes de *software* para simular cascadas atmosféricas más utilizados por la comunidad de científicos que se dedican a estudio de rayos cósmicos es AIRES [1]. Este sistema permite simular una propagación espacio-temporal de las partículas detallada, que incluye la curvatura del suelo, el campo geomagnético y todos los procesos físicos que son estadísticamente relevantes para las cascadas atmosféricas [2]. AIRES permite simular las interacciones electromagnéticas que ocurren dentro de la cascada y para las interacciones hadrónicas utiliza modelos externos como lo son SIBYLL [3, 4], EPOS [5, 6] y QGSJET [7, 8].

El desarrollo y perfeccionamiento continuo de los simuladores de cascadas atmosféricas iniciadas por rayos cósmicos resulta imprescindible para continuar con las investigaciones antes mencionadas y que resultan de gran relevancia en el área de Física de Altas Energías y Física de Astropartículas.

Teniendo en cuenta lo anterior, actualmente se halla en curso un importante esfuerzo de desarrollo en AIRES con el objetivo de extender el rango de validez de las simulaciones hacia energías más bajas. Es por ello que el presente trabajo de tesis incluye un estudio comparativo de simulaciones de cascadas electromagnéticas entre AIRES y otros simuladores que permiten el estudio de las mismas a

energías bajas, siendo los más apropiados con este fin aquellos que suelen utilizarse en el ámbito médico o en la simulación de detectores de radiación, como lo son EGS5 [9] o GEANT4 [10].

Por otro lado, en este trabajo se comparan entre sí los distintos modelos hadrónicos SIBYLL, QGSJET y EPOS que se utilizan dentro de AIRES para simular las interacciones hadrónicas en las cascadas atmosféricas. Estos modelos hadrónicos han actualizado sus versiones con los datos obtenidos luego del *run I* del LHC (denominados modelos hadrónicos post-LHC). De esta manera, también se comparan los resultados de las simulaciones realizadas con las versiones pre-LHC (SIBYLL 2.1 [3], QGSJET-II-03 [7] y EPOS 1.99 [11]) y las nuevas versiones post-LHC (2.3 [4] y 2.3c [12], QGSJET-II-04 [8] y EPOS-LHC [6]).

La organización de este trabajo se presenta como se indica a continuación.

En el Capítulo 1 se describe el marco teórico en el que se encuadran los estudios de esta tesis: el Modelo Estándar de las interacciones fundamentales, que describe todas las partículas elementales conocidas y sus interacciones.

El Capítulo 2 comprende la descripción de interacciones que sufren haces de partículas en medios materiales, en particular cuando este medio resulta ser la atmósfera terrestre. Se describen así, las cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos y se comenta sobre el mayor experimento actual para la detección de los mismos: el Observatorio Pierre Auger.

El Capítulo 3 presenta una introducción a las simulaciones computacionales Monte Carlo y describe los simuladores de partículas que se han utilizado en este trabajo. En los Capítulos 4 y 5 se presentan los resultados de los estudios antes mencionados: en el Capítulo 4 se comparan los resultados de simulaciones de cascadas electromagnéticas realizadas con AIRES, GEANT4 y EGS5, que se inician cuando fotones o electrones atraviesan un medio de composición similar a la atmósfera terrestre [13, 14]. Para este análisis se analizan distintas magnitudes de interés, como lo son: el desarrollo longitudinal de la cascada, su dispersión lateral y su distribución de energía.

Por su parte, en el Capítulo 5 se comparan los resultados de simulaciones de interacciones hadrónicas realizadas con AIRES y utilizando los distintos modelos hadrónicos SIBYLL, QGSJET y EPOS, tanto sus versiones pre- como post-LHC

[15, 16, 17]. Se evalúan en este análisis distintos observables que se relacionan con el estudio del desarrollo de cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos, como lo son la multiplicidad de las partículas secundarias, la inelasticidad de las colisiones, la fracción de partículas producidas de cada tipo, las distribuciones de pseudorapidez y las distribuciones de profundidades de producción de muones (MDP). Finalmente, se analiza más en detalle la componente muónica de las cascadas atmosféricas y se evalúan los resultados de los modelos hadrónicos en relación al número de muones que se producen en las simulaciones de estas cascadas [18].

Las conclusiones finales de este trabajo se presentan en el Capítulo 6.

1

INTERACCIONES FUERTES Y ELECTRODÉBILES

Índice

1.1	Conceptos preliminares	9
1.1.1	Simetrías	10
1.1.2	Grupos	11
1.1.3	Principio de gauge y renormalización	17
1.2	Constituyentes del Modelo Estándar	19
1.2.1	Partículas elementales	19
1.2.2	Partículas no elementales: los hadrones	22
1.2.3	Interacciones fundamentales	26
1.3	Formalismo del Modelo Estándar	28
1.3.1	Interacciones electrodébiles	29
1.3.2	Interacciones fuertes	33

1.1 Conceptos preliminares

El Modelo Estándar (SM) es una teoría que describe todas las partículas elementales conocidas y sus interacciones a través de las fuerzas electromagnética, débil y fuerte (no incluye la interacción gravitatoria). Es una teoría cuántica de campos renormalizable que unifica la teoría electrodébil (EWT) y la cromodinámica cuántica (QCD), ambas teorías de gauge, en una única teoría cuántica de campos (QFT) de gauge. Las predicciones del SM, cuantitativas y cualitativas, han sido verificadas experimentalmente con gran precisión.

La base teórica sobre la que se construye el SM la proporciona la Teoría Cuántica de Campos (QFT), un marco que concilia la mecánica cuántica y la relatividad especial y en el cual las partículas pueden describirse mediante campos cuánticos. De acuerdo al SM, las partículas relativistas surgen como excitaciones cuantizadas de campos, donde un campo es una función que asocia un escalar, un vector o un tensor a cada punto del espacio-tiempo.

Dado que se pretende comprender procesos que ocurren a escalas muy pequeñas, o *cuánticas*, y a muy altas energías, o *relativistas*, una pregunta que puede surgir es por qué es necesario para este estudio cuantificar campos en lugar de cuantificar partículas relativistas. Formular una versión relativista de una ecuación similar a la ecuación de Schrödinger para una partícula encuentra serios problemas, como la aparición de probabilidades negativas, rompimiento de causalidad, etc. Es este fracaso el que promueve el desarrollo de un nuevo formalismo y que resulta en la Teoría Cuántica de Campos.

Antes de comenzar con la descripción de los constituyentes del SM se revisarán a continuación algunos conceptos fundamentales que sirven como base para comprender la formulación del SM, como lo son las simetrías o el principio de gauge, ligado al concepto de renormalización.

1.1.1 Simetrías

El Modelo Estándar se construye tomando como base consideraciones basadas en simetrías. De manera general, las simetrías se pueden distinguir entre *simetrías discretas* y *simetrías continuas*.

Las simetrías discretas corresponden a algún tipo de reflexión y como ejemplo de ellas se pueden mencionar la paridad (P), conjugación de carga (C) o inversión temporal (T).

Por otro lado, las simetrías también se pueden clasificar en *espacio-temporales* (o *geométricas*), cuando operan sobre las coordenadas espacio-temporales, e *internas*, cuando se aplican sobre el espacio interno de los campos que describen la teoría. Existen dos tipos de simetrías internas: las *globales*, en las cuales los parámetros de la transformación no dependen de las coordenadas espaciotemporales y, por el contrario, las *locales* (también llamadas *de gauge*), cuando la magnitud de la transformación es distinta en diferentes puntos del espacio-tiempo.

El papel fundamental que cumplen las simetrías en la física se volvió visible en 1917, cuando E. Noether publicó el teorema que lleva su nombre [19] y que establece que cada simetría continua está conectada con una cantidad conservada. En otras palabras, cada una de estas simetrías corresponde a una ley de conservación y cada ley de conservación revela entonces una simetría.

En Teoría Cuántica de Campos, las simetrías se introducen suponiendo que los operadores transforman estados de manera que dejan los observables físicos sin ningún cambio. En particular, la teoría se formula de manera que:

- 1) El estado fundamental, base o de vacío ($|0\rangle$) permanece invariante

$$P|0\rangle = |0\rangle \quad C|0\rangle = |0\rangle \quad T|0\rangle = |0\rangle$$

Siendo en este ejemplo P , C y T los operadores paridad (unitario), conjugación de la carga (unitario) y de reversión temporal (antiunitario), respectivamente.

- 2) La acción S permanece invariante

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(t, x) \longrightarrow S,$$

donde \mathcal{L} representa la densidad lagrangiana del sistema.

Ruptura de simetría

Cuando las simetrías están rotas las condiciones anteriores se pierden. La simetría se rompe:

- *Espontáneamente*, si no se cumple la condición 1.
- *Explícitamente*, si no se cumple la condición 2.

Caben mencionar en esta sección las *anomalías*. Por anomalía se entiende la invalidez de una simetría de la acción clásica debido al proceso de cuantificación.

1.1.2 Grupos

La rama de la Matemática que subyace al estudio de las simetrías es la Teoría de Grupos, ya que las transformaciones de simetrías normalmente definen lo que es conocido matemáticamente como un *grupo*. Siendo este un tema fundamental para permitir una descripción adecuada del SM, esta sección —basada, fundamentalmente, en [20]— involucra algunas definiciones que resultan relevantes para una mejor comprensión y completitud de la sección 1.3.

Definición 1.1.1 (Grupo). Un grupo G es un conjunto de elementos g_1, g_2, \dots más una operación \bullet que conecta dos elementos del conjunto. Dicha operación, llamada *ley de multiplicación* debe satisfacer cuatro propiedades:

- $\forall g_1, g_2 \in G, g_1 \bullet g_2 \in G$. (*Clausura*).

- $\forall g_1, g_2, g_3 \in G, g_1 \bullet (g_2 \bullet g_3) = (g_1 \bullet g_2) \bullet g_3$. (*Asociatividad*).
- $\exists e \in G$, tal que $\forall g_1 \in G, g_1 \bullet e = e \bullet g_1 = g_1$. (*Identidad*).
- $\forall g_1 \in G, \exists g_1^{-1} \in G$ tal que $g_1 \bullet g_1^{-1} = g_1^{-1} \bullet g_1 = e$. (*Elemento inverso*).

Se definen a continuación algunos tipos de grupos que se encuentran en la descripción matemática del Modelo Estándar:

- *Abeliano*: Un grupo es *abeliano* si satisface la propiedad de conmutatividad ($g_1 \bullet g_2 = g_2 \bullet g_1$). Por el contrario, los grupos *no abelianos*, no cumplen con esta propiedad.
- *de Lie*: Si sus elementos dependen de forma continua y diferenciable de un conjunto de parámetros reales.
- *Unitario* (de grado n) $U(n)$: Si los elementos del grupo pueden representarse mediante matrices unitarias de dimensión n .
- *Especial* (S): Si los elementos del grupo pueden representarse mediante matrices con determinante igual a 1.

Se dice que un grupo es *finito* si tiene sólo un número finito de elementos. El número de elementos en un grupo se conoce como su orden.

Un grupo $U(n)$ puede pensarse como el producto de dos subgrupos (un subconjunto de un grupo que también es un grupo). Esto es así porque cualquier matriz unitaria se puede escribir como el producto de una matriz unitaria de determinante igual a 1, que corresponde a un grupo S , y una fase global, que se puede representar mediante un grupo $U(1)$. De esta manera, un grupo $U(n)$ puede representarse como $SU(n) \times U(1)$.

Definición 1.1.2 (Representación de un grupo). Dado un grupo $G = g_1, g_2, \dots$, si por cada elemento i del grupo existe una matriz $D(g_i)$ de $n \times n$, de forma tal que preserva la multiplicación de grupo:

$$D(g_1)D(g_2) = D(g_1g_2) \forall g_1, g_2 \in G, \quad (1.1)$$

entonces D conforma una *representación* del grupo G .

Si existe una matriz no singular M , de forma tal que todas las matrices en la representación pueden ser transformadas a su forma diagonal en bloque, es decir:

$$MD(g_i)M^{-1} = \begin{pmatrix} D_1(g_i) & 0 & 0 \\ 0 & D_2(g_i) & 0 \\ 0 & 0 & \ddots \end{pmatrix} \forall g_i \in G, \quad (1.2)$$

entonces $D(g_i)$ se denomina *representación reducible*. Caso contrario, se trata de una representación *irreducible*.

Si G es un grupo de simetría de una teoría que describe un sistema físico, es decir, que le impone condiciones al Lagrangiano del sistema de manera que la acción es invariante bajo las transformaciones de G , entonces esto significa que los estados del sistema se transforman unos en otros según alguna *representación* del grupo G .

Grupos de Lie

Como se ha comentado previamente, la teoría de grupos juega un papel fundamental en la física de partículas (y en la física en general). En particular, son los grupos de Lie los que nos permiten comprender el formalismo del SM. A continuación se clasifican algunos de estos grupos que son relevantes para la descripción del SM.

Para n dimensiones, el grupo de Lie mayor y más general está compuesto por todas las matrices $n \times n$ no singulares con elementos dentro del conjunto de números complejos. Este grupo se denomina *Grupo General Lineal* y se denota como $GL(n, \mathbb{C})$. Básicamente, este grupo preserva todos los puntos del espacio en el espacio. El grupo $GL(n, \mathbb{R})$ es un subgrupo de $GL(n, \mathbb{C})$.

Otro subgrupo de este grupo es el *Grupo Especial Lineal* $SL(n, \mathbb{C})$, que a su vez contiene al subgrupo $SL(n, \mathbb{R})$. Este conjunto no sólo preserva los puntos

en el espacio, sino también volúmenes. Esto tiene que ver con el hecho de que, como se ha definido previamente, los elementos de los grupos especiales pueden representarse con matrices de determinante 1 y, como se sabe, el determinante de una matriz se relaciona con el volumen de un paralelepípedo definido por los vectores, en el origen, que conforman esa matriz. Si se desea conservar el volumen bajo transformaciones lineales, entonces el determinante debe ser 1.

El subgrupo que contiene rotaciones generalizadas en n dimensiones, cuyos elementos son matrices ortogonales (con $\det = \pm 1$) se denomina *Grupo Ortogonal* $O(n, \mathbb{C})$, que contiene a $O(n, \mathbb{R})$ (aunque, en general, no se definen matrices ortogonales en el espacio de números complejos). Si además se restringe que las matrices tengan determinante igual a 1, positivo, entonces se trata del *Grupo Especial Ortogonal* $SO(n)$, estos grupos preservan el espacio, radio, el volumen, y a diferencia de los grupos ortogonales no especiales, también el sentido del espacio (es aplicable la regla de la mano derecha).

La Figura 1.1 resume los grupos de Lie más importantes y descritos en esta subsección para la descripción del SM. Los grupos $U(n)$ y $SU(n)$ ya se han definido anteriormente.

Generadores de grupo

Se pueden denotar los elementos de un grupo de Lie (que como se ha dicho, dependen de forma continua y diferenciable de un conjunto de parámetros reales) como $g(\alpha_i)$, con $i = 1, \dots, n$ y siendo n el número de parámetros de los cuales depende el grupo.

Como todo los grupos incluyen al elemento identidad, se puede elegir la siguiente parametrización:

$$g(\alpha_i)|_{\alpha_i=0} = e. \quad (1.3)$$

De esta forma, se tiene la siguiente representación

$$D_n(g(\alpha_i))|_{\alpha_i=0} = D_n(g(0)) = D_n(e) = \mathbb{I}, \quad (1.4)$$

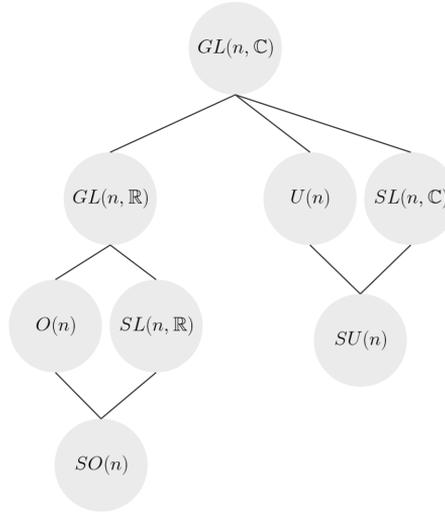


Figura 1.1: Grupos de Lie relevantes en la descripción del Modelo Estándar.

donde \mathbb{I} es la matriz identidad de $n \times n$ para cualquier dimensión n que se desee obtener.

Si se toma un incremento de α_i ($\delta\alpha_i$) muy pequeño ($\delta\alpha_i \ll 1$) se puede desarrollar la representación $D_n(g(0 + \delta\alpha_i))$ mediante un desarrollo de Taylor:

$$D_n(g(\delta\alpha_i)) = D_n(g(0 + \delta\alpha_i)) = \mathbb{I} + \delta\alpha_i \left. \frac{\partial D_n(g(\alpha_i))}{\partial \alpha_i} \right|_{\alpha=0} + \dots \quad (1.5)$$

Así, la representación para un valor infinitesimal $\delta\alpha_i$ puede escribirse como:

$$D_n(g(\delta\alpha_i)) = \mathbb{I} + i\delta\alpha_i X_i + \dots, \quad (1.6)$$

donde

$$X_i = -i \left. \frac{\partial D_n(g(\alpha_i))}{\partial \alpha_i} \right|_{\alpha_i=0}. \quad (1.7)$$

En esta definición, el término $-i$ se incluye sólo de forma de hacer las matrices X_i Hermíticas, pero se advierte de no confundirlo con el subíndice i que representa el número de parámetros y generadores.

Los términos X_i se denominan *generadores de grupo* y existe uno por cada parámetro requerido para especificar un elemento particular del grupo. El número de generadores de un grupo determinan su *dimensión*.

Existen infinitos conjuntos distintos de X_i que definen un determinado grupo y un conjunto particular de generadores definen una representación particular de un grupo.

Se puede demostrar (al tomar el límite para evaluar un valor finito de α) [20], que cualquier elemento de un grupo (y de cualquier grupo) en una representación en particular se puede escribir como

$$D_n(\alpha_i) = e^{i\alpha_i X_i} \quad (1.8)$$

Álgebra de Lie y constantes de estructura

Si se tienen dos elementos del mismo grupo con generadores X_i , uno con valores de parámetros α_i y el otro con valores de parámetros β_j , entonces el producto de los dos elementos será otro elemento del grupo:

$$e^{i\alpha_i X_i} e^{i\beta_j X_j} = e^{i\delta_k X_k}. \quad (1.9)$$

A partir de esto se puede demostrar que

$$e^{i\alpha_i X_i} e^{i\beta_j X_j} = e^{i(\alpha_i X_i + \beta_j X_j) - \frac{1}{2}[\alpha_i X_i, \beta_j X_j]}, \quad (1.10)$$

en donde se ha utilizado el operador conmutador $[A, B] = AB - BA$. De acuerdo con la propiedad de clausura, el conmutador $[X_i, X_j]$ debe ser proporcional a alguna combinación lineal de los generadores del grupo. Es decir, debe existir el caso en el que

$$[X_i, X_j] = f^{ijk} X_k \quad (1.11)$$

para algún conjunto de constantes f^{ijk} . Estas constantes son las denominadas *constantes de estructura* del grupo y si son conocidas entonces las relaciones de conmutación entre todos los operadores son conocidas y el grupo puede

determinarse en cualquier representación deseada.

Los generadores, bajo las relaciones específicas de conmutación definidas por las constantes de estructura del grupo conforman el *Álgebra de Lie* del grupo.

1.1.3 Principio de gauge y renormalización

Una teoría de campos puede admitir distintas configuraciones de los campos que den lugar a los mismos observables. La transformación de una descripción a otra se denomina *transformación de gauge* y la invariancia subyacente *invariancia de gauge*. En otras palabras, la invariancia de gauge da cuenta de nuestra imposibilidad para encontrar una descripción única para un sistema [21].

En la teoría cuántica de campos se utiliza el *principio de gauge*, que consiste en que, para conservar a un Lagrangiano invariante bajo transformaciones locales, se utilicen campos adicionales que compensen los términos que rompen su invariancia bajo estas transformaciones. Estos campos se denominan *campos de gauge* y se introduce uno por cada generador de grupo.

Una teoría en la cual se introduce un campo para conservar una invariancia respecto a transformaciones locales se denomina *teoría de gauge*.

Una de las propiedades de las teorías de gauge, es que pueden ser *renormalizables*. Esto significa que se les puede aplicar un conjunto de técnicas bien definidas que dan lugar a términos finitos, no divergentes, en un desarrollo perturbativo.

Invariancia de gauge en QED: un ejemplo

A continuación se describe, a modo de ejemplo, como se aplica el principio de gauge en el caso de la electrodinámica cuántica (QED), que es una teoría invariante de gauge local.

El Lagrangiano de Dirac (\mathcal{L}_{Dirac}) describe una partícula de *spin* 1/2 y de masa m :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi, \quad (1.12)$$

donde ψ corresponde a la función de onda de la partícula y γ^μ son las matrices de Dirac, con $\mu = \{1, 2, 3, 4\}$.

Esto resulta invariante bajo una transformación de gauge global:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha}\psi(x), \quad \bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}'(x) = e^{i\alpha}\bar{\psi}(x), \quad (1.13)$$

donde $i\alpha$ es una fase que toma el mismo valor en cada punto del espacio-tiempo. Lo anterior puede generalizarse si se considera α como una función del espacio-tiempo, de manera de obtenerse una transformación de gauge local que puede ser distinta punto a punto:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x). \quad (1.14)$$

Sin embargo, el Lagrangiano de la ecuación 1.12 no es invariante bajo transformaciones de gauge, porque la derivada de la función de onda no se transforma del mismo modo que la función de onda. Esto puede ser corregido introduciendo la derivada covariante D_μ , que se construye de tal modo que, bajo una transformación de gauge, $D_\mu\psi(x)$ se transforma del mismo modo que $\psi(x)$:

$$D_\mu\psi(x) \rightarrow D'_\mu\psi'(x) = e^{i\alpha(x)}(D_\mu\psi(x)). \quad (1.15)$$

Lo cual puede satisfacerse si se elige:

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ieA_\mu, \quad (1.16)$$

donde e es la carga eléctrica y A_μ el campo de gauge, que se transforma como:

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x). \quad (1.17)$$

De esta forma, el Lagrangiano de la QED se puede expresar del siguiente modo:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1.18)$$

donde

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.19)$$

En este caso, el campo de gauge A_μ corresponde al campo de bosones vectoriales del propagador que media en la QED, es decir, el fotón.

Cabe mencionar que, para conservar la invariancia bajo transformaciones locales, A_μ ha debido introducirse sin asociarse a él un término de masa. De aquí surge que el fotón, mediador de las interacciones electromagnéticas, debe tener masa nula, lo cual resulta consistente con las observaciones experimentales.

1.2 Constituyentes del Modelo Estándar

1.2.1 Partículas elementales

Las partículas elementales son aquellas partículas fundamentales que, hasta donde se tiene conocimiento, no tienen estructura interna.

El SM clasifica estas partículas en *fermiones* y *bosones*. Los fermiones son partículas de *spin* 1/2 que obedecen la estadística de Fermi-Dirac y conforman toda la materia visible del universo. Por otro lado, los bosones son partículas de *spin* entero que obedecen la estadística de Bose-Einstein y son los mediadores de las interacciones fundamentales.

Fermiones

Los 12 sabores de fermiones y sus correspondientes anti-fermiones se han observado en experimentos. Se subdividen en *quarks* y *leptones* y tanto unos como otros son agrupados en 3 dobletes, usualmente llamado familias o generaciones.

Las tres generaciones de quarks son:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

El primer doblete está constituido por los quarks u (*up*) y d (*down*), que tienen masas de unos pocos MeV/c^2 y son los constituyentes del núcleo atómico. Al segundo doblete lo conforman los quarks c (*charm*) y s (*strange*), con masas de alrededor de 1,3 y 0,1 GeV/c^2 , respectivamente. Finalmente, el tercer doblete contiene a los quarks t (*top*) y b (*bottom*, también a veces llamado *beauty*), que poseen masas de 172 y 4,2 GeV/c^2 , respectivamente.

Todos los quarks poseen carga eléctrica en múltiplos de $e/3$, los quarks u , c y t (también llamados *quarks de tipo U*) tienen carga eléctrica positiva, mientras que los restantes (también llamados *quarks de tipo D*) negativa

Por otro lado, las tres generaciones de leptones son:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

Los leptones de la primera generación, también llamados leptones electrónicos, son el *electrón* (e) y el *neutrino del electrón* (ν_e). La segunda generación lo conforman los leptones muónicos: el *muón* (μ) y el *neutrino del muón* (ν_μ). Finalmente, la tercera generación está compuesta por los leptones tauónicos: el *tauón* (τ) y su *neutrino* (ν_τ).

El electrón, muón y tauón tienen masas de alrededor de 0,5 MeV/c^2 , 0,1 GeV/c^2 y 1,8 GeV/c^2 , respectivamente. Aunque durante mucho tiempo se pensaba que los neutrinos no poseían masa, hoy se sabe que la tienen, aunque sólo los límites

superiores de ellas han sido establecidos recientemente a través de mediciones experimentales, resultando muy pequeña comparada con el resto de los fermiones.

En cuanto a la carga eléctrica, los leptones e , μ y τ tienen carga eléctrica unitaria (negativa), mientras que los neutrinos son eléctricamente neutros.

El *número leptónico* es un número cuántico que se define como

$$L = n_l - \bar{n}_l, \quad (1.20)$$

siendo n_l el número de leptones y \bar{n}_l el número de antileptones. Así, todos los leptones tienen asignado el valor de $+1$, los antileptones -1 , y partículas no leptónicas tienen número leptónico 0 .

Además, se pueden definir los números leptónicos para cada familia de leptones. Por ejemplo, el *número leptónico electrónico* L_e se define como

$$L_e = n_{e^-} - n_{e^+} + n_{\nu_e} - n_{\bar{\nu}_e} \quad (1.21)$$

extendiéndose esto de manera análoga para los números leptónicos muónico y tauónico (L_μ y L_τ , respectivamente).

Bosones

Como se ha mencionado previamente, los bosones tienen spin entero.

Los bosones de *spin* igual a 1 (*bosones vectoriales*) son mediadores de las interacciones fundamentales. El bosón no masivo *fotón* (γ) en conjunto con los bosones masivos W^+ , W^- y Z^0 son mediadores de las interacciones electrodébiles, mientras que los gluones g (no masivos) median las interacciones fuertes.

Finalmente, el *bosón de Higgs* es un bosón escalar (*spin* 0) interactúa con fermiones y los bosones de gauge masivos (vectoriales, mediadores de fuerzas débiles).

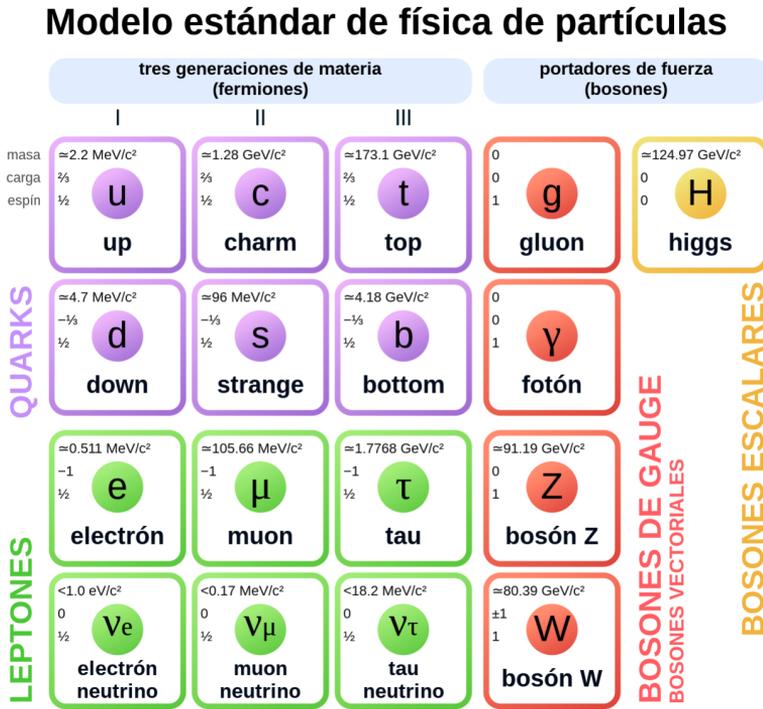


Figura 1.2: Modelo estándar de la física de partículas. Figura extraída de [22].

1.2.2 Partículas no elementales: los hadrones

En la década que inicia en el año 1960 y gracias a la puesta en marcha de los grandes aceleradores de partículas, se detectaron y comenzaron a estudiar un gran número de hadrones. A diferencia de lo que ocurría con los bosones y los leptones, que se comportaban como objetos puntuales en el espacio, la evidencia experimental indicaba que los hadrones exhibían una estructura extendida en el espacio. Esta evidencia experimental, sumada a los trabajos de M. Gell-Mann

[23][24], G. Zweig [25] y Y. Neeman [26], permitieron determinar que los hadrones están constituidos por *quarks*¹.

En este esquema, denominado *modelo de quarks*, los hadrones obtienen sus propiedades a partir de las de los quarks, resultando natural clasificarlos en términos de sus constituyentes fundamentales.

Así, se encuentran dos tipos bien conocidos de hadrones: los *bariones* formados por tres quarks qqq , y los *mesones* formados por pares de quarks y antiquarks $q\bar{q}$. Además, se denominan *bariones* o *mesones exóticos* a todos aquellos que no cumplan con lo anterior. Aunque estas búsquedas se realizan hoy en día, aún no han tenido resultados definitivos.

1.2.2.1 Números cuánticos

Así como previamente se ha definido el *número leptónico* (o *carga leptónica*), se definen otros números cuánticos que permiten comprender reacciones posibles o prohibidas mediante leyes de conservación.

Número bariónico

El número bariónico se define como

$$B = \frac{n_q - \bar{n}_q}{3}, \quad (1.22)$$

siendo n_q el número de quarks y \bar{n}_q el número de antiquarks. Así, como los bariones se componen de tres quarks, tienen $B = 1$, los antibariones compuestos por tres antiquarks tendrán $B = -1$ y los mesones, compuesto por pares de quark-antiquark, tendrán $B = 0$.

El número bariónico se conserva en las interacciones fuertes y electromagnéticas. En estas reacciones, los quarks y antiquarks son creados o destruidos en pares de quark-antiquark.

¹Es precisamente G. Gell-Mann quien bautiza a estas partículas fundamentales con este nombre.

Extrañeza, encanto, verdad y belleza

Se pueden definir la extrañeza ($\mathbf{S} = -(N_s - N_{\bar{s}})$), el encanto ($C = N_c - N_{\bar{c}}$), la verdad ($T = N_t - N_{\bar{t}}$) y la belleza ($\mathbf{B} = -(N_b - N_{\bar{b}})$), donde N_{q_i} corresponde al número de quarks de cada sabor s, c, t o b , respectivamente.

La extrañeza y belleza se denotan en negrita para evitar la confusión con el *spin* y el número bariónico, respectivamente.

Carga de color

Durante la década de 1960 se predijo la existencia, masa y ancho de decaimiento del barión Ω^- . El descubrimiento de esta partícula fue un gran triunfo del modelo de quarks y constituye un clásico ejemplo de la necesidad de introducir la noción de carga de color. Esto es así porque esta partícula tiene tres quarks s en el mismo estado cuántico, siendo un estado simétrico que contradiría el principio de exclusión de Pauli que surge de la antisimetría del estado.

Con el fin de preservar este principio, se introduce la carga de color como un número cuántico. Los quarks pueden tomar tres estados de color ('rojo', 'verde' y 'azul') y cada antiquark puede tomar otro color ('anti-rojo', 'anti-verde' y 'anti-azul'), siendo la elección de los colores algo puramente convencional.

Al combinarse estos tres estados de color (o los tres estados de anticolor) o bien estados de color y anticolor se obtiene un objeto incoloro o también denominado *blanco* o *estados singletes de color*. Estos son los objetos que se han podido observar en la naturaleza hasta el momento: mesones o bariones.

Por otro lado, los gluones poseen carga tanto de color como anticolor y existen ocho tipos diferentes.

A modo de ejemplo, el protón espectroscópicamente es un barión constituido por dos quarks u y un quark d , donde cada quark tiene una de las tres posibles cargas de color que al combinarse forman un estado singlete de color. Estos tres quarks son llamados *quarks de valencia* del protón, y están rodeados por un mar de gluones y pares de quark-antiquark que surgen de fluctuaciones cuánticas.

Isospín, hipercarga fuerte y fórmula de Gell-Mann - Nishijima

El isospín se introdujo originalmente para explicar el comportamiento casi idéntico entre el neutrón y el protón frente a las interacciones nucleares. Los protones y los neutrones tienen aproximadamente la misma masa y si su carga eléctrica es despreciada, se pueden considerar (aunque no exactamente) simétricos.

Tras la elaboración del modelo de los quarks, se determinó que la proyección de isospín a lo largo del eje z (I_3) estaba relacionada con el contenido de quarks up y $down$ de las partículas mediante:

$$I_3 = \frac{1}{2}(N_u - N_{\bar{u}}) - (N_d - N_{\bar{d}}) \quad (1.23)$$

De este modo, el quark u tiene $I_3 = 1/2$ y el quark d tiene $I_3 = -1/2$ y consecuentemente, los protones y neutrones tienen proyecciones de isospín $I_3 = +1/2$ y $-1/2$ respectivamente.

La fórmula de Gell-Mann-Nishijima relaciona el número bariónico B , la extrañeza S , el encanto C , la belleza \mathbf{S} , la verdad T y la componente I_3 de isospín de quarks y hadrones con la carga eléctrica Q mediante:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S + C + \mathbf{B} + T) \quad (1.24)$$

Se puede definir como hipercarga Y a la suma

$$Y = B + S + C + \mathbf{B} + T, \quad (1.25)$$

de manera que

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.26)$$

Isospín débil

De manera correlativa al isospín descrito previamente, también se define el *isospín débil* y la *hipercarga débil*, para los cuales también se satisface la relación

1.26.

A diferencia de la simetría de isospín, que es aproximada, la simetría del isospín débil es exacta.

Así como el isospín crea multipletes de partículas hadrónicas que son indistinguibles desde el punto de vista de la interacción fuerte, todos los fermiones (incluyendo leptones, que no se ven afectados por la interacción fuerte y para los cuales no se define en el isospín) tienen un isospin débil y pueden ser agrupados en multipletes que se comportan de la misma manera bajo la acción de la interacción débil.

Los fermiones con quiralidad negativa (o izquierda), se pueden agrupar en pares de partículas que se comportan de la misma manera bajo interacción débil y difieren de otros pares por sus masas (es decir, pertenecen a diferentes generaciones de materia). Esto significa que todos los fermiones tienen isospin débil $I_w = 1/2$. Como en el caso del isospín, los miembros de pares iguales se distinguen de acuerdo con la tercer componente del isospin débil (I_{w3}). Los quarks de tipo U (quarks u, c, t) y neutrinos tienen $I_{w3} = +1/2$, mientras que los quarks de tipo D (quarks d, s, b) y leptones cargados tienen $I_{w3} = -1/2$. Los fermiones con quiralidad positiva (o derecha) tienen $I_w = 0$ y forman singletes que no están sujetos a interacciones débiles.

Finalmente, los bosones de gauge W^+ y W^- tienen $I_{w3} = 1$ e $I_{w3} = -1$, respectivamente, mientras que para Z^0 , $I_{w3} = 0$.

1.2.3 Interacciones fundamentales

De las cuatro fuerzas fundamentales que se sabe que existen, tres de ellas (electromagnética, débil y fuerte) se describen en el Modelo Estándar.

Desde el punto de vista clásico, una interacción a distancia entre dos partículas puede describirse mediante la acción de un potencial, o campo, que una crea sobre la otra. Cuántica y relativísticamente este concepto evoluciona y la interacción entre dos partículas se manifiesta a través de un intercambio de bosones, lo cual constituye uno de los grandes aportes de la teoría de H. Yukawa [27]. Uno de

los conceptos fundamentales de la teoría de H. Yukawa es que la masa del bosón intercambiado está relacionada con el alcance de la fuerza.

Cada interacción tiene una intensidad distinta y caracterizada por una *constante de acoplamiento*, que debe ser medida experimentalmente.

- **Interacciones electromagnéticas**

De todas las interacciones fundamentales, la electromagnética es la mejor conocida. La teoría que las describe es la electrodinámica cuántica. Las interacciones electromagnéticas son mediada por fotones, que acoplan a todas las partículas cargadas eléctricamente.

- **Interacciones débiles**

La fuerza débil es mediada por los bosones cargados W^+ y W^- y por bosones neutros Z^0 , que permiten acoplar a todas las partículas de materia y también acoplarse entre ellos (incluso también existen acoplamientos entre los bosones cargados y fotones).

- **Interacciones fuertes**

Las interacciones fuertes son descritas a través de la cromodinámica cuántica y son mediadas por gluones, que se acoplan a todas las partículas con carga de color y entre ellos, ya que también poseen carga de color. Dos propiedades particulares que distinguen a las interacciones fuertes de las otras dos descritas en el Modelo Estándar son las de *libertad asintótica* y *confinamiento de color*, que se describirán más adelante.

1.3 Formalismo del Modelo Estándar

Formalmente, el modelo estándar de las interacciones fuertes y electrodébiles es una teoría de gauge basada en el grupo de simetrías locales $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ (C de color, L de levógiro e Y de hipercarga débil).

Como se ha visto, el contenido de materia fermiónica consiste en tres generaciones con dos quarks y dos leptones por cada generación, aunque el número de generaciones no es especificado por el SM, este es un resultado experimental.

Por otro lado, las partículas mediadoras son: el fotón γ y los bosones débiles W^\pm y Z^0 , mediadores de la interacción electrodébil (en el Modelo Estándar la interacción electromagnética y la débil están vinculadas entre sí), 8 gluones mediadores de la interacción fuerte y el bosón de Higgs.

El grupo SU_3 corresponde a las interacciones fuertes, donde los quarks forman un triplete interactuando a través de un octete de gluones, uno por cada generador del grupo $SU(3)$.

El sector $SU(2)_L \times U(1)_Y$ corresponde a las interacciones electrodébiles (interacciones electromagnéticas y débiles unificadas según el esquema de S. L. Glashow, S. Weinberg y A. Salam), el cual contiene 4 bosones de gauge, tres de los cuales adquieren masa mediante el rompimiento espontáneo de la simetría bajo el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, mecanismo que también le da masa a los fermiones.

En este modelo, y de acuerdo a lo observado experimentalmente, los campos fermiónicos se agrupan en multipletes bajo las transformaciones del grupo: bajo el grupo $SU(2)_L$ las componentes levóginas se transforman de manera distinta que las dextróginas: los campos *left* son dobletes y los campos *right* son singletes del grupo $SU(2)_L$. Es decir, se agrupan de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L, l_R, \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L, U_R, D_R,$$

siendo $l = e, \mu, \tau$ los leptones y $U = u, c, t$ y $D = d, s, b$ los quarks.

1.3.1 Interacciones electrodébiles

El Lagrangiano del Modelo Estándar electrodébil (\mathcal{L}_{ED}) se construye de tal manera que sea invariante bajo el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y viene dado por la suma de distintos Lagrangianos:

$$\mathcal{L}_{ED} = \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y,$$

el Lagrangiano de campos fermiónicos (\mathcal{L}_F), el Lagrangiano de Yang-mills (\mathcal{L}_{YM}), el Lagrangiano del campo de Higgs (\mathcal{L}_H) y el Lagrangiano de Yukawa (\mathcal{L}_Y). Todos ellos se describirán a continuación.

■ Lagrangiano de campos fermiónicos \mathcal{L}_F

Se obtiene a partir del Lagrangiano de Dirac para partículas libres y sin masa, pero que al reemplazar la derivada ordinaria por la covariante para obtener la invariancia de gauge (I. G) ya no describirá a partículas libres, sino que ahora estarán sujetas a interacciones débiles y electromagnéticas, siendo que en la derivada covariante aparecen los bosones de gauge, uno por cada generador de grupo; el grupo $SU(2)$ tiene tres generadores ($X^a, a = 1, 2, 3$) y el grupo $U(1)$ tiene uno (Y), de modo que aparecen cuatro bosones de gauge.

$$\mathcal{L}_F = \bar{\psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \psi \xrightarrow{I.G} \mathcal{L}_F = \bar{\psi} i \gamma^\mu D_\mu \psi$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \sum_{a=1}^3 X^a W_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu$$

donde ψ denota al campo fermiónico, γ^μ son las matrices de Dirac con $\mu = 1, 2, 3, 4$, g y g' son las constantes de acoplamiento de los grupos $SU(2)$ Y $U(1)$, respectivamente, y W_μ^a, B_μ los campos de gauge: los primeros

bosones asociados al grupo $SU(2)_L$ y el último correspondiente al grupo $U(1)_Y$.

- **Lagrangiano de Yang-Mills \mathcal{L}_{YM}** Corresponde a los términos cinéticos para los bosones de gauge. En el caso de los bosones de gauge del grupo $SU(2)$ aparecerán autointeracciones porque el grupo es no abeliano.

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g f^{abc} W_\mu^b W_\nu^c$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

siendo f^{abc} la constante de estructura del grupo $SU(2)$ que provoca la no conmutatividad de los generadores del grupo y por tanto su no abelianidad. Este es el término en donde se evidencia la autointeracción de los campos de gauge del grupo $SU(2)$.

- **Lagrangiano del campo de Higgs \mathcal{L}_H**

Para dotar de masa a los fermiones y bosones, se implementa el rompimiento espontáneo de la invariancia de gauge mediante el mecanismo de Higgs, que preserva la simetría del grupo $U(1)$. Para ello se introduce un campo escalar complejo Φ que se transforma como doblete bajo $SU(2)_L$ y que tiene hipercarga $Y = 1$.

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi)$$

con

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix}, \quad V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi \phi^\dagger + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

Así, el Lagrangiano es invariante bajo el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. En el potencial V , $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$, es decir, son parámetros que se eligen de tal manera que Φ tenga un valor de expectación en el vacío distinto de cero.

$$|\langle 0 | \phi | 0 \rangle|^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}; \quad \text{con } v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$$

v corresponde al mínimo del potencial y por consiguiente de la energía y el estado de vacío se encuentra degenerado debido a la invariancia de fase del Lagrangiano: existe un número infinito de estados de energía, todos ellos conectados por transformaciones de fase.

Se tiene que la simetría $U(1)$ relacionada con el operador de carga no se rompe, de manera que se tiene este patrón de ruptura de la simetría

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{SSB} U(1)_Q$$

Si se parametriza el doblete escalar en término de excitaciones sobre el vacío físico, se tiene

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

H se denomina bosón de Higgs.

Al reemplazar este campo escalar en el Lagrangiano escalar, se obtienen términos cuadráticos para los campos vectoriales a partir de los cuales pueden obtenerse términos de masa para los bosones W^\pm y Z^0 , mientras que el fotón permanece sin masa. Todo esto mientras se preserva la simetría de gauge del Lagrangiano.

El resultado de la ruptura espontánea de la simetría depende del tipo de simetría. Si el Lagrangiano es invariante bajo un grupo de simetrías G , pero el vacío es invariante sólo bajo un subgrupo $H \subset G$, entonces aparecen tantos estados sin masa y spin 0 (Bosones de Goldstone) como generadores de G que no son de H . Si las simetrías son locales, estos bosones de Goldstone son *comidos* por bosones de gauge asociados a las simetrías rotas, dotándolos de masa.

En este caso, entonces, tenemos que el vacío es invariante bajo un subgrupo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ($U(1)_Q$) y por tanto aparecen 3 bosones de Goldstone que luego son absorbidos por los bosones de gauge asociados a la simetría rota $SU(2)$ y dotándolos de masa, sin que esto ocurra para el campo de gauge del grupo $U(1)$.

■ **Lagrangiano de Yukawa \mathcal{L}_Y**

Para dotar de masa a los fermiones se introducen acoplamientos entre fermiones y escalares que involucran un doblete de fermiones levógiros, un singlete de fermiones dextrógiros y un doblete de Higgs.

Al introducir el Lagrangiano de fermiones se suponen no masivos. Un término de masa de Dirac en el Lagrangiano no está permitido porque rompe explícitamente la simetría de gauge, siendo que, como se vio, los campos *left* son dobletes y los *right* singletes de $SU(2)$. Sin embargo, como se ha introducido un doblete escalar adicional en el modelo, el campo de Higgs, se puede escribir el siguiente acoplamiento fermión-escalar que es invariante gauge. Para el caso de una sola familia de fermiones se tiene

$$\mathcal{L}_Y = -y_f \bar{\psi}_L \Phi \psi_R + h.c.,$$

donde y_f son las matrices que describen los acoplamientos de Yukawa con el doblete de Higgs.

Si nos concentramos en la primer familia de fermiones y suponemos la no existencia del neutrino derecho, este Lagrangiano puede escribirse como

$$\mathcal{L}_Y = -y_1 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_R - y_2 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u_R - y_3 (\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} e_R + h.c.$$

Luego de la ruptura espontánea de la simetría, este Lagrangiano toma la forma

$$\begin{aligned} L_Y &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) [y_1 \bar{d}d + y_2 \bar{u}u + y_3 \bar{e}e] \\ &= -\left(1 + \frac{H}{v}\right) [m_d \bar{d}d + m_u \bar{u}u + m_e \bar{e}e] \end{aligned}$$

de donde se obtienen los términos de masa de los fermiones, proporcionales a los correspondientes acoplamientos de Yukawa

$$m_d = y_1 \frac{v}{\sqrt{2}}; \quad m_u = y_2 \frac{v}{\sqrt{2}}; \quad m_e = y_3 \frac{v}{\sqrt{2}}$$

La masa de los fermiones se determina experimentalmente, mientras que los

acoplamientos de Yukawa se fijan en término de las masas.

1.3.2 Interacciones fuertes

La cromodinámica cuántica (QCD), consiste en la descripción de las interacciones fuertes entre quarks y gluones a través de una teoría de gauge local que satisface la simetría del grupo $SU(3)_C$. La propuesta de describir estas interacciones de esta forma surge en 1973 [28] y la motivación principal de hacerlo es el descubrimiento de que las teorías de gauge no abelianas pueden ser asintóticamente libres y esta propiedad permite explicar los resultados de la difusión profundamente inelástica. Según esta teoría, los quarks se asocian en tripletes de color $q = q_1, q_2, q_3$ y el Lagrangiano de interacción viene dado por

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{q}(i\gamma^\mu D_\mu - m_q)q - \frac{1}{2}Tr(G^{\mu\nu}G_{\mu\nu}) \quad (1.27)$$

D_μ es la derivada covariante definida como

$$D_\mu = \partial_\mu + igG_\mu \quad (1.28)$$

y $G_{\mu\nu}$ es una matriz definida como

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu + ig[G_\mu, G_\nu] \quad (1.29)$$

La matriz G_μ tiene tres dimensiones y puede desarrollarse como suma de los generadores de $SU(3)$, que son 8 y a cada uno de ellos se asocia un bosón de gauge: los gluones, representados mediante G_μ^a :

$$G_\mu = \sum_{a=1}^8 G_\mu^a \frac{\lambda_a}{2}. \quad (1.30)$$

Las matrices λ_a son las llamadas *matrices de Gell-Mann*.

A diferencia de la QED, los mediadores de esta interacción, los gluones, poseen carga de color, por lo que pueden interactuar entre ellos, dando lugar a un comportamiento inusual de la interacción fuerte. La fuerza fuerte aumenta aproximadamente de forma lineal con la distancia entre dos cargas. La constante de acoplamiento α_S depende entonces de la distancia entre las cargas o de la escala de energía de la interacción. Se dice que la constante “corre”, siendo grande a bajas energía (o grandes distancias) y haciéndose más chica a altas energías (o menores distancias).

El efecto neto de esta característica del acoplamiento fuerte es la propiedad llamada *confinamiento de color*, es decir, que las partículas con color no pueden existir libremente, sino que todos los estados observables son singletes de color. Ejemplos de singletes de color pueden ser los bariones, que consisten de tres quarks de valencia, cada uno de diferente color, y los mesones, que son estados quark-antiquark, cada uno con su correspondiente color y anticolor, como se ha visto anteriormente.

Una manera gráfica de interpretar el confinamiento de los quarks es mediante lo que se denomina *tubo de flujo* (Figura 1.3), una estructura formada por gluones con una forma similar a una cuerda. Cuando dos quarks se separan se forma un tubo de flujo entre los dos quarks por el cual circulan gluones. La energía del tubo de flujo aumenta con la separación porque la fuerza entre los quarks se vuelve más fuerte con la distancia. Llegada a una cierta longitud de tubo, la energía es lo suficientemente grande como para formar un par quark-antiquark, para ello, la energía total debe ser superior a la de la masa del par quark-antiquark en reposo. Fenomenológicamente, se considera entonces que el tubo se divide dando lugar a dos nuevos tubos, uno entre el quark original y el nuevo antiquark formado, y otro entre el antiquark original y el nuevo quark formado gracias a la rotura del tubo de flujo.

Por otro lado, el decrecimiento de la constante de acoplamiento con la energía da lugar a la propiedad de la QCD conocida como *libertad asintótica*, en el que a

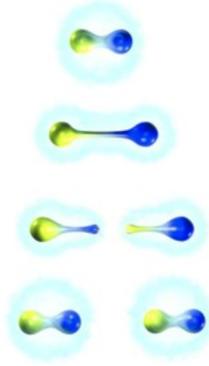


Figura 1.3: Representación gráfica de un *tubo de flujo* y su proceso de ruptura, conteniendo en cada extremo un quark (amarillo) y un antiquark (azul). Puede verse como luego de la ruptura se crea un nuevo par quark-antiquark, pero no quarks libres.

grandes distancias (o bajas energías), los quarks se comportan como entes quasi libres.

Como consecuencia de la variación de la constante de acoplamiento de la interacción fuerte, los cálculos perturbativos no son posibles en el régimen de bajas energías (grandes valores de α_S), pero sí a altas energías, cuando el valor de α_S es pequeño. Esto se describirá con mayor detalle en el siguiente capítulo.

2

INTERACCIONES DE PARTÍCULAS EN MEDIOS EXTENSOS

Índice

2.1	Conceptos preliminares	39
2.1.1	Sección eficaz total, parcial y diferencial	40
2.1.2	Camino libre medio	42
2.1.3	Parámetro de impacto	42
2.1.4	Elasticidad	43
2.1.5	Rapidez y pseudorapidez	43
2.2	Interacciones electromagnéticas	44
2.2.1	Interacciones de partículas cargadas	44
2.2.2	Interacciones de fotones	51
2.3	Fenomenología de las interacciones hadrónicas	55
2.3.1	Partículas <i>leading</i>	55
2.3.2	Lluvias partónicas, proceso de hadronización y <i>jets</i>	56
2.3.3	Modelos fenomenológicos	57
2.4	Pasaje de rayos cósmicos a través de la atmósfera terrestre	58
2.4.1	La atmósfera	58
2.4.2	Rayos cósmicos	61

2.4.3	Cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos . . .	63
2.4.4	El Observatorio Pierre Auger	68

2.1 Conceptos preliminares

El estudio de las interacciones que sufren haces de partículas al atravesar un medio material resulta de interés tanto desde el punto de vista de la física teórica como experimental. Entre algunos de los objetivos que persigue se pueden mencionar como ejemplo:

- La descripción de procesos en aceleradores de partículas de alta energía.
- El estudio de las interacciones de rayos cósmicos durante su propagación en el medio interestelar y al ingresar a la atmósfera terrestre.
- El diseño y desarrollo de distintos detectores de radiación.
- Aplicaciones a la física médica: en el área de la radioprotección, en la utilización de haces de partículas para tratamientos, como ocurre en el caso de la radioterapia, o con fines de diagnósticos, que es el caso más usual de la medicina nuclear.

Dependiendo cada caso, la energía de las partículas involucradas varía. En el ámbito relativo a la física médica, son relevantes fundamentalmente los haces de partículas de baja energía (hasta aproximadamente 40 MeV), mientras que para el caso de la descripción de procesos en colisionadores de partículas de alta energía o de rayos cósmicos, las energías involucradas son varios órdenes de magnitud superiores.

Al respecto de los detectores de radiación, éstos se utilizan tanto en procesos que involucran partículas de alta energía como de baja energía y dependiendo de ello y del tipo de partículas, el diseño del mismo se basa en distintos fenómenos físicos.

A continuación se definirán algunos conceptos que resultan cruciales para el estudio de la interacción de partículas.

2.1.1 Sección eficaz total, parcial y diferencial

Un concepto fundamental dentro de la física atómica, nuclear y de partículas es el de *sección eficaz*, que está relacionado con la probabilidad de interacción de una partícula con un blanco.

Cuando un haz colimado de partículas incide sobre un blanco, algunas partículas, que incurrir en distintos procesos físicos que se discutirán en este capítulo, son removidas resultando entonces el haz original en un haz atenuado. Para ejemplificar esto, se puede considerar un haz de partículas de tipo a con flujo ϕ_a atravesando una región del espacio en la cual hay n_b partículas blanco de tipo b por unidad de volumen. Así, la tasa de interacción por partícula del blanco r_b serán proporcional al flujo incidente:

$$r_b = \sigma \phi_a, \quad (2.1)$$

donde σ es la sección eficaz y tiene unidades de área (usualmente expresada en *barns* b , donde $1b = 10^{-24}cm^2$). Más formalmente, la sección eficaz se define como

$$\sigma = \frac{\text{nro. de interacciones por unidad de tiempo por partícula blanco}}{\text{flujo incidente}} \quad (2.2)$$

y tiene en cuenta todos los distintos tipos de reacciones (usualmente referidos a través de secciones eficaces parciales) entre el proyectil y el blanco. Si se consideran dos partículas iniciales, al colisionar podrían obtenerse distintas partículas en el estado final. Cada uno de estos procesos se denomina *canal* y su sección eficaz *sección eficaz parcial* de ese canal. De esta manera, la *sección eficaz total* viene dada por la suma de todas las secciones eficaces parciales involucradas en la colisión.

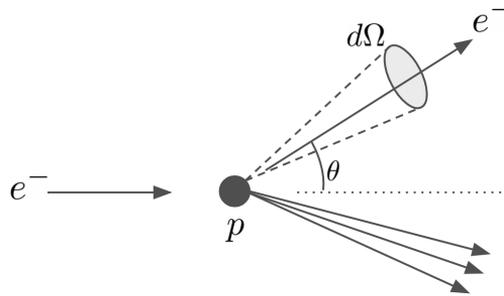


Figura 2.1: Ejemplo que ilustra una interacción electrón-protón, en donde el electrón es dispersado hacia un ángulo sólido $d\Omega$.

En muchos casos, no se desea sólo conocer la sección eficaz, sino también la distribución de alguna variable cinemática de interés, como por ejemplo, la distribución angular de las partículas dispersadas por el blanco. En estos casos, la medida experimental de interés es la *sección eficaz diferencial* de la tasa de dispersión en un elemento de ángulo sólido $d\Omega = d(\cos\theta)d\phi$.

$$\sigma = \frac{\text{nro. de partículas dispersadas en } d\Omega \text{ por unidad de tiempo por partícula blanco}}{\text{flujo incidente}} \quad (2.3)$$

Así, la sección eficaz total vendrá dada por la integral de la sección eficaz diferencial:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.4)$$

Cabe aclarar que la sección eficaz diferencial puede definirse tomando en cuenta otras variables de interés en lugar de la distribución angular. Como por ejemplo, la distribución de energía de las partículas dispersadas, o la distribución conjunta angular y de energía ($d\sigma/dE$ y $d^2\sigma/dEd\Omega$, respectivamente).

2.1.2 Camino libre medio

El camino libre medio λ de una partícula viene dado en función de su sección eficaz total y se define como la distancia media recorrida por la partícula sin sufrir una colisión:

$$\lambda = \frac{1}{n_A \sigma_{total}}, \quad (2.5)$$

donde n_A se expresa en unidades de cm^{-3} y viene dada por:

$$n_A = \frac{N\rho}{A}, \quad (2.6)$$

donde N es el número de Avogrado, y ρ la densidad del medio absorbente que es atravesado por el haz de partículas.

La probabilidad (Pr) de que exista una interacción viene dada por:

$$Pr\{\text{interacción en una distancia } dx\} = \frac{dx}{\lambda} \quad (2.7)$$

En general, el camino libre medio cambiará a medida que la partícula avance.

2.1.3 Parámetro de impacto

El parámetro de impacto da cuenta de cuán cercana es la interacción entre la partícula incidente y el blanco. Formalmente, se define como la distancia perpendicular entre el camino de la partícula incidente (también denominada proyectil) y el centro del campo potencial de interacción creado por la partícula blanco.

Las interacciones de partículas pueden ser caracterizadas, en términos del parámetro de impacto, como colisiones *soft* o colisiones *hard*, como se verá con más detalle a lo largo de este capítulo.

2.1.4 Elasticidad

La fracción de energía que se llevan los nucleones es llamada *elasticidad* de la interacción. Se define como el cociente entre la energía transportada por las partículas más energéticas que emergen de la interacción E_{out} y la energía de la partícula incidente E_{in} :

$$\Gamma = \frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}}. \quad (2.8)$$

A veces, en lugar de utilizar la elasticidad de la interacción para su descripción, se utiliza la inelasticidad K definida como $1 - \Gamma$, que representa la fracción de la energía total incidente disponible para producir partículas secundarias. De esta forma, la inelasticidad de la interacción también puede definirse como:

$$K = \frac{\sum E_s}{E_{\text{in}}}, \quad (2.9)$$

siendo $\sum E_s$ la suma de las energías de todas las partículas secundarias.

2.1.5 Rapidez y pseudorapidez

La rapidez y representa la tasa a la cual la partícula se mueve con respecto a un punto de referencia elegido que se encuentra situado en la línea de movimiento de la partícula:

$$y = \tanh^{-1}\beta = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}, \quad (2.10)$$

donde $\beta = v/c$, siendo v la velocidad de la partícula y c la velocidad de la luz. Que la rapidez sea positiva o negativa, implica que la velocidad es positiva o negativa con respecto al eje elegido, respectivamente. La ventaja de utilizar la rapidez en lugar de la velocidad radica en que es aditiva frente a transformaciones de Lorentz.

La rapidez de una partícula depende del ángulo polar de emisión θ con el eje del haz y puede ser expresado de la siguiente manera:

$$y = \tanh^{-1}\beta_z = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_z}{1 - \beta_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta \cos\theta}{1 - \beta \cos\theta}, \quad (2.11)$$

siendo entonces la rapidez positiva para las partículas emitidas hacia adelante y negativa para las partículas emitidas hacia atrás.

Cuando la velocidad de la partícula es cercana a la de la luz, la rapidez sólo depende del ángulo θ y en esa condición se denomina *pseudorapidez*, que se define como:

$$\eta = \ln \cot \frac{\theta}{2} = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (2.12)$$

La pseudorapidez toma valores muy altos cuando el ángulo θ se aproxima a cero y para partículas ultra relativistas ($\beta \approx 1$), la pseudorapidez es una buena aproximación de la rapidez. Resulta más sencillo medir la pseudorapidez experimentalmente que la rapidez.

2.2 Interacciones electromagnéticas

2.2.1 Interacciones de partículas cargadas

Las partículas cargadas que atraviesan la materia sufren predominantemente interacciones electromagnéticas con los electrones atómicos del medio (o con el núcleo), que pueden ser interpretadas como colisiones y que se pueden clasificar como:

- **Colisiones elásticas** (con electrones atómicos del medio material)

La partícula colisiona con los electrones de los átomos del medio desviándose de su trayectoria inicial y sin que haya pérdida neta de energía cinética en el sistema como resultado de la colisión. Tanto el momento como la energía cinética se conservan en las colisiones elásticas.

- **Colisiones inelásticas** (con electrones atómicos del medio material)

En estas colisiones parte de la energía de la partícula incidente es absorbida por los electrones de los átomos del medio a través de distintos procesos como lo son:

Excitación: la energía cedida por la partícula incidente es insuficiente como para liberar electrones de los átomos del medio, pero es suficiente como para promocionarlos a niveles superiores de energía, dejando el átomo en un estado excitado.

Ionización: la energía cedida por la partícula incidente es suficiente para liberar un electrón del átomo, de manera que se crea un par iónico (electrón e ión positivo). Si este electrón liberado (también denominado *rayo δ*) tiene la suficiente energía, puede excitar a otros átomos o producir una ionización secundaria.

- **Colisiones inelásticas** (con núcleos atómicos del medio material)

Se producen en el caso de colisiones de partículas cargadas livianas (electrones o positrones) con núcleos atómicos del medio y se denomina *Radiación de frenado* (o *bremsstrahlung*).

Como se mencionó anteriormente, las interacciones de partículas cargadas pueden también ser caracterizadas en términos del tamaño relativo del parámetro de impacto b y el radio atómico a [29], tal como muestra la Figura 2.2.

Así, se tienen:

- **Colisiones *soft* (periféricas)** ($b \gg a$)

Estas colisiones son mucho más probables que las *hard* y a causa de la transferencia de energía de la partícula incidente con la partícula blanco

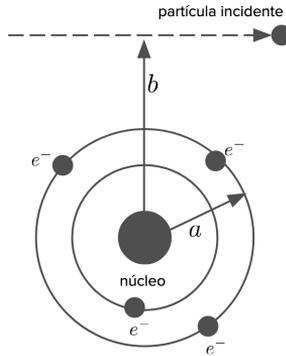


Figura 2.2: Ilustración del parámetro de impacto b en una colisión entre una partícula y un átomo del medio con radio atómico a .

pueden ocurrir excitaciones o ionizaciones, como se mencionó previamente. Bajo ciertas condiciones especiales (la velocidad de la partícula cargada incidente es mayor que la velocidad de la luz en el medio que atraviesa) se emite la denominada *radiación Cherenkov*.

- **Colisiones *hard* (o *knock-on*)** ($b \approx a$)

En estos casos, generalmente la partícula incidente interactúa con un electrón atómico, cediéndole suficiente energía como para eyectarlo del átomo (a este electrón se lo denomina usualmente *rayo δ*). Aunque estas colisiones son mucho menos probables que las colisiones *soft*, la fracción de la energía primaria de la partícula incidente cedida en este tipo de colisiones al medio resulta comparable a la pérdida de energía total que ocurre a través de sucesivas colisiones *soft*.

Cabe destacar también que siempre que un electrón de capas internas sea eyectado del átomo luego de una colisión, rayos X característicos o electrones Auger serán emitidos. Es decir, al dejar el electrón eyectado del átomo una vacante, un electrón de un nivel de energía externo puede caer en esta vacante, resultado en un exceso de energía que frecuentemente se libera mediante la emisión de un fotón (rayos X característicos, con energía definida) o que puede ser transferida a otro electrón (los denominados electrones Auger) que será eyectado con una energía definida que corresponde a la diferencia

entre la energía de transición electrónica primaria y la energía de ionización para la capa de la cual el electrón Auger es emitido.

- **Colisiones con el núcleo** ($b \ll a$)

Cuando el parámetro de impacto es mucho mejor que el radio atómico, la partícula incidente (generalmente en estos casos partículas livianas como los electrones (o positrones)) interactúa con el núcleo atómico.

En un 97–98 % de los casos, el electrón incidente es dispersado elásticamente sin emitir un rayo X o excitar al núcleo. Este es el principal motivo por el cual el pasaje de electrones a través de la materia sigue un camino "zigzagueante".

En el restante 2–3 % de los casos, se produce una interacción inelástica en la cual un fotón rayo X es emitido. De esta manera, el electrón no sólo es deflectado, sino que le entrega una gran cantidad de energía al fotón emitido, desacelerándose en consecuencia. Esta radiación emitida es la mencionada previamente como *bremsstrahlung* o *radiación de frenado*.

Las partículas cargadas se consideran *pesadas* cuando su masa en reposo es mucho mayor a la masa del electrón (como ocurre en el caso de protones, kaones, piones, núcleos livianos, etc.). En cambio, cuando se habla de partículas cargadas *livianas*, en general (y es la clasificación que se toma en este trabajo) se está haciendo alusión a electrones o positrones.

La principal causa de pérdida de energía de las partículas cargadas pesadas al atravesar un medio material son las colisiones inelásticas.

Por otro lado, las partículas livianas al atravesar un medio material pierden su energía a través de los mismos procesos que las partículas cargadas pesadas, pero además, debido a su poca masa, un mecanismo adicional de pérdida de energía entra en juego: la dispersión en el campo eléctrico de un núcleo provocando una pérdida de energía por *bremsstrahlung*. A energías bajas este proceso no es muy relevante, pero al incrementarse la energía, la probabilidad de emisión de radiación de frenado se dispara rápidamente de modo que a unas pocas decenas de MeV, la pérdida de energía por radiación es comparable o mayor a la pérdida de energía por colisión-ionización.

La energía a la cual la probabilidad de ocurrencia de ambos procesos se iguala se

conoce como energía crítica¹.

2.2.1.1 Pérdidas de energía por colisión

El pasaje de estas partículas a través de la materia ha sido estudiado extensamente desde principios del siglo XX y se puede demostrar que para una partícula pesada incidente de masa m_p , velocidad $v = \beta c$, número de carga z (número atómico de la partícula incidente ionizada), y carga ze , la pérdida de energía por colisión dE/dx (también denominado *stopping power*) viene dada por [30]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \left\{ \ln \left[\frac{2m_e v^2 W_m}{I^2 (1 - \beta^2)} \right] - 2\beta^2 - \delta - U \right\}, \quad (2.13)$$

donde m_e es la masa del electrón en reposo, n es el número de electrones por cm^3 del material atravesado, I corresponde a la excitación potencial media de átomos del material, W_m es la máxima energía transferible desde la partícula incidente a los electrones atómicos (que ocurre cuando el ángulo de incidencia es 0, es decir, se produce una colisión de frente o *head-on*), δ es la corrección por el *efecto densidad*¹¹ y U es un término de corrección conocido como *corrección de capas*, que está relacionado con la no participación en el proceso de las capas internas (K, L, \dots) cuando la energía cinética de la partícula incidente es muy baja.

La expresión 2.13 es conocida como *fórmula de Bethe-Bloch* y puede extenderse para medios compuestos por átomos de distintos elementos.

¹En el caso de que el medio sea Aire, en condiciones normales de presión y temperatura, la energía crítica es de aproximadamente 100 MeV.

¹¹Este efecto tiene que ver con el hecho de que el campo eléctrico de la partícula incidente tiende a polarizar los átomos a su paso y esto apantalla el campo eléctrico que "perciben" los electrones más alejados. Este efecto es más importante a medida que aumenta la energía de la partícula incidente, ya que aumenta la contribución de electrones más lejanos. Por otro lado, el efecto será mayor cuánto mayor sea la densidad del material, ya que la polarización aumentará conforme con la densidad.

En el caso de partículas livianas, la pérdida de energía por colisión (expresión 2.13) debe ser modificada resultando en [30]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi ne^4}{m_e v^2} \left\{ \ln \left[\frac{2m_e v^2 W_s}{I^2(1-\beta^2)} \right] - 2\beta^2 \right\}, \quad (2.14)$$

válida para valores pequeños de energía transferida $\approx W_s$ (colisiones distantes), siendo W_s el valor de energía transferida por encima del cual deben tenerse en cuenta la sección eficaz diferencial de Møller (para electrones) o de Bhabha (para positrones) para determinar el poder frenador promedio [31]^{III}.

Cuando la energía transferida aumenta (colisiones cercanas) se deben agregar correcciones por *efecto densidad* y la fórmula resultante es ligeramente distinta para electrones y positrones [30]. Es decir, sólo cuando la energía transferida es muy alta el tipo de partícula y su *spín* se vuelven relevantes.

2.2.1.2 Pérdidas de energía por radiación

Como se vio anteriormente, además de las pérdidas de energía de partículas cargadas livianas por colisión, éstas sufren pérdida de energía por radiación cuando son dispersadas inelásticamente por núcleos atómicos del medio que atraviesan.

De este modo, la pérdida de energía total para partículas cargadas livianas puede considerarse como la suma de dos términos, uno correspondiente a la pérdida de energía por colisión (ecuación 2.14 con sus correspondientes correcciones) y el otro relativo a la pérdida de energía por radiación:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} \quad (2.15)$$

^{III}La sección eficaz diferencial de Møller describe el *scattering* electrón-electrón para energías relativistas. De manera análoga, la sección eficaz diferencial de Bhabha describe el *scattering* electrón-positrón para energías relativistas.

Se puede demostrar que la pérdida de energía por radiación viene dada por [30]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} = NE_0\sigma_{\text{rad}}, \quad (2.16)$$

siendo N el número de átomos por cm^3 , E_0 la energía inicial del electrón y σ_{rad} la sección eficaz total de radiación. Esta sección eficaz involucra términos de corrección por *apantallamiento*, un efecto que se produce debido al campo eléctrico de los electrones cercanos al núcleo con el cual la partícula incidente interactúa.

Se puede mostrar que esta sección eficaz prácticamente se puede considerar como una función única del material (es decir, es aproximadamente independiente de la energía del electrón incidente).

Al comparar la pérdida de energía por colisión de partículas livianas con la pérdida de energía por radiación, puede verse que la primera se relaciona logarítmicamente con la energía y linealmente con Z , mientras que la pérdida de energía por radiación se incrementa casi linealmente con la energía y cuadráticamente con Z .

2.2.1.3 Otras interacciones

Los positrones de baja energía acaban frenándose y son capturados por electrones atómicos del material formando lo que se denomina *positronio*, que es inestable (con un período de desintegración de unos 100 nanosegundos). Así, el positronio se desintegra en un proceso conocido como *aniquilación*.

Dependiendo del estado de configuración del positronio (*para-positronio* u *orto-positronio*), esta desintegración puede tener lugar a través de un proceso de emisión de dos fotones, en la cual la energía de cada fotón es de 0,511 MeV (aniquilación en reposo), o bien, a través de un proceso de emisión de tres fotones.

Un positrón que aparezca en la materia, acabará siempre aniquilándose con un electrón, dando como resultado fotones en su estado final, luego de un brevísimo tiempo en el que se ha formado el estado llamado positronio.

Otro proceso que vale la pena mencionar es la emisión de *radiación Cherenkov* (radiación con una longitud de onda en el rango visible y ultravioleta), que ocurre cuando una partícula cargada se mueve con una velocidad βv que es mayor que la velocidad de fase de la luz en el medio (c/n), siendo n el índice de refracción del medio.

La luz o radiación Cherenkov es emitida en un cono alrededor de la trayectoria de la partícula, cuyo ángulo de apertura (θ) viene dado por:

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n} + q, \quad (2.17)$$

siendo q un factor de corrección cuántico que tiene poca importancia en las implementaciones prácticas [32].

Finalmente, en esta sección se mencionará la *radiación sincrotrón* (a menudo denominada *bremstrahlung magnético*). Esta radiación es emitida por la pérdida de energía de partículas cargadas (usualmente electrones de alta velocidad) en presencia de un campo magnético, que provoca una aceleración centrípeta en éstas partículas. La radiación emitida es tangente a la dirección de las partículas aceleradas.

2.2.2 Interacciones de fotones

Los fotones interactúan predominantemente a través de tres procesos con una probabilidad que depende del medio y de la energía del fotón. Al ser partículas neutras, los fotones tienen una penetración en el medio mucho mayor a los electrones y no pierden energía a medida que lo atraviesan, sino que el haz es atenuado en intensidad.

A altas energías (por encima de los MeV) la interacción más probable que sufren los fotones es la conversión en un par electrón-positrón. A energías algo más moderadas (aproximadamente entre los keV y los GeV) prevalece la interacción por efecto Compton. Ambos procesos resultan en la creación de nuevos electrones

lo suficientemente energéticos como para poder volver a generar fotones por *bremsstrahlung*.

Finalmente, a bajas energías, el proceso predominante es el efecto fotoeléctrico.

2.2.2.1 Efecto Compton

También llamado o *scattering* Compton, consiste en el aumento de longitud de onda de un fotón cuando es dispersado por un electrón atómico del medio. La descripción de este proceso se suele realizar desde dos puntos de vistas: el cinemático (en el cual se relacionan los ángulos y energías de las partículas involucradas) o tomando en cuenta la sección eficaz (mediante la cual se puede determinar la probabilidad de ocurrencia de este fenómeno). En ambos enfoques, se considera que la energía de ligadura de los electrones puede despreciarse, es decir, que los electrones pueden tratarse como libres. Esta aproximación es particularmente incorrecta cuando Z es alto y la energía del fotón incidente es baja.

Las descripción cinemática del proceso surge de aplicar la conservación de energía y momento y como consecuencia se obtiene [29]:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \alpha x}, \quad (2.18)$$

siendo E'_γ la energía del fotón dispersado, E_γ la energía del fotón incidente, $\alpha = E_\gamma/m_0c^2$, con m_0 la masa del electrón en reposo y $x = 1 - \cos(\theta)$, con θ el ángulo de dispersión del fotón.

De este modo, la máxima energía del fotón ($E'_\gamma = E_\gamma$) se tiene cuando $\theta = 0^\circ$ y la mínima ($E'_\gamma \approx m_0c^2/2$) para $\theta = 180^\circ$.

También se observa que existe un valor máximo de la energía del electrón (llamado *borde Compton*) para una colisión con $\cos(\theta) = -1$, es decir, cuando el fotón es retrodispersado y tiene la mínima energía, que es aproximadamente de 250 keV.

La sección eficaz del efecto Compton fue derivada en 1928 por O. Klein y Y. Nishina. Esta sección eficaz se reduce a la sección eficaz de Thomson a bajas

energías, que describe la dispersión de fotones por electrones libres en el límite clásico.

2.2.2.2 Efecto fotoeléctrico

Ocurre cuando el fotón es absorbido totalmente por un átomo del medio, que al desexcitarse emite un electrón.

En el caso del efecto Compton, el fotón no entrega toda su energía al interactuar con el electrón libre, en cambio, sí lo hace al encontrarse con un electrón fuertemente ligado (como aquellos que se encuentran en capas internas del átomo, especialmente en elementos con alto Z), esto resulta en el efecto fotoeléctrico.

La energía E_e del electrón emitido (usualmente denominado *fotoelectrón*) es $E_e = E_\gamma - E_b$, siendo E_b la energía de ligadura de los electrones atómicos. El proceso no puede ocurrir si $E_\gamma < E_b$, pero una vez superado este umbral, cuanto menor sea la energía del fotón incidente mayor es la probabilidad de ocurrencia del efecto fotoeléctrico. La mínima energía necesaria para llevar un electrón desde el nivel de Fermi al exterior del material se denomina *función trabajo*.

En general, se emitirá un electrón de la capa K (aunque también pueden ocurrir fotoionizaciones de capas menos profundas L , M , etc), cuya energía de ligadura para un material con número atómico Z es $E_b = 13,6(Z - 1)^2$ eV [27].

El efecto fotoeléctrico viene acompañado de la emisión de rayos X característicos (o de un electrón Auger, por conversión interna), siendo que al desprenderse un electrón de la capa interna, queda un hueco en la posición del electrón arrancado.

La derivación de la sección eficaz del efecto fotoeléctrico es más compleja que en el caso del efecto Compton, porque en este caso no se considera que los electrones están libres, sino que debe tomarse en cuenta la energía de ligadura de los mismos, que resultan en diferentes contribuciones según la capa atómica del electrón. Por otro lado, existe una marcada dependencia energética en el comportamiento del proceso.

Por lo anterior, no existe una expresión general para la sección eficaz del efecto fotoeléctrico sino un conjunto de expresiones que son válidas para distintos rangos

de energía. Más allá de esto, un resultado con validez bastante general es que la sección eficaz del efecto fotoeléctrico depende fuertemente de Z , con una dependencia aproximada y directamente proporcional a Z^n , siendo $n = 4$ o $n \approx 4, 6$, dependiendo de la energía del fotón incidente.

El rango de energías donde el efecto fotoeléctrico es significativo es por debajo de los 100 keV.

2.2.2.3 Producción de pares

En este caso, el fotón incidente tiene la suficiente energía como para, al ser absorbido en presencia de un campo eléctrico intenso, dar lugar a una transformación hacia un par electrón-positrón. En general, este campo eléctrico proviene de un núcleo, pero con menor probabilidad también puede ocurrir en presencia de un campo eléctrico generado por un electrón atómico.

Debido a la conservación energía-impulso, si la interacción ocurre en presencia del campo eléctrico generado por el núcleo, para que sea posible la creación de este par electrón-positrón, la energía del fotón incidente debe ser $E_\gamma > 2m_0c^2 = 1,022$ MeV y el par electrón-positrón es eyectado del sitio de interacción. En cambio, esta energía mínima debe ser algo mayor cuando la producción del par electrón-positrón se produce debido a la presencia de un campo eléctrico producido por un electrón atómico. La energía sobrante se la llevará el electrón que produce el campo eléctrico y, en algunos casos, puede ser lo suficientemente alta como para eyectar a este electrón del sitio de interacción. Este fenómeno se conoce como *producción triplete*.

Otros procesos que pueden ocurrir con menor probabilidad son el scattering *Thomson* y el scattering *Rayleigh* y las reacciones fotonucleares, en las que los fotones interactúan directamente con el núcleo atómico. El primero corresponde a la fórmula de Klein-Nishina (que es la que da la sección eficaz para el efecto Compton).

Por otro lado, el scattering Rayleigh es el scattering de los fotones por los átomos. También se lo denomina scattering coherente.

2.3 Fenomenología de las interacciones hadrónicas

Al contrario de las interacciones electromagnéticas, que en el presente se encuentran muy bien entendidas y descritas mediante la electrodinámica cuántica, las interacciones hadrónicas no han podido ser delineadas de forma cerrada hasta la fecha.

La cromodinámica cuántica perturbativa (pQCD) permite la descripción de procesos *hard* (procesos con un pequeño parámetro de impacto) que resultan en momentos transversos transferidos grandes. Pero para el caso de los procesos *soft*, cuyos momentos transversos transferidos involucrados resultan pequeños y donde participan grados de libertad internos de los hadrones, es necesario aplicar un enfoque fenomenológico para poder hacer una descripción de las partículas secundarias resultantes de la interacción hadrónica.

2.3.1 Partículas *leading*

Como se ha visto en el capítulo anterior, los hadrones son partículas consistentes en quarks y gluones. Entre de los quarks que contienen los hadrones, algunos son *quarks de valencia*, que contribuyen a sus números cuánticos. Además de estos quarks, los hadrones contienen pares de quarks-antiquarks que conforman lo que se denomina el *mar de quarks* y gluones.

En las interacciones hadrónicas se pueden distinguir dos tipos de partículas en el estado final:

- Las partículas *leading*, que son las partículas que contienen uno o más quarks de valencia.
- Las partículas no *leading*, que no contienen quarks de valencia.

Se sabe que los quarks de valencia son los que transportan la mayor parte del momento de un hadrón (en general, aproximadamente un 50 %) [33]. Así, luego de una interacción, las partículas *leading* transportan una gran fracción de momento inicial del hadrón y por lo tanto muy pocas son producidas.

En cambio, la mayor cantidad de partículas secundarias producidas son no *leading* debido a que transportan una pequeña fracción de momento inicial del hadrón.

Lluvias partónicas, proceso de hadronización

2.3.2 y *jets*

Luego de una interacción *hard*, se produce una lluvia partónica que consiste en generaciones sucesivas y aleatorias de emisiones de gluones o creaciones de pares quark-antiquark. Cada una de estas generaciones se crea a una escala de menor energía que la anterior y el proceso se detiene a la escala del orden de los GeV, cuando comienza el proceso de hadronización.

La hadronización es el proceso mediante el cual se forman hadrones a partir de quarks y gluones.

La pQCD no permite describir el proceso de hadronización, siendo que involucra pequeñas transferencias de momento y por lo tanto para su entendimiento es parametrizado y modelado fenomenológicamente. Uno de los modelos fenomenológicos más utilizados para describir la hadronización, es el *modelo de cuerdas de Lund* [34].

Como el momento longitudinal y transversal prácticamente se preservan durante el proceso, los hadrones del estado final resultan colimados en una región angular relativamente pequeña en torno a la dirección del partón original, formando lo que se denomina *jet*. Estos *jets* son los que se observan en los detectores de partículas y a partir de los cuales se infiere la presencia de quarks. Cabe mencionar como excepción que, debido a su gran masa, el quark top no hadroniza, sino que decae mediante una interacción débil antes de que pueda hadronizar. La desintegración débil del quark top es excepcionalmente más corta que la escala de tiempo en la que actúa la fuerza fuerte [35].

2.3.3 Modelos fenomenológicos

La pQCD puede describir bien los procesos hadrónicos *hard*, que en general involucran partículas *leading*. Sin embargo, el resto de los secundarios que son producidos (partículas no *leading*) involucran procesos *soft* para los cuales la QCD presenta dificultades para su análisis. Por lo tanto, para estos casos se debe recurrir a modelos fenomenológicos que se basan, en general, en la teoría de Gribov-Regge (GTR) para su descripción.

Una de las grandes dificultades que tiene el estudio de las interacciones hadrónicas es que los resultados que surgen de los distintos tratamientos teóricos de las interacciones hadrónicas *soft* no son enteramente coincidentes y esto no puede ser contrastado de manera concluyente mediante datos experimentales debido a que, hasta el presente, estos eventos de momento transversal pequeño (también llamados procesos *forward*) no han podido ser medidos con precisión en aceleradores de partículas [36].

En las interacciones *soft* (caracterizadas por un gran parámetro de impacto), debido al confinamiento de los quarks y la baja energía de la interacción, no se permitiría el intercambio de gluones o de partones entre los hadrones interactuantes. Sin embargo, es una interacción y algún objeto debe intercambiarse. Esto se resolvió proponiendo que en este tipo de interacciones lo que se intercambia es una partícula imaginaria sin color denominada *pomeron*. Esta es la idea subyacente de los modelos fenomenológicos basados en la teoría de Gribov-Regge (GRT) [37][38]. Las interacciones con pomerones *soft* también son llamadas procesos difractivos y se utiliza un enfoque denominado GTR + *minijets* cuando en la descripción de estos procesos se incluye la producción de *jets*.

En los modelos fenomenológicos las interacciones que pueden ser abordadas mediante la pQCD se tratan como intercambios de escaleras de partones. En la actualidad, se considera que estas escaleras de partones son pomerones, en los cuales una parte corresponde a una componente *hard* que puede ser descrita mediante pQCD y la otra a una componente *soft*.

2.4

Pasaje de rayos cósmicos a través de la atmósfera terrestre

La atmósfera terrestre constituye un medio extenso por excelencia en el cual puede estudiarse el pasaje de *rayos cósmicos* a través de ella. Como se verá, esto resulta un área de gran interés y relevancia dentro del campo de la física de altas energías, siendo que los rayos cósmicos son las partículas con más altas energías que se han observado en la naturaleza (y que aun no han podido ser superadas por ningún experimento).

La medición de las propiedades de estas partículas que ingresan desde el espacio exterior en la atmósfera terrestre es un problema altamente desafiante, en el cual el análisis de la cascada de partículas secundarias que producen al interactuar con las partículas de la atmósfera resulta fundamental para permitir derivar las propiedades de la partícula primaria que le dio origen.

En esta sección se describirán las principales propiedades de la atmósfera, los rayos cósmicos, las cascadas de partículas secundarias que éstos producen al ingresar en la atmósfera terrestre y el experimento Pierre Auger que se lleva a cabo para poder estudiarlas.

2.4.1 La atmósfera

La atmósfera es una masa gaseosa e inhomogénea que rodea a la Tierra. La inhomogeneidad que presenta es muy marcada, encontrándose aproximadamente un 90 % de la masa de aire (disolución de gases que constituye la atmósfera terrestre) en los primeros 18 km de altura (considerando la altura siempre medida desde el nivel del mar) y tan sólo el 1 % por encima de los 32 km de altura [39]. Su composición química consta de una mezcla de aproximadamente 78,08 % de Nitrógeno, 20,94 % de Oxígeno, 0,93 % de Argón y 0,05 % de otros elementos. Un perfil vertical de la atmósfera, revela que ésta puede ser dividida en una serie

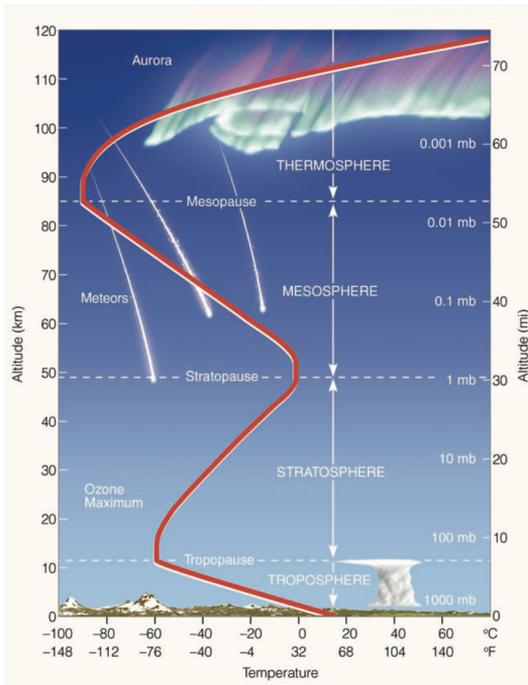


Figura 2.3: Capas de la atmósfera y perfil de temperatura de aire. La línea roja ilustra cómo cambia en promedio la temperatura en cada capa. Figura extraída de [39].

de capas, definidas por un conjunto de propiedades. Como es de esperar, tanto la presión como la densidad del aire disminuyen con la altura, sin embargo, la temperatura de la atmósfera tiene un perfil un poco más complicado, tal y como se muestra en la Figura 2.3.

La región de la atmósfera comprendida entre la superficie terrestre hasta unos 11 km de altura se denomina *tropósfera*. En esta región (o capa), la temperatura disminuye linealmente con la altitud.

La región que separa la *tropósfera* de la siguiente capa, denominada *estratósfera*, se denomina *tropopausa*. La altura de esta región varía, normalmente se encuentra a alturas mayores sobre regiones ecuatoriales y a menores alturas hacia los polos. Además, es más extensa en verano que en invierno, para todas las latitudes. En esta zona, la temperatura se mantiene aproximadamente constante.

En la *estratósfera*, que se extiende hasta unos 50 km de altitud, la temperatura comienza a incrementarse con la altura produciendo lo que se llama *inversión de temperatura*.

Por encima de la *estratósfera* se encuentra la *mesósfera*, que se extiende hasta una altura de aproximadamente 85 km. La temperatura en su parte más alta alcanza -90°C y representa la zona de la atmósfera con menor temperatura. La sección que separa la *estratósfera* de la *mesósfera* se denomina *estratopausa*.

Finalmente, por encima de la *mesósfera* se encuentra la *termósfera* y la zona que se encuentra entre la *mesósfera* y la *termósfera* se denomina *mesopausa*.

La *termósfera* conforma una capa caliente en la cual las moléculas de Oxígeno absorben energía de los rayos solares. Como en esta zona la presión y la densidad de partículas es muy baja, una pequeña absorción de la radiación solar por las moléculas que allí se encuentran derivan en un gran incremento de temperatura, alcanzándose valores de temperatura cercanos a los 1000°C . Además, en esta zona, las partículas cargadas del sol interactúan con las moléculas de aire para producir auroras.

Profundidad atmosférica

Puntualmente, en el estudio de rayos cósmicos que atraviesan la atmósfera terrestre, el parámetro principal que se desea conocer tiene que ver con la cantidad de materia atravesada por estas partículas en su trayecto por la atmósfera. Esta cantidad se denomina *profundidad atmosférica* X y se expresa en unidades de g/cm^2 . Formalmente, se define como la integral en altura de la densidad atmosférica ρ , por encima de un determinado nivel de observación h [32]:

$$X = \int_h^{\infty} \rho(h_1) dh_1 \quad (2.19)$$

De esta manera, resulta fundamental conocer la dependencia de la densidad atmosférica con la altura.

2.4.2 Rayos cósmicos

Suele definirse como *rayos cósmicos* a las partículas cargadas (en general núcleos ionizados) que alcanzan la tierra desde el espacio exterior y que se caracterizan por sus altas energías, tratándose en su mayor parte de partículas relativistas [40]. Se denominan *rayos cósmicos de ultra-alta energía* a aquellos que tienen energías por encima de los EeV (10^{18} eV).

Esta terminología, sugerida por R. Millikan para llamar a la radiación cósmica que había sido observada por V. Hess en 1912 [41], plantea una equivalencia entre las palabras *rayos* y *partículas*, que resulta hoy imprecisa, pero que surgió en las primeras décadas del siglo XX, cuando los descubrimientos de los rayos X , δ , α , β y γ eran recientes y la utilización del término *rayos* era común dentro del ámbito de la física.

Si bien desde hace casi un siglo se conoce la existencia de estas partículas y a pesar de que en los últimos años se han realizado avances importantes en su estudio, aún existen preguntas fundamentales que no han podido ser respondidas. La pregunta central, a partir de la cual se derivan otras preguntas es cuál es el origen de estos rayos cósmicos. El estudio de las fuentes que producen rayos cósmicos implica el conocimiento y entendimiento de los mecanismos de aceleración involucrados, de su propagación en el medio interestelar e intergaláctico, de su composición, su espectro de energías y la distribución de direcciones de arribo, entre otras.

Los rayos cósmicos con energías menores a 10^{14} eV pueden ser detectados directamente en la parte superior de la atmósfera mediante detectores en globos o satélites. Al incrementarse la energía, el flujo de los rayos cósmicos disminuye (ver Figura 2.4) de manera tal que resulta inviable poder estudiarlos mediante medidas directas, siendo que para ello se requeriría de un arreglo de detectores distribuidos en un área significativa en la parte superior de la atmósfera.

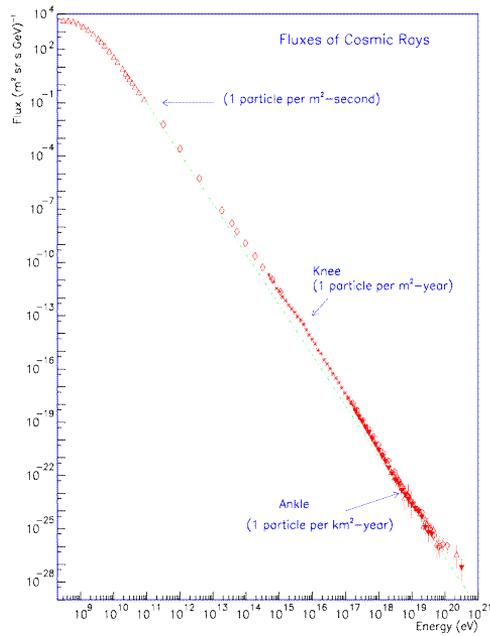


Figura 2.4: Medidas de flujos de rayos cósmicos en función de la energía. Los cambios de pendiente son conocidos como *rodilla* (en inglés *knee*) y *tobillo* (en inglés *ankle*). Figura tomada de [42].

Por lo anterior, el estudio de rayos cósmicos de alta energía se realiza mediante medidas indirectas de partículas secundarias que llegan a la superficie terrestre como producto de una cascada de partículas secundarias que se produce cuando un rayo cósmico de alta energía ingresa en la atmósfera terrestre.

La interpretación de estas mediciones y las estimaciones consecuentes sobre la partícula primaria no sería un proceso tan desafiante si se conocieran en detalle las propiedades de las interacciones de nucleones con núcleos medianamente pesados, que constituyen la mayor parte de las partículas atmosféricas, blancos de los rayos cósmicos incidentes. Es por ello que, ante tal complejidad del problema, una manera de estudiar las propiedades de los rayos cósmicos primarios es realizando simulaciones computacionales de las cascadas de partículas secundarias producidas, para poder hacer luego comparaciones de estas simulaciones con las mediciones.

2.4.3 Cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos

Cuando un rayo cósmico de alta energía (presumiblemente protones o núcleos atómicos livianos) ingresa en la atmósfera terrestre y colisiona con partículas que hay en ella, produce una cascada de otras partículas secundarias (también llamada *extensive air shower* (EAS)), que pueden ser detectadas desde la superficie terrestre. Este fenómeno consiste en que la partícula primaria interacciona con la materia presente en la atmósfera con una energía lo suficientemente alta como para avanzar y crear nuevas partículas. Este proceso se repite sucesivamente con las nuevas partículas creadas hasta que la energía disponible no es suficiente como para permitir nuevas creaciones de partículas. En este punto, se producen efectos de absorción y pérdida de energía.

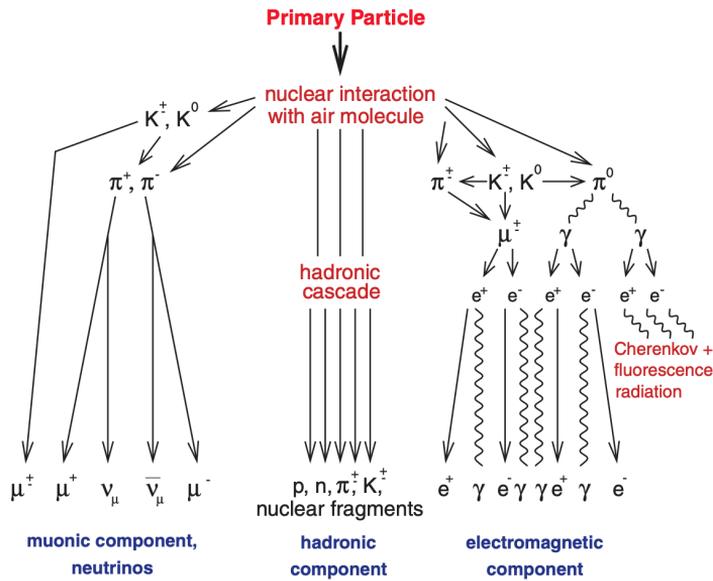


Figura 2.5: Esquema que muestra el desarrollo de una cascada de partículas iniciada por un rayo cósmico primario de naturaleza hadrónica. Figura tomada de [43].

En general, la energía de los rayos cósmicos primarios es suficiente como para

permitir la creación del orden de 10^{11} nuevas partículas y, entre ellas, una notable proporción pueden alcanzar la superficie terrestre cubriendo áreas de varios km^2 . El análisis de estas partículas secundarias permite inferir propiedades sobre la partícula primaria que inició la cascada de partículas y en esto consisten la mayoría de los experimentos de rayos cósmicos.

Si la partícula primaria es un nucleón, podemos ver que la cascada resultante tiene tres componentes, consecuencia de agrupar las partículas secundarias, tal y como se muestra en la Figura 2.5.

- **Componente electromagnética:**

La componente electromagnética está compuesta por electrones/positrones e^\pm y fotones γ y es la más intensa de la cascada. Se inicia, generalmente, por los fotones producidos en el decaimiento rápido de los piones neutros producto de la primera interacción. Estos fotones dan inicio a la cascada electromagnética a través de la creación de pares e^+/e^- , que a su vez producen otros fotones por *bremsstrahlung*, que nuevamente darán lugar a nuevos pares.

En cada interacción hadrónica, más de la tercera parte de la energía se transmite a las partículas electromagnéticas. De forma aproximada, en una cascada iniciada por un hadrón cerca del 90% de la energía del primario es transferida a la componente electromagnética y termina siendo disipada en la atmósfera por ionización.

W. Heitler propuso un modelo simple que puede predecir las características más importantes de una cascada puramente electromagnética [44] y que se ilustra en la Figura 2.6. En este modelo sencillo, partículas del mismo tipo recorren una dada distancia λ antes de interactuar, dando como resultado de dicha interacción, dos partículas cada una con la mitad de la energía de la partícula original ($E = E_0/2$). De esta manera, luego de una distancia 2λ , se tienen 2^2 partículas con energía $E_0/2^2$. A la profundidad $X = N\lambda$, la cascada consistirá de 2^N partículas. Este crecimiento continúa, hasta que las partículas alcanzan una determinada energía crítica E_C por debajo de la cual la probabilidad de interacción es nula. Cuando esto ocurre, el

número de partículas en la cascada deja de aumentar.

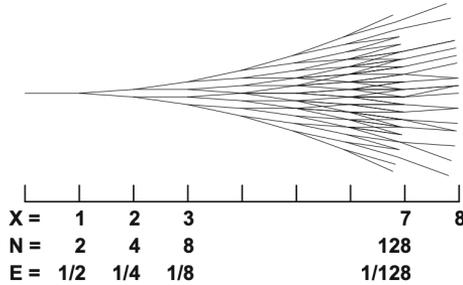


Figura 2.6: Modelo simple de Heitler, donde muestra en este caso que $E_c = E_0/128$. Figura extraída de [32].

El máximo número de partículas en la cascada es $N_{\text{máx}} = E_0/E_C$ y la profundidad a la que ocurre el máximo es proporcional al logaritmo del cociente de la energía primaria y la energía crítica:

$$X_{\text{máx}} = \lambda \log_2(E_0/E_C) \tag{2.20}$$

Aunque el modelo es muy sencillo, permite describir cualitativamente el desarrollo de la cascada electromagnética, así como también la hadrónica hasta el punto máximo de la cascada.

■ **Componente hadrónica:**

La componente hadrónica está compuesta por partículas secundarias tales como protones p , neutrones n , piones π^\pm y kaones K^\pm que no han decaído. La componente hadrónica conforma la columna de la cascada en aire. Los hadrones que sobreviven a las primeras interacciones continúan alimentando las componentes electromagnética y muónica mientras se propagan por la atmósfera. A menudo se afirma que la componente hadrónica está bien concentrada alrededor del eje de la lluvia, sin embargo debido a la dispersión múltiple, los neutrones, en particular, también se dispersan lejos del centro. Aunque las cascadas hadrónicas son mucho más complejas que las electro-

magnéticas, el modelo de Heitler mencionado previamente, también puede utilizarse para ilustrar el desarrollo de las componentes electromagnética y hadrónica de la cascada. Para comenzar, se puede suponer que sólo la primera generación de piones neutros contribuye al desarrollo de la componente electromagnética de la cascada. Se puede mostrar que el máximo de la cascada puede escribirse como [32]:

$$X_{\text{máx}} = X_0 \ln \left[\frac{2(1 - K_{el})E_0}{(\langle m \rangle / 3)\varepsilon_0} \right] + \lambda_N(E_0), \quad (2.21)$$

y que el número de electrones a $X_{\text{máx}}$ es:

$$N_e^{\text{máx}} = \frac{1}{2} \frac{\langle m \rangle}{3} \frac{(1 - K_{el})E_0}{\varepsilon_0}, \quad (2.22)$$

siendo m la multiplicidad efectiva de los mesones, $1/3$ el factor que toma en cuenta la multiplicidad de los mesones neutros, K_{el} el coeficiente de elasticidad para la primer interacción (aproximadamente $1/2$) y ε_0 la energía crítica de los electrones en aire.

Cabe notar, que al reemplazar E_0 por E_0/A , con A el número másico, entonces se puede derivar la expresión para cascadas iniciadas por un núcleo primario.

Como todos los parámetros de las ecuaciones 2.21 y 2.22 dependen de la energía y estas ecuaciones sólo toman en cuenta la primer generación de piones, el resultado que arrojan no es muy preciso, pero permite ilustrar las características básicas del desarrollo de una cascada: la cantidad de partículas en el máximo de la cascada es proporcional a la energía del primario y el máximo de la cascada es proporcional a su logaritmo.

■ **Componente muónica:**

Como se ha visto, en las primeras interacciones hadrónicas se producen mesones cargados, cuyo decaimiento genera muones y neutrinos. Los piones de la generación inicial en su mayoría no decaen, sino que realizan nuevas interacciones y luego de algunas generaciones, las energías de los mismos disminuye lo suficiente, y, acorde a su vida media, se comienzan a producir

los mencionados decaimientos de estos piones en muones y neutrinos. Estos muones forman la componente muónica de la cascada. El número de ellos aumenta a medida que la cascada se desarrolla hasta llegar a un máximo, luego se atenúa muy lentamente, debido a que los muones raramente interactúan y sólo pierden energía por ionización del medio. Cuando su energía es suficientemente baja, los muones decaen generando electrones y neutrinos. La fracción de energía que se llevan los neutrinos y los muones que llegan al suelo no es depositada en la atmósfera y por lo tanto no produce fluorescencia. Este es el origen de la denominada *energía invisible* de la cascada.

La componente muónica es uno de los observables más sensibles a la masa primaria. Además, constituyen una manera de estudiar las interacciones hadrónicas porque provienen del decaimiento de piones y kaones, que constituyen el núcleo hadrónico de la lluvia, y sufren pequeñas pérdidas de energía y ángulos de deflexión en su camino al suelo.

Uno de los observables relacionados con los muones que permite hacer inferencias sobre la masa primaria es la distribución de profundidades de producción de muones (MPD). Para determinar esta distribución, se detectan los tiempos de llegada de los muones al suelo en eventos inclinados (esto es así porque se pretende restar la componente electromagnética de la lluvia). Se observa también que el máximo de esta distribución está muy correlacionado con el máximo de la componente electromagnética de la lluvia.

Cabe aclarar que si la cascada en lugar de ser iniciada por un hadrón es iniciada por un fotón o un electrón, la cascada será casi puramente electromagnética y prácticamente no tendrá componente hadrónica.

2.4.4 El Observatorio Pierre Auger

El Observatorio Pierre Auger [45], es el mayor experimento actual para la detección de rayos cósmicos. Su objetivo principal es el de poder determinar el flujo, direcciones de arribo, distribución y composición de masa de rayos cósmicos de energías superiores a 10^{18} eV. Se encuentra ubicado cerca de la ciudad de Malargüe, provincia de Mendoza, Argentina.

El Observatorio detecta las partículas secundarias que conforman la lluvia de partículas iniciadas por los rayos cósmicos que ingresan en la atmósfera terrestre. Su característica principal es que utiliza un arreglo de detectores híbridos, los detectores de fluorescencia y los de superficie:

- **Detectores de fluorescencia**

El observatorio cuenta con cuatro estaciones de telescopios que se encuentran en el perímetro del arreglo y que son sensibles a la luz fluorescente generada por la cascada, más exactamente a la luz ultravioleta emitida por las moléculas de Nitrógeno al desexcitarse después de haber interactuado con las partículas cargadas de la EAS. Estos detectores de fluorescencia, están destinados a tomar medidas que sirven para el estudio del desarrollo longitudinal de la lluvia de partículas.

- **Detectores de superficie**

Los 1660 detectores de superficie con los que cuenta el observatorio, tienen por objetivo tomar medidas que sirven para el estudio del desarrollo lateral de la lluvia, detectando las partículas que llegan al suelo. Estos detectores cubren una superficie de alrededor de 3000 km^2 . Cada uno de estos detectores, consiste en un tanque de plástico lleno de 12 toneladas de agua ultra-pura. Cuando las partículas cargadas atraviesan el tanque, emiten pequeños destellos de luz que son detectados por tres tubos fotomultiplicadores muy sensibles y que convierten esta luz en señales eléctricas.

Cabe mencionar que los detectores de fluorescencia pueden operar sólo en noches claras, sin luna, recopilando mucho menos datos que los detectores de superficie

(su ciclo de utilidad es de alrededor del 13 %).

El Observatorio Pierre Auger tiene un área total de 3000 km², conformando el observatorio más extenso del mundo. La colaboración incluye más de 500 científicos de 18 países.

Extensiones y actualizaciones

En los últimos años se han desarrollado varias extensiones y actualizaciones en el Observatorio Pierre Auger, implementado nuevos sistemas de detección. Entre estas nuevas extensiones se encuentran los siguientes proyectos:

- **HEAT** (*High Elevation Auger Telescopes*):

El Observatorio Pierre Auger fue diseñado para observar cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos de energías por encima de los 10¹⁸ eV. El objetivo principal de esta extensión es la de estudiar la composición de rayos cósmicos de más baja energía (de unos 10¹⁷ eV) y consiste en tres telescopios de fluorescencia que pueden ser inclinados hasta 60° para observar eventos que se desarrollan en la atmósfera más alta.

- **AMIGA** (*Auger Muons and Infill for the Ground Array*):

El proyecto AMIGA incorpora más de 60 contadores de muones instalados a unos 2,5 m bajo tierra, con el objetivo de detectar únicamente la componente muónica de la cascada de partículas secundarias.

- **AERA** (*Auger Engineering Radio Array*):

Es un nuevo sistema de antenas que miden señales de radio emitidas por la cascada de partículas secundarias. Consiste en un arreglo de más de 120 estaciones de radio que cubren unos 6 km² y que son sensibles a la detección de frecuencias en el rango de 30-80 MHz.

3

MÉTODOS Y HERRAMIENTAS COMPUTACIONALES EN HEP

Índice

3.1	Introducción	73
3.2	Simulaciones computacionales Monte Carlo	74
3.2.1	Generadores de números aleatorios	74
3.2.2	Métodos de muestreo	77
3.3	Simulaciones Monte Carlo en física de partículas	81
3.3.1	Simulaciones de eventos electromagnéticos	82
3.3.2	Simulaciones de eventos hadrónicos	85
3.3.3	Simulaciones de la propagación de rayos cósmicos en la atmósfera terrestre	88
3.4	Herramientas computacionales de análisis	89
3.4.1	HBOOK, PAW y PIAF	89
3.4.2	ROOT	89
3.4.3	DIANA/HEP	90

3.1 Introducción

Desde sus comienzos, el área de investigación de Física de Altas Energías ha estado muy ligado al desarrollo tecnológico, computacional y de *software*, demandando un alto poder de cómputo para realizar simulaciones computacionales, permitir la reconstrucción de procesos que ocurren en experimentos que se llevan a cabo en colisionadores de partículas o de detección de rayos cósmicos, analizar los datos producidos en estos experimentos, realizar cálculos perturbativos, etc.

Cada colisión entre partículas da lugar a estados finales complejos que involucran un gran número de partículas, resultando inviable realizar una descripción analítica completa del problema, de modo que para poder ser estudiadas se requiere el apoyo de métodos computacionales de alta prestación. Además, el enorme volumen de datos que se generan actualmente en estos experimentos implica un fuerte desarrollo tecnológico y computacional para poder abordarlos.

Para ejemplificar la importancia que tiene hoy en día el área de computacional y de desarrollo de *software* en este campo, cabe mencionar que dos de los diez trabajos de investigación más citados de todos los tiempos dentro de la comunidad de Física de Altas Energías (de acuerdo a INSPIRE [46]) corresponden a paquetes de *software* [10, 47].

Respondiendo a lo que más incumbe en esta tesis, en este Capítulo se describe el método Monte Carlo, los simuladores computacionales basados en este método que se utilizaron durante el desarrollo de este trabajo y algunas herramientas de análisis de datos utilizadas en este campo.

3.2 Simulaciones computacionales Monte Carlo

Aunque las primeras referencias a la idea de utilizar métodos de muestreo aleatorios para resolver problemas datan del siglo XVIII, el método Monte Carlo no se convirtió en una técnica de análisis práctica hasta mediados del siglo XX, con la llegada de la era computacional. Puntualmente, el método Monte Carlo suele ser atribuido a los matemáticos J. von Neumann y S. Ulam, que participaron en el desarrollo del Proyecto Manhattan¹. A partir de la década del 70, el desarrollo tecnológico permitió que las computadoras fuesen lo suficientemente veloces como para obtener resultados aceptables en un tiempo razonable y el uso del método ha aumentado enormemente implementándose en diversas áreas.

3.2.1 Generadores de números aleatorios

En una simulación computacional Monte Carlo, existe siempre un mecanismo subyacente capaz de producir largas secuencias de números aleatorios uniformemente distribuidos, más comunmente entre el intervalo abierto $(0, 1)$. Las características de los generadores de números aleatorios que se utilicen, impactarán directamente en la calidad de la simulación Monte Carlo y es debido a la importancia que tienen en las simulaciones Monte Carlo, que en esta sección se describirán las principales técnicas para generar estos números aleatorios de forma computacional.

Como, por definición, la salida de cualquier programa computacional es predecible, los números aleatorios generados por algoritmos computacionales se suelen denominar *números pseudoaleatorios* [48].

Los generadores computacionales de números pseudoaleatorios son algoritmos que, dado un número previo, se puede calcular un número siguiente, constituyendo así

¹Fue llevado a cabo durante la Segunda Guerra Mundial en el Laboratorio Nacional Los Alamos (LANL).

una secuencia.

Existe una gran variedad de generadores de números pseudoaleatorios y el diseño de mejores generadores es aún un área de investigación. A continuación se describirán algunos generadores de números pseudoaleatorios comunmente utilizados: los generadores congruenciales lineales y los generadores recursivos múltiples.

- **Generadores congruenciales lineales**

Los generadores de números pseudoaleatorios más utilizados son aquellos basados en el generador congruencial lineal (GCL). Estos generadores fueron introducidos en 1951 por Lehmer [49].

Un GLC es un algoritmo que obtiene números pseudoaleatorios a través de una función lineal definida a trozos, discontinua.

La sucesión de números pseudoaleatorios se obtiene mediante la siguiente fórmula de recurrencia:

$$x_{i+1} = (ax_i + c) \bmod m, \quad i \geq 0. \quad (3.1)$$

Siendo a , c y m enteros denominados, respectivamente *multiplicador*, *incremento* y *módulo* [50]. Comenzando con cualquier entero x_0 , denominado *semilla*, la secuencia de enteros x_i caerá dentro del rango $0 \leq x_i < m$. Luego, al dividir por el módulo m cada x_i , los números obtenidos se escalan para caer dentro del intervalo $[0, 1)$.

En general, se suele definir $c = 0$, de forma que:

$$x_{i+1} = ax_i \bmod m, \quad i \geq 0. \quad (3.2)$$

Con esta última forma, el generador es denominado *generador multiplicativo congruencial*. La particularidad que tiene este generador es que la secuencia de enteros escalados caen dentro del intervalo abierto $(0, 1)$, lo cual a veces resulta importante en las simulaciones Monte Carlo.

■ Generadores recursivos múltiples

En estos generadores, en lugar de utilizar sólo un valor x_i para generar el próximo número aleatorio x_{i+1} , se utilizan múltiples valores previos:

$$x_i = (a_1x_{i-1} + a_2x_{i-2} + \dots + a_jx_{i-j}) \bmod m, \quad i \geq 0. \quad (3.3)$$

En este caso, el generador es iniciado seleccionando un conjunto de números j , posiblemente producidos mediante un GCL

3.2.1.1 Tests para números aleatorios

G. Marsaglia observó en 1968 [51] que cualquier secuencia de números pseudoaleatorios producidos por un GLC tiene una estructura particular: si una cantidad determinada n de números pseudoaleatorios se utilizan a la vez como coordenadas de puntos, esos puntos no llenan el espacio de dimensión n de manera uniforme, sino que lo hacen en números finitos de hiperplanos paralelos. Además, se puede demostrar que, como mucho, existen $m^{1/n}$ de estos planos.

Los números pseudoaleatorios producidos en una secuencia deberían no tener correlación entre ellos, es decir, cada número generado debería ser independiente del anterior. Aunque la correlación puede disminuirse, no es posible eliminarla completamente. Dicho de otra manera, existen generadores de números pseudoaleatorios que son mejores que otros en este sentido y es por ello que resulta importante comparar la bondad entre los distintos generadores (o iguales generadores, pero con distintos parámetros).

Lo que se busca en los generadores de números aleatorios es que produzcan una larga secuencia de números con la mayor aleatoriedad posible y que utilicen una cantidad de recursos computacionales razonables para este propósito.

Existen varios *tests* de números aleatorios, y ahondar en sus detalles excederían el alcance de este trabajo, sin embargo, para completitud, sólo se mencionarán

algunos de los *tests* más usados, como el test espectral, la determinación de número de hiperplanos, y la determinación de distancia entre puntos.

3.2.2 Métodos de muestreo

El método Monte Carlo se basa en el concepto del muestreo, que es el proceso mediante el cual se generan valores de una variable aleatoria que tiene una densidad de probabilidad específica asociada.

Existen varias técnicas de muestreo y en esta sección se mencionarán algunas de ellas, que se basan en tener primero un generador de números pseudoaleatorios que pueda producir una secuencia larga de números x_i que están uniformemente distribuidos en el intervalo $[0, 1]$. Es decir, que responden a una densidad de probabilidad uniforme, o también llamada rectangular unitaria.

Sea E una expresión lógica que involucre variables aleatorias, $P(E)$ representa la probabilidad de que E sea verdadera.

Para cualquier variable aleatoria \hat{x} , se pueden definir dos funciones: la *función de densidad* (o *densidad de probabilidad*) f y la *función de distribución acumulada* F .

La *función de densidad* de una única variable aleatoria continua \hat{x} se define de manera tal que para dos números cualesquiera a y b con $a \leq b$ se tiene que:

$$P(a \leq \hat{x} \leq b) = \int_a^b f(x)dx \quad (3.4)$$

La integral se interpreta como la probabilidad de que \hat{x} asuma un valor en el intervalo $[a, b]$. La función $f(x)$ es no negativa y normalizada, de tal forma que su integral en todo el rango de x (denominado espacio muestral) es igual a la unidad.

La *función de distribución acumulada* F asociada a la variable aleatoria \hat{x} continua se define para todo número x como:

$$F(x) = P(\hat{x} \leq x) = \int_{-\infty}^x f(x') dx' \quad (3.5)$$

Representa la probabilidad de que \hat{x} asuma un valor menor o igual a x .

Si $F(x)$ es diferenciable:

$$f(x) = F'(x) \quad (3.6)$$

Estos conceptos definidos para variables continuas, se extienden naturalmente para el caso de variables aleatorias discretas o para casos multidimensionales.

Como se ha mencionado previamente, en esta sección se definen métodos para generar variables aleatorias de acuerdo a una determinada función de densidad de interés, a partir de la generación de variables aleatorias uniformemente distribuidas obtenidas, por ejemplo, a través de cualquiera de los generadores de números aleatorios anteriores.

Sean \hat{r}_i variables aleatorias uniformemente distribuidas, las funciones de distribución F y de densidad f asociadas a la variable aleatoria \hat{r} , están dadas por:

$$F(r) = \begin{cases} 0, & r < 0, \\ r, & 0 \leq r < 1, \\ 1, & 1 \leq r. \end{cases}$$

$$f(r) = \begin{cases} 1, & 0 < r < 1, \\ 0, & \text{si no.} \end{cases}$$

3.2.2.1 Método directo o de inversión

Dada una función de distribución acumulada G , si se quieren generar números aleatorios \hat{x} que estén distribuidos de acuerdo a G , si G es invertible, entonces:

$$\hat{x} = G^{-1}(r). \quad (3.7)$$

De esta manera, a partir de variables aleatorias uniformemente distribuidas \hat{r} se pueden obtener variables aleatorias \hat{x} que siguen una distribución deseada G .

Se puede probar esto teniendo en cuenta que G es invertible y que $P(r \leq a) = a$

$$P(\hat{x} \leq x) = P(G^{-1}(r) \leq x) = P(r \leq G(x)) = G(x). \quad (3.8)$$

Como puede verse en [50], este método también puede extenderse a variables aleatorias discretas.

3.2.2.2 Método de aceptación-rechazo

Aunque, en principio, siempre es posible aplicar el método de inversión, muchas veces resulta complicado calcular la inversa de la función de acumulación. En estos casos, otro posible método es el método de aceptación-rechazo, propuesto por J. von Neumann [52].

Si se considera una función de densidad $f(x)$ que puede estar completamente rodeada por una caja definida por c entre los puntos a y b , como muestra la Figura 3.1, entonces se puede seguir el siguiente algoritmo para generar variables aleatorias distribuidas de acuerdo a f [53]:

1. Utilizando un número aleatorio r_1 uniformemente distribuido entre 0 y 1, se genera un número aleatorio uniformemente distribuido entre a y b . Por ejemplo, a través de $r_{ab} = a + r_1(b - a)$.

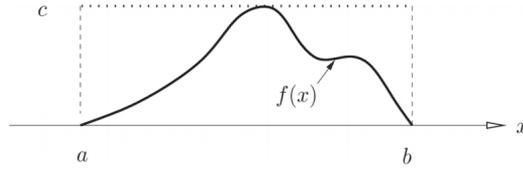


Figura 3.1: Método de aceptación-rechazo. Figura de [54]

2. Se genera un segundo número aleatorio u uniformemente distribuido entre 0 y c . Esto es: $u = r_2 c$, siendo r_2 , al igual que r_1 , un número aleatorio uniformemente distribuido entre 0 y 1.
3. Finalmente, si $u < f(x)$, r_{ab} es aceptado, sino, se descarta y se repiten estos pasos.

De esta manera, los números r_{ab} aceptados, estarán distribuidos de acuerdo a $f(x)$.

Esta técnica resulta efectiva y es simple de implementar. Sin embargo, pueden haber casos en los cuales utilizar esta técnica sea algo ineficiente en términos del tiempo necesario para lograr una buena cantidad de datos muestreados. Se puede ver fácilmente que la eficiencia del algoritmo, es decir, la fracción de valores r_{ab} que son aceptados puede calcularse como $1/c(b-a)$. En el caso de que la eficiencia sea muy baja (por ejemplo, para funciones de densidad con grandes picos), existen algunas técnicas para incrementarla [53].

3.2.2.3 Método de composición

Muchas veces la función densidad de interés se puede expresar como una mezcla discreta de densidades, es decir:

$$f(x) = \sum_{i=1}^k p_i f_i(x), \quad (3.9)$$

siendo f_i funciones de densidad, $\sum_{i=1}^k p_i = 1$ y $p_i \geq 0$. En estos casos, se puede obtener una variable aleatoria \hat{x} que siga la función de densidad deseada $f(x)$ a través del siguiente algoritmo:

Se genera un número aleatorio r_j uniformemente distribuido entre 0 y 1. Se evalúa si $r_j < p_1$ y en caso afirmativo se utiliza $f_1(x)$ para seleccionar el valor de x . En caso contrario se procede con la misma evaluación con el siguiente término de la sumatoria y así sucesivamente.

La ventaja de este método es que se pueden obtener variables aleatorias que se rigen por funciones de densidad muy complejas a partir del muestreo utilizando funciones mucho más sencillas, tanto usando el método de aceptación-rechazo, como el método directo o de inversión.

Simulaciones Monte Carlo en física de partícu-

3.3 las

Como se ha mencionado previamente, las simulaciones basadas en el método Monte Carlo constituyen una herramienta fundamental en el área de Física de Altas Energías. Esta herramienta establece un puente entre las medidas experimentales y las predicciones teóricas en los experimentos que se llevan a cabo en colisionadores de partículas o de detección de rayos cósmicos.

La simulación de colisiones de partículas, fundamentalmente a altas energías, es una tarea extremadamente compleja, porque cada colisión da lugar a estados finales complejos que involucran un gran número de partículas. Por otro lado, requieren de la buena implementación en código de los modelos físicos subyacentes, ya sean teóricos o fenomenológicos y la constante actualización de los mismos

cuando dependen de parámetros externos que se suelen obtener a partir de medidas que se hacen en experimentos de alta energía.

En esta sección se describen los simuladores y generadores de eventos basados en el método Monte Carlo que se usaron a lo largo de este trabajo.

3.3.1 Simulaciones de eventos electromagnéticos

Los procesos electromagnéticos están bien descriptos por la electrodinámica cuántica y, en principio, es posible hacer una descripción analítica de las cascadas electromagnéticas que se generan en colisiones de partículas a altas energías.

Sin embargo, como los procesos involucrados son muy complejos, la descripción analítica de una cascada electromagnética se vuelve muy dificultosa y se precisa para ello hacer fuertes aproximaciones que involucran tanto ignorar distintos procesos de interacción (o aproximarlos de manera rudimentaria), como simplificar la geometría del problema.

Es por ello que para resolver los problemas que resultan de interés en la actualidad, éstos procesos deben ser estudiados con la ayuda de métodos de cálculo numérico, como lo es el método Monte Carlo. No sólo porque de esta forma pueden ser incluidos todos los procesos de interacción, sino también porque pueden modelarse geometrías arbitrarias del problema y evaluar fluctuaciones estadísticas entre cascadas.

Los simuladores de eventos electromagnéticos basados en el método Monte Carlo que han sido utilizados a lo largo de este trabajo se describen a continuación, aunque cabe aclarar, que no todos los simuladores que en este trabajo se han utilizado para simular eventos electromagnéticos se dedican exclusivamente a ellos. Algunos simuladores aquí mencionados también permiten la simulación de otras interacciones fundamentales, mas allá de las electromagnéticas.

- **GEANT4** (*GEometry ANd Tracking*)

Es un paquete de *software*¹¹ desarrollado por la colaboración internacional del *Consejo Europeo para la Investigación Nuclear (CERN)* que permite la simulación del pasaje de partículas a través de la materia. GEANT4 es particularmente robusto y eficaz para la reproducción de geometrías complejas.

Surgió en el año 1998 [10] como resultado de un proyecto que tenía la intención, entre otras, de reescribir en el lenguaje C++ el código de una versión anterior, GEANT3, que estaba escrito en FORTRAN. De esta manera, se pudo utilizar en este sistema un paradigma de programación orientado a objetos.

GEANT4 está escrito en C++ y es un código abierto. Admite la simulación de fenómenos de colisión que ocurren a energías comprendidas en un rango que se extiende desde los 250 eV a los TeV [55]. Puede simular el transporte de casi todas las partículas conocidas e incorpora modelos de interacción tanto hadrónicos como leptónicos. Cuenta también con la opción de incluir campos eléctricos y magnéticos en las simulaciones [56] [57].

La última versión de GEANT4 es la 11.0, que fue lanzada en Diciembre del año 2021.

- **EGS5** (*Electron Gamma Shower*):

El paquete de *software* EGS permite simular el transporte acoplado de electrones y fotones en geometrías arbitrarias.

La primera versión de este paquete fue la versión EGS3, que fue lanzada en 1978 y desarrollada por investigadores del *Stanford Linear Accelerator Center* de Estados Unidos para modelar procesos físicos a altas energías [58].

¹¹Serie de conjuntos de secuencias de instrucciones escritas para realizar una tarea específica en una computadora que son distribuidas de forma conjunta.

Su siguiente versión, EGS4, fue publicada en 1985 [59] y tuvo como fundamental objetivo permitir la simulación de procesos a más bajas energías, siendo un requerimiento principalmente de las/os investigadoras/res del área de la Física Médica [60].

Luego de actualizaciones de esta versión, se consolidaron dos equipos de trabajo para continuar con el desarrollo de este sistema: por un lado, el equipo del *National Research Council of Canada*, en Canadá, desarrolló la versión EGSnrc en el año 2000 [61] y por otro lado, el equipo de la *High Energy Accelerator Research Organization (KEK)*, en Japón, desarrolló la versión EGS5 [9] en el año 2005.

El sistema EGS5, que es el utilizado en el presente trabajo, está escrito en el lenguaje FORTRAN y permite la simulación de partículas de energías desde 10 keV hasta varios cientos de GeV, dependiendo del material. Es posible incluir campos magnéticos de forma limitada, pero no campos eléctricos [56].

3.3.2 Simulaciones de eventos hadrónicos

Como ya se ha visto en el capítulo anterior, si bien la cromodinámica cuántica perturbativa (pQCD) es la única teoría estricta que provee tanto una base para la descripción cualitativa como cuantitativa de la producción hadrónica a altas energías, la precisión de sus cálculos son sólo ciertas para una restringida clase de procesos que son los procesos *hard*. Para los procesos *soft*, caracterizados por momentos transversos chicos involucrados, no se puede aplicar la pQCD y es por ello que se debe recurrir a modelos fenomenológicos.

En cuanto a los simuladores Monte Carlo de eventos hadrónicos, por lo anterior, se desarrollan paquetes tales que usan la pQCD para la descripción de procesos *hard*, mientras que tratan a los procesos *soft* de un modo simplificado, fenomenológico, asumiendo que juegan un rol cada vez más pequeño a medida que la energía aumenta.

En el capítulo anterior, se vio que estos modelos fenomenológicos se basan en la teoría de Gribov-Regge (GRT), que cuando incluye la producción de *jets* el enfoque suele denominarse GRT + *minijets*. Así, las interacciones se abordan mediante pQCD como intercambio de escaleras de partones que se consideran pomerones y que éstos contienen una parte *hard* y otra *soft*.

Dos modelos fenomenológicos de los más conocidos son el Modelo Dual de Partones (modelo DPM o *Dual Parton Model*) y el modelo de Cuerdas Quark-Gluón (modelo QGS o *Quark-Gluon String model*)

A continuación se describirán los tres generadores de eventos hadrónicos que han sido utilizados en este trabajo: SIBYLL, QGSJET y EPOS ^{III}.

■ SIBYLL

A fines de la década que inicia en el año 1980 se desarrolló el modelo de *minijets*, conocido como *minijet model* [65], [66] y tan sólo tres años después,

^{III}Cabe destacar que durante la escritura de este trabajo han surgido nuevas versiones de SIBYLL (su versión 2.3d [62]), de QGSJET (su versión QGSJET-III [63]) y de EPOS (su versión EPOS-HQ [64]), que no son descriptas en esta sección siendo que no han sido estudiadas, ya que serán objeto de próximos análisis.

una primera implementación de las interacciones hadrónicas *hard* múltiples se pudieron simular en el generador de eventos hadrónicos PYTHIA. Sin embargo, en este generador el modelo *minijets* no se implementaba en su totalidad. Fue SIBYLL el primer generador de eventos hadrónicos que implementó el modelo de *minijets* en su totalidad en sus primeras versiones (1.5, 1.6 y 1.7) [67], lanzadas a principio de la década de los 90.

De manera general, se puede decir que SIBYLL es un sistema que permite simular interacciones hadrónicas y que se basa en el modelo DPM, el modelo de Lund y el modelo de *minijets*.

Años más tarde, fue lanzada la versión la 2.1 de SIBYLL [3], cuyas diferencias más importantes respecto a las versiones anteriores se dan en la descripción de las interacciones *soft* y en la disociación difractiva. Esta versión incorpora la teoría de Gribov-Regee para describir la componente *soft* de las interacciones hadrónicas. En las versiones previas de SIBYLL a la 2.1, sólo se permitía una única interacción *soft*, pero este nuevo enfoque permite múltiples interacciones *soft* que se describen mediante el intercambio de pomerones.

La siguiente versión de SIBYLL fue la 2.3 [4] y fue lanzada en el año 2016. El desarrollo de esta nueva versión estuvo motivado, fundamentalmente, en la inclusión de los últimos datos que habían sido publicados por el LHC (correspondientes al *run I*). Además, en 2017 se lanzó una versión 2.3c [12], que fue ajustada para proveer una mejor descripción de los datos obtenidos por el experimento NA49 (por *North Area experiment 49*) del CERN.

Respecto del proceso de hadronización, cabe destacar que las últimas versiones consideran también la posibilidad de intercambios de gluones entre el mar de quarks y el mar de valencia y permiten el rompimiento de di-quarks. En la versión 2.3c se ajustan además los parámetros de la función de fragmentación, las masas de excitación remanentes y las tensiones de las cuerdas para obtener el comportamiento correcto en el escaleo de Feynman.

- **QGSJET** (*Quark Gluon String model with JETs*)

El modelo QGSJET surgió en los años 90s [68] y está basado en el modelo

QGS. La primera versión de este modelo fue la QGSJET-01 y en el año 1997 se incorporó en el modelo la producción de *minijets*. Cabe destacar que este modelo está basado en datos pre-HERA.

Luego surgió la versión QGSJET-II [7], cuya diferencia fundamental con su versión anterior tiene que ver con el hecho de que QGSJET-II tiene en cuenta las interacciones pomerón-pomerón. Además, en este modelo se agregan nuevas densidades de partones que se aplican a la producción de *minijets*. En esta versión se pueden distinguir las distribuciones QGSJET-II-03 [7] y la QGSJET-II-04 [8], en donde la última toma en consideración los datos obtenidos durante el *run* I de LHC.

■ EPOS

EPOS surgió como una mejora de los modelos hadrónicos NEXUS [37] y VENUS [69] y está basado en la teoría de Gribov-Regge, en donde las interacciones se describen a través de intercambios de escaleras de partones. Su primera versión fue EPOS 1.66 [70] y es consistente con los datos del RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*, Colisionador Relativista de Iones pesados), sin embargo, no es compatible con los datos experimentales de KASCADE, ya que la energía que llevan los hadrones en las simulaciones es muy baja.

Luego surgió la versión EPOS 1.99 [11], la cual toma en cuenta efectos no lineales en las interacciones. En este modelo la producción de partículas se lleva a cabo fijando el número de pomerones existentes entre el proyectil y el blanco, dando lugar a que la energía inicial sea compartida entre los pomerones y los remanentes. Así, la producción de partículas se da por el decaimiento de los remanentes y por el corte de los pomerones.

La última versión de EPOS es la versión EPOS v3400 [6] (también conocida como EPOS-LHC). Esta versión es mucho más rápida que la versión anterior, pero tiene más parámetros libres para ajustar. La característica principal de esta versión es que toma en consideración los datos obtenidos durante el *run* I de LHC, respecto de las interacciones protón-protón, protón-Pb y Pb-Pb.

Simulaciones de la propagación de rayos cósmicos en la atmósfera terrestre

3.3.3

Existen una variedad de paquetes de software que permiten simular la propagación de rayos cósmicos en la atmósfera terrestre. En este trabajo se ha utilizado AIRES y es por ello que es el paquete de software que se describe en esta sección.

- **AIRES** (*AIRshower Extended Simulations*)

AIRES [1] consiste en un conjunto de programas y librerías de aplicaciones que totalizan más de 300.000 líneas de código fuente y que permiten la simulación de interacciones electromagnéticas o hadrónicas de todas las partículas que forman parte de una cascada, y la propagación espacio-temporal (4d) de las mismas, permitiendo además incluir la curvatura del suelo y el campo geomagnético

El sistema AIRES es actualmente una de las herramientas standard utilizadas por la comunidad de científicos que se dedican al estudio de rayos cósmicos en todo el mundo.

Escrito en FORTRAN y desarrollado por S. Sciutto, es un sistema diseñado especialmente para describir cascadas de partículas que se producen luego de la incidencia de los rayos cósmicos en la atmósfera terrestre.

Relacionado con la simulación de las interacciones electromagnéticas, AIRES permite la simulación de los procesos: producción de pares, aniquilación de positrones, radiación de frenado en electrones, positrones y muones, producción muónica de pares, rayos δ (electrones *knock-on*), efectos Compton y fotoeléctrico, efecto LandauPomeranchuk-Migdal (LPM) y supresión dieléctrica [2].

Para la simulación de las interacciones hadrónicas, AIRES permite utilizar los modelos SIBYLL (versiones 2.1, 2.3 y 2.3d), EPOS (versiones 1.99, EPOS-LHC) y QGSJET (versiones II-03 y II-04). Por defecto, AIRES utiliza el modelo hadrónico SIBYLL en su versión 2.3d si el usuario no especifica otra cosa.

3.4 Herramientas computacionales de análisis

3.4.1 HBOOK, PAW y PIAF

HBOOK [71] es una librería escrita en FORTRAN que contiene rutinas para la manipulación de histogramas, plots, tablas y n-tuplas.

PAW [72] es un sistema para el análisis interactivo de datos que utiliza, entre otras, la librería HBOOK. Fue propuesto en 1984 y el desarrollo comenzó en el año 1986. Está escrito en FORTRAN 77, pero también tiene un subconjunto de funcionalidades escritas en C que habilitan la interfaz con el usuario. PAW se basó en los componentes de CERNLIB, una amplia colección de librerías escritas en FORTRAN, y estaba destinado a interoperar con ellas.

PAW fue la principal herramienta de análisis de datos durante alrededor de 20 años. En 1991, se implementó PIAF [73] (Parallel Interactive Analysis Facility) como una extensión de PAW que permitiera el análisis en paralelo de varios archivos.

3.4.2 ROOT

ROOT [74] comenzó a desarrollarse en el año 1994, es un entorno de análisis de datos orientado a objetos cuyo objetivo fue resolver los retos de análisis de datos a gran escala que surgían en el área de física de altas energías.

Es un *software* de código abierto escrito en C++ y que emergió como una sustitución de antiguos sistemas interactivos de análisis de datos, como PAW o PIAF, que no se adaptaban correctamente para analizar grandes volumen de datos.

El sistema ROOT contiene herramientas de software para el modelado y análisis estadístico de datos. También cuenta con una gama más amplia de funcionalidades, no estrictamente ligadas a la física de altas energías y que permite utilizarlo en otras áreas que hacen un uso intensivo de los datos, incluyendo análisis interactivos en C++, histogramados, gráficos (2D y 3D), bibliotecas matemáticas, manipulación de imágenes y herramientas para la computación distribuida.

A pesar de las numerosas características pioneras e innovadoras, se considera que los componentes están demasiado acoplados y también limitados por decisiones de diseño que se han tomado hace más de dos décadas. Es por ello que emerge la necesidad de un nuevo sistema de análisis de datos que da lugar al nacimiento del proyecto DIANA/HEP (Data Intensive ANalysis for High Energy Physics).

3.4.3 DIANA/HEP

El proyecto DIANA surge con la intención de mejorar las herramientas existentes y provistas por ROOT. El objetivo principal de DIANA/HEP es desarrollar herramientas de última generación para experimentos que adquieren, reducen y analizan petabytes de datos. La mejora del rendimiento, la interoperabilidad y las herramientas de colaboración mediante modificaciones y adiciones a paquetes ampliamente utilizados por la comunidad permitirá a los usuarios explotar más plenamente los datos que se están adquiriendo en las instalaciones que realizan experimentos de física de altas energías, tales como el gran colisionador de hadrones LHC del CERN, entre otros.

Para este proyecto se prevén tres áreas de actividad interrelacionadas [75]:

- Performance: la intención es permitir el aumento del paralelismo para poder evitar cuellos de botella al analizar grandes volúmenes de datos
- Interoperabilidad: el objetivo es crear versiones modulares de las librerías que funcionen tanto en el marco tradicional de ROOT como en otros marcos como Hadoop [76], Apache Spark [77], Mathematica [78], Python [79], etc.

- Análisis colaborativo: se prevé la incorporación de nuevas herramientas que se basan en el concepto y las prácticas emergentes de que el análisis de datos es una actividad de colaboración.

4

COMPARACIÓN DE SIMULADORES DE CASCADAS ELECTROMAGNÉTICAS

Índice

4.1	Introducción	95
4.2	Simulaciones	96
4.3	Resultados	97
4.3.1	Desarrollo longitudinal	97
4.3.2	Dispersión lateral	101
4.3.3	Distribuciones de energía	108

4.1 Introducción

Actualmente se halla en curso un importante esfuerzo de desarrollo en AIRES con el objetivo de extender el rango de validez de las simulaciones hacia energías más bajas. Por este motivo, resulta relevante la comparación de resultados de simulaciones de cascadas electromagnéticas con otros simuladores que son más apropiados para operar en energías más bajas, como EGS5 y GEANT4, que han sido presentados en el capítulo anterior.

A diferencia de AIRES, estos simuladores son utilizados en otros contextos que no son el del estudio de cascadas atmosféricas iniciadas por rayos cósmicos y en donde se requieren análisis a más bajas energías. Una de las áreas en donde suelen ser utilizados con mayor frecuencia es la de Física Médica, permitiendo simular el pasaje de haces de partículas y/o radiación a través de diversos medios inhomogéneos con geometrías complejas. Además, estos simuladores son adecuados para modelar detectores de radiación (que son utilizados en distintos experimentos) y simular las interacciones que allí se llevan a cabo.

Por otro lado, resulta importante destacar que, como se vio en el Capítulo 3, la diferencia fundamental entre EGS5 y GEANT4 es que el primero sólo permite la simulación de cascadas electromagnéticas, que incluye el transporte acoplado de fotones y electrones. Por su parte, GEANT4 es un simulador mucho más completo y robusto, que permite simular el transporte de casi todas las partículas conocidas, incorporando modelos de interacción hadrónicos y leptónicos. Es por este motivo que GEANT4 es uno de los paquetes de *software* más conocidos a través de un variado conjunto de áreas distintas, siendo que, además de ser ampliamente utilizado en el contexto de la Física Médica, también resulta el más apropiado para el modelado de detectores de radiación que se utilizan en experimentos de alta energía (colisionadores de partículas y/o detección de rayos cósmicos).

En este capítulo se describen los resultados que se obtuvieron al comparar cascadas electromagnéticas simuladas por los sistemas AIRES, GEANT4 y EGS5 [14]. Estas cascadas electromagnéticas corresponden a cascadas de partículas secundarias

que son iniciadas por electrones o fotones primarios cuando atraviesan un medio de composición similar al de la atmósfera.

4.2 Simulaciones

Se utilizaron los paquetes AIRES, EGS5 y GEANT4 para simular cascadas electromagnéticas iniciadas por electrones y fotones primarios de 15 MeV, y 30 MeV y que atraviesan un medio de aire a CNTP de 100 m extensión.

Se incorporaron para el análisis 33 niveles de observación equiespaciados, tal y como muestra la Figura 4.1. Así, por cada nivel de observación se puede obtener listado de todas las partículas que lo atraviesan con sus características.

Luego de realizar unas 200000 simulaciones por cada caso y con cada simulador, se procedió a hacer un análisis comparativo entre los distintos paquetes.

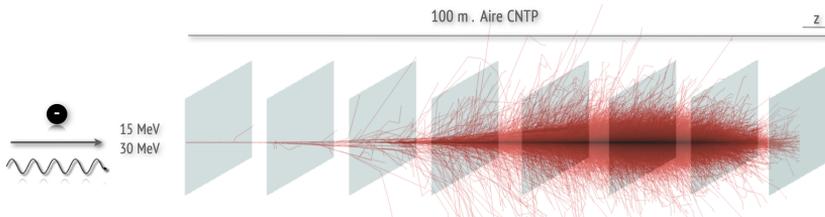


Figura 4.1: Configuración de las simulaciones

Si bien los paquetes de software analizados tienen incorporadas rutinas para el análisis de los datos, se programó una rutina independiente de manera que los tres simuladores puedan ser analizados del mismo modo. Se analizaron distintas magnitudes de interés, como lo son:

1. Desarrollo longitudinal

Por cada vez que una partícula atraviesa uno de los niveles de observación (es decir, que tiene una coordenada z determinada) se registra. El desarrollo longitudinal de la cascada se observa en una gráfica en la que se muestra la cantidad de partículas en función de los distintos niveles de observación.

2. Dispersión lateral

Por cada vez que una partícula atraviesa uno de los niveles de observación se registra su distancia al eje de propagación. La dispersión lateral de la cascada se puede observar en una gráfica que represente estos histogramas de frecuencia.

3. Distribuciones de de energía

Por cada vez que una partícula atraviesa uno de los niveles de observación se registra su energía. La distribución de energía de la cascada se puede observar en una gráfica que represente estos histogramas de frecuencia.

4.3 Resultados

4.3.1 Desarrollo longitudinal

En las Figuras 4.2-4.7 se observan los desarrollos longitudinales de la cascada, es decir, la cantidad de partículas de cada tipo (en este caso electrones (Figuras 4.2 y 4.3), fotones (Figuras 4.4 y 4.5) y positrones (Figuras 4.6 y 4.7)) que atraviesan cada nivel de observación, que son 33 y que están representados en el eje x de cada figura.

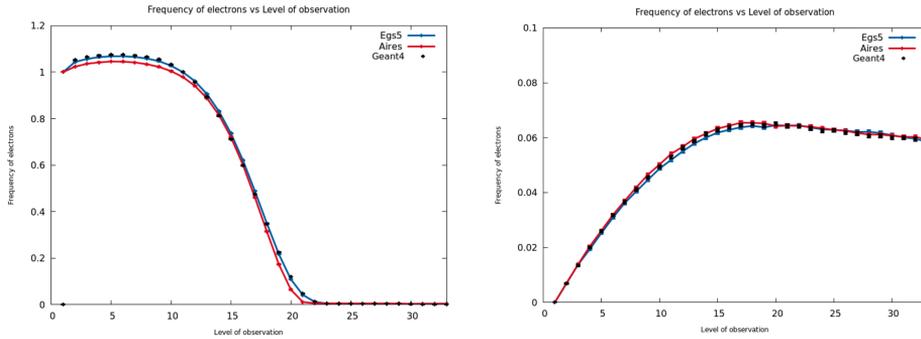


Figura 4.2: Desarrollo longitudinal de electrones en cascadas iniciadas por electrones de 15 MeV (izquierda) y por fotones de 15 MeV (derecha).

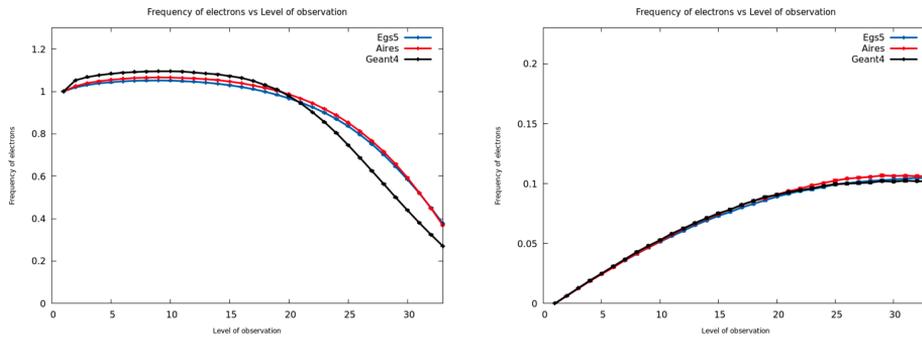


Figura 4.3: Desarrollo longitudinal de electrones en cascadas iniciadas por electrones de 30 MeV (izquierda) y por fotones de 30 MeV (derecha).

En cada figura se muestra el desarrollo longitudinal de un tipo de partícula para cascadas iniciadas por electrones (figuras de la izquierda) y fotones (figuras de la derecha) de 15 MeV o de 30 MeV.

Cuando el tipo de partícula del desarrollo longitudinal coincide con el tipo de partícula que inició la cascada los gráficos comienzan en el valor 1 de ordenadas, porque se grafica la cantidad de partículas sobre el número total de casos (en este caso 200000), es decir el promedio de 200000 casos.

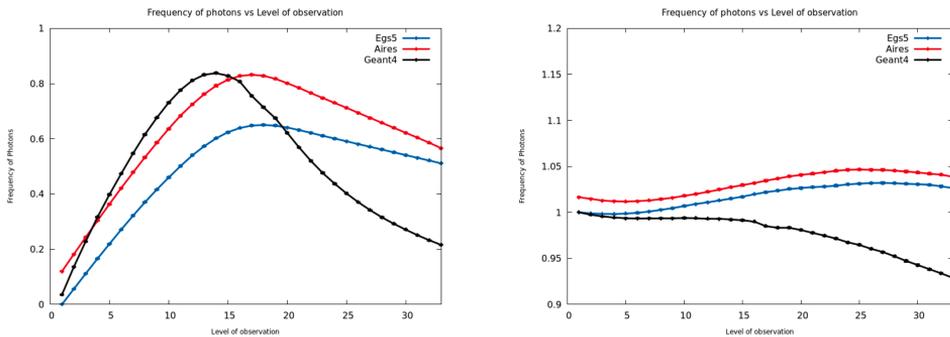


Figura 4.4: Desarrollo longitudinal de fotones en cascadas iniciadas por electrones de 15 MeV (izquierda) y por fotones de 15 MeV (derecha).

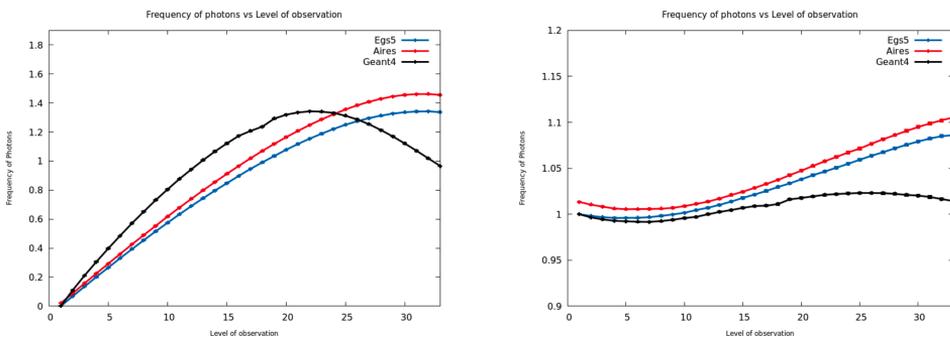


Figura 4.5: Desarrollo longitudinal de fotones en cascadas iniciadas por electrones de 30 MeV (izquierda) y por fotones de 30 MeV (derecha).

Se puede ver en el desarrollo longitudinal de los electrones (Figuras 4.2 y 4.3) que, a excepción del caso de GEANT4 en la Figura 4.3 (izquierda), existe una coincidencia entre los tres paquetes de software, tanto para cascadas iniciadas por electrones como por fotones. Cuando la energía del primario es más baja, se puede apreciar que los electrones comienzan a frenarse antes. En la Figura 4.2 (izquierda) se observa que esto comienza a ocurrir cerca del nivel 11.

En el caso del desarrollo longitudinal de fotones (Figuras 4.4 y 4.5), no hay una apreciable coincidencia entre los tres paquetes de software, aunque AIRES y EGS5 tienen para todos los casos estudiado la misma tendencia y que AIRES produzca

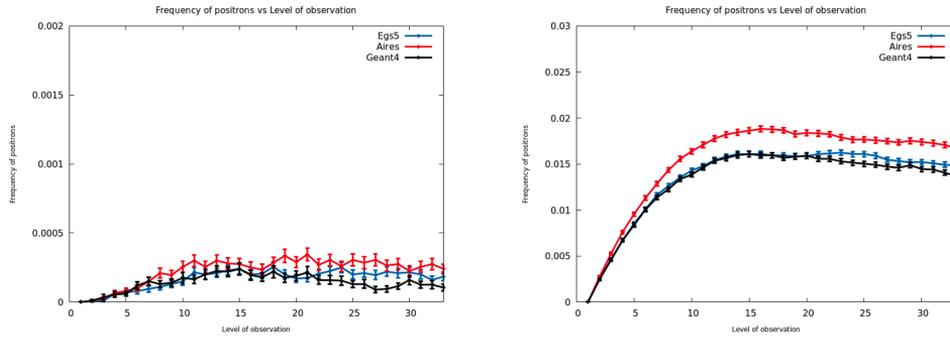


Figura 4.6: Desarrollo longitudinal de positrones en cascadas iniciadas por electrones de 15 MeV (izquierda) y por fotones de 15 MeV (derecha).

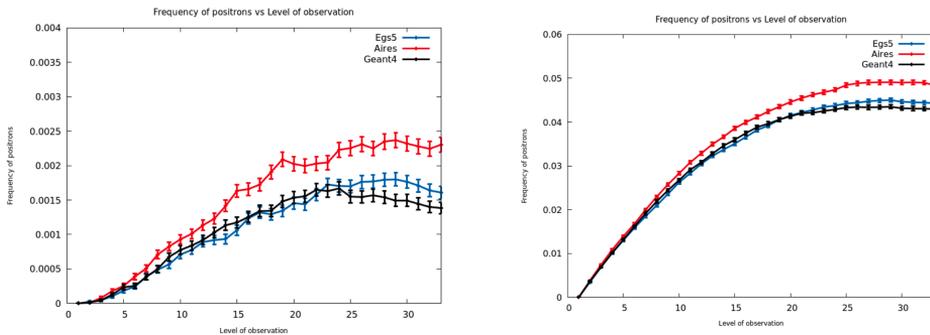


Figura 4.7: Desarrollo longitudinal de positrones en cascadas iniciadas por electrones de 30 MeV (izquierda) y por fotones de 30 MeV (derecha).

más fotones que EGS5 puede tener que ver con el hecho de que cada sistema utiliza parámetros distintos. En el caso de GEANT4, la diferencia con los otros paquetes es más marcada y para el caso de cascadas iniciadas por fotones, se producen menos fotones que los otros dos paquetes de software. En el caso de las cascadas iniciadas por electrones, los fotones producidos son absorbidos en mayor proporción y antes en comparación con AIRES y EGS5, aunque es de destacar, que en los primeros niveles parecen producirse más fotones.

Tanto en AIRES como en GEANT4 se observa que puede existir mayor cantidad de fotones en el primer nivel debido a que se estén contando los fotones producidos

por otras partículas que previamente retroceden más allá del primer nivel.

Finalmente, en cuanto al desarrollo longitudinal de positrones (Figuras 4.6 y 4.7), puede verse que tanto para cascadas iniciadas por fotones y electrones la concordancia entre EGS5 y GEANT4 es apreciable y que en todos los casos AIRES tiene una mayor producción de positrones que los otros dos paquetes, posiblemente debido a cómo se encuentran definidos los distintos parámetros en cada simulador.

4.3.2 Dispersión lateral

En las Figuras 4.8-4.13 se observan las distribuciones laterales para cada tipo de partícula (electrones (Figuras 4.8 y 4.9), fotones (Figuras 4.10 y 4.11) y positrones (Figuras 4.12 y 4.13)). Para cada tipo de partícula se incluyen dos figuras de dispersión lateral, la primera corresponde a cascadas iniciadas por electrones de 30 MeV y la segunda corresponde a cascadas iniciadas por fotones de la misma energía (30 MeV).

La escala de color representa la frecuencia de cada tipo de partícula por área de un anillo definida por el inicio y fin de cada bin radial y por cada figura se muestra esta escala en forma lineal (izquierda) y logarítmica (derecha), que a veces permite hacer observaciones más claras. El eje x corresponde a la distancia al eje de la cascada (en escala logarítmica) y va de 8 cm a 16000 cm (160 m) y en el eje y se representan los distintos niveles de observación (de 1 al 33).

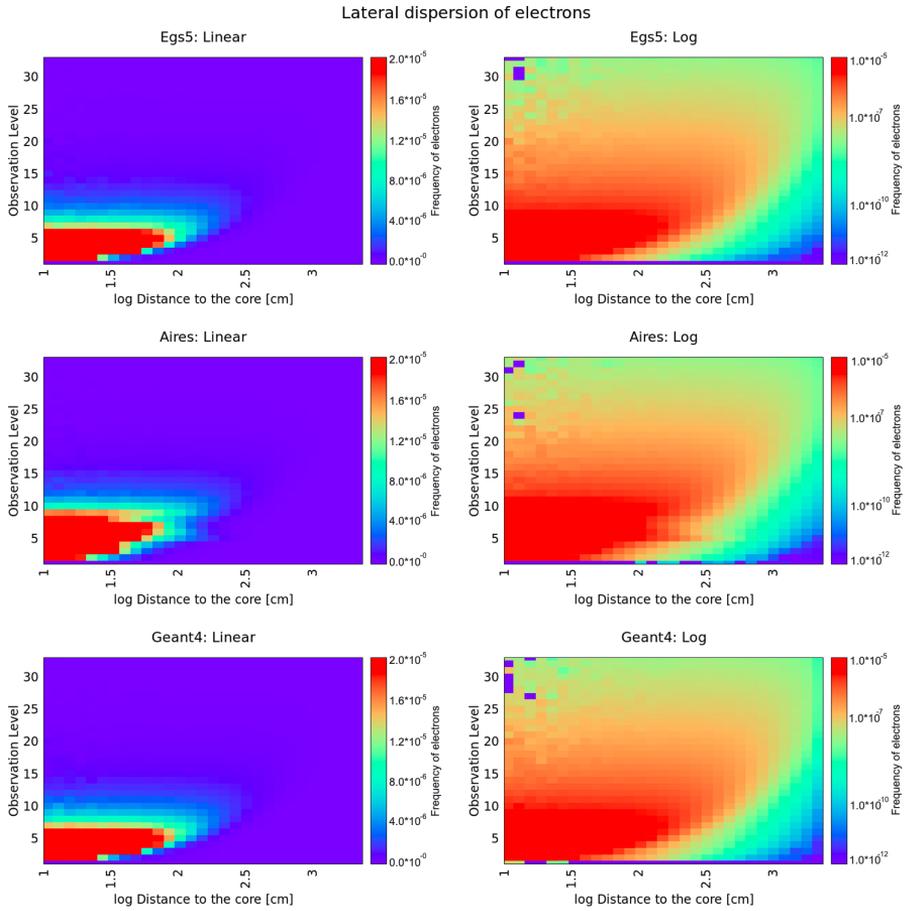


Figura 4.8: Dispersión lateral de electrones en cascadas iniciadas por electrones de 30 MeV.

De manera general, puede observarse en estas figuras que a medida que la lluvia avanza comienza a haber un desperdigamiento lateral de las partículas. Es decir, en los primeros niveles tenemos mayor cantidad de partículas cerca del eje central de la cascada, que se van dispersando lateralmente a medida que se van propagando hacia adelante.

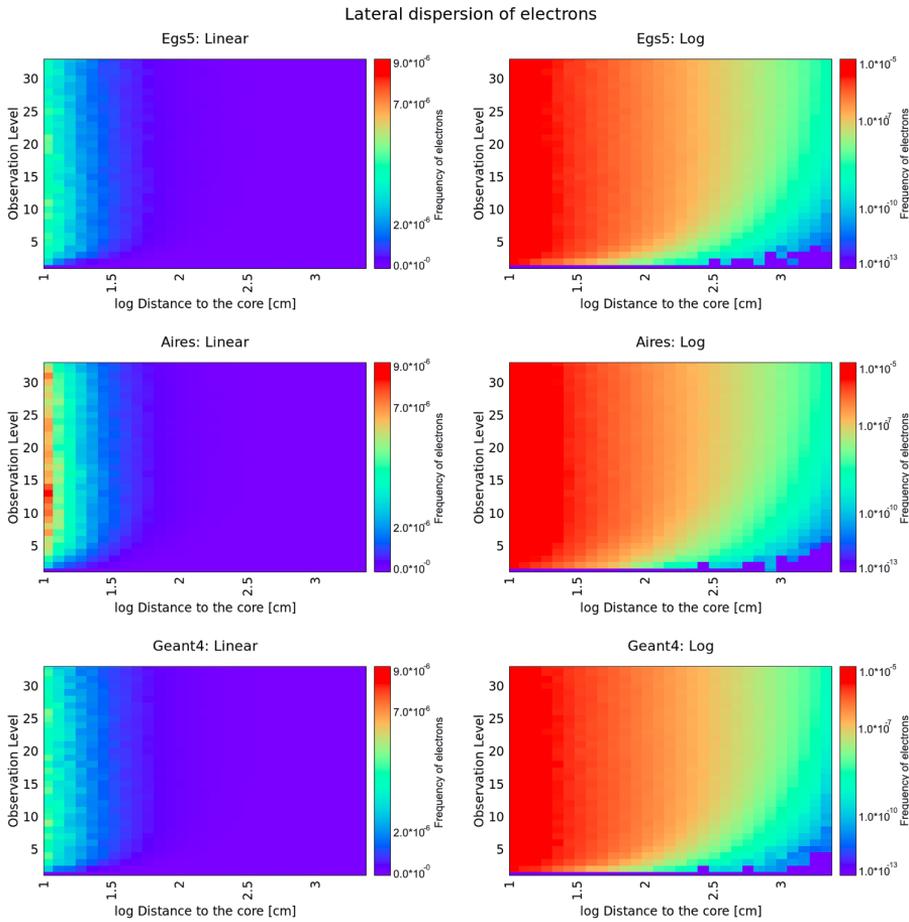


Figura 4.9: Dispersión lateral de electrones en cascadas iniciadas por fotones de 30 MeV.

Existe una coincidencia apreciable entre los tres simuladores para el caso de la dispersión lateral de electrones (Figuras 4.8 y 4.9), tanto para cascadas iniciadas por electrones como por fotones.

En el caso de lluvias iniciadas por fotones, los electrones se mantienen cerca del eje a niveles más altos. Esto tiene que ver con la alta penetración que tienen los fotones respecto de los electrones, facilitando la producción de electrones cerca del eje de propagación a niveles más altos.

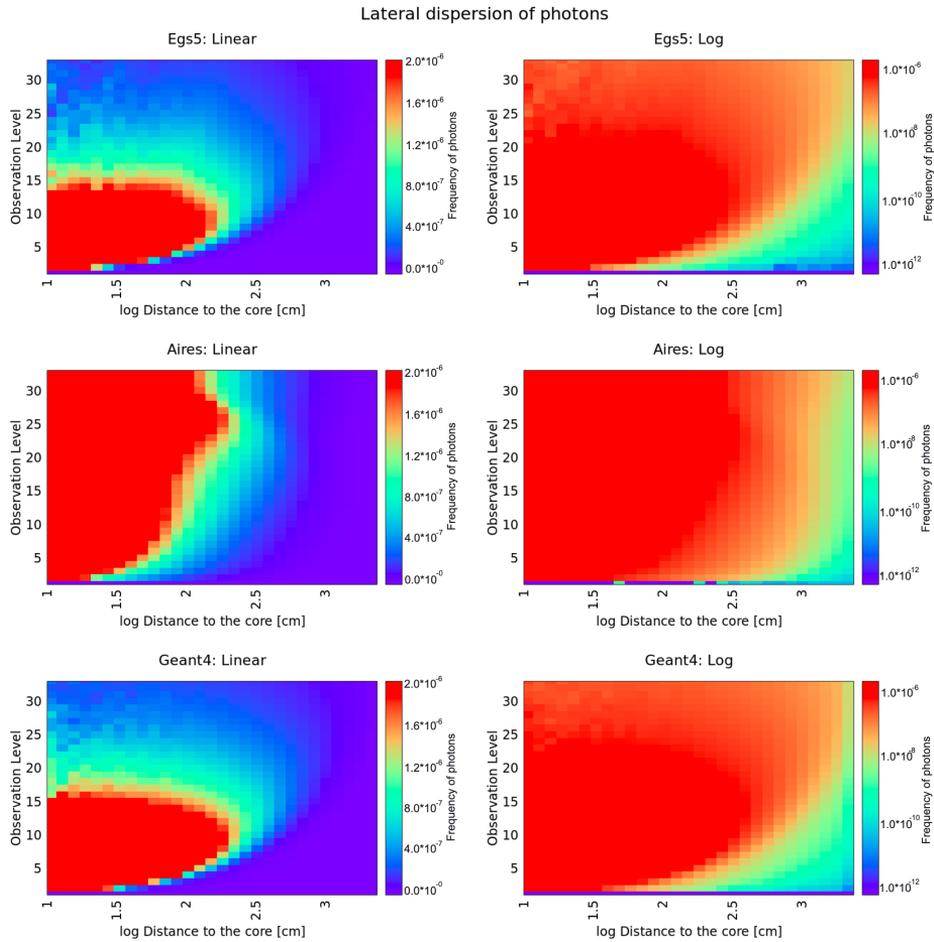


Figura 4.10: Dispersión lateral de fotones en cascadas iniciadas por electrones de 30 MeV.

En el caso de la dispersión lateral de fotones (Figuras 4.10 y 4.11), EGS5 y GEANT4 tienen mayor coincidencia. AIRES tiene tendencia a dispersar los fotones en mayor medida y también para niveles de observación más profundos. En el caso de lluvias iniciadas por fotones, se observa que la dispersión de fotones es menor que en el caso de las lluvias iniciadas por electrones, siendo que estos se producen mayormente cerca del eje de propagación de la lluvia (a excepción de

AIRES para los últimos niveles de observación.)

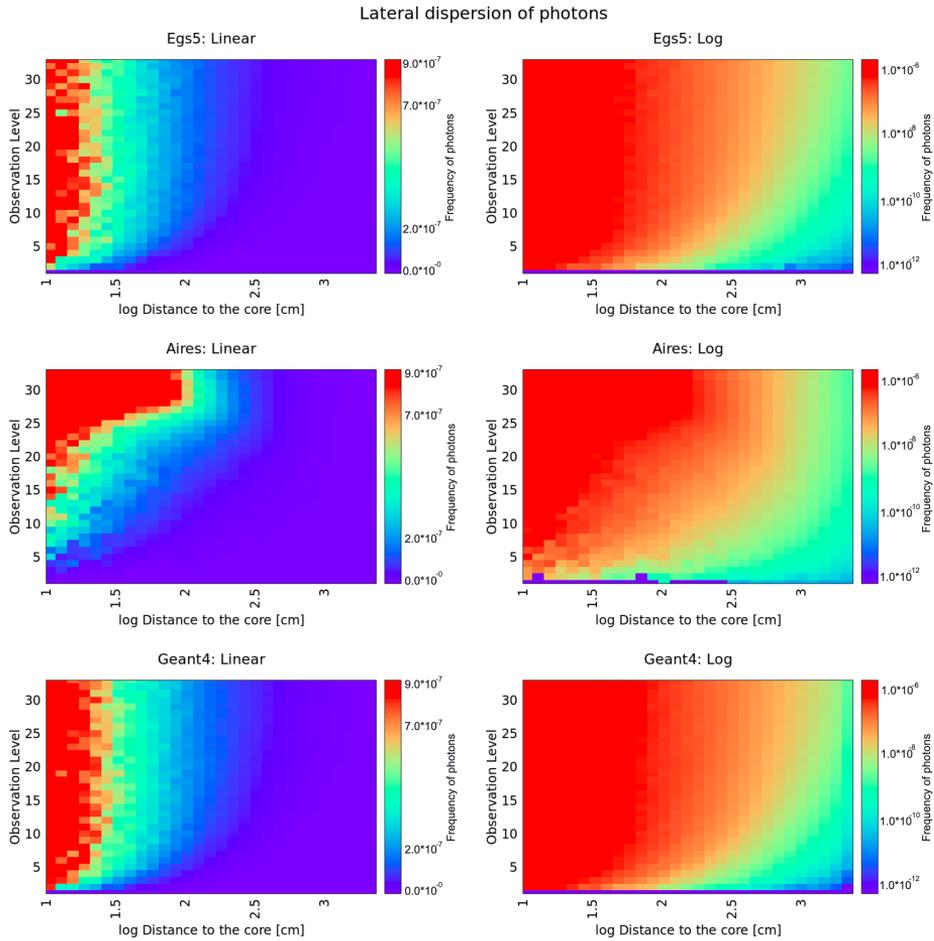


Figura 4.11: Dispersión lateral de fotones en cascadas iniciadas por fotones de 30 MeV.

Finalmente, para la dispersión lateral de positrones (Figuras 4.12 y 4.13), al igual que en el caso de las distribuciones longitudinales, se puede decir que existe una buena concordancia entre los tres simuladores.

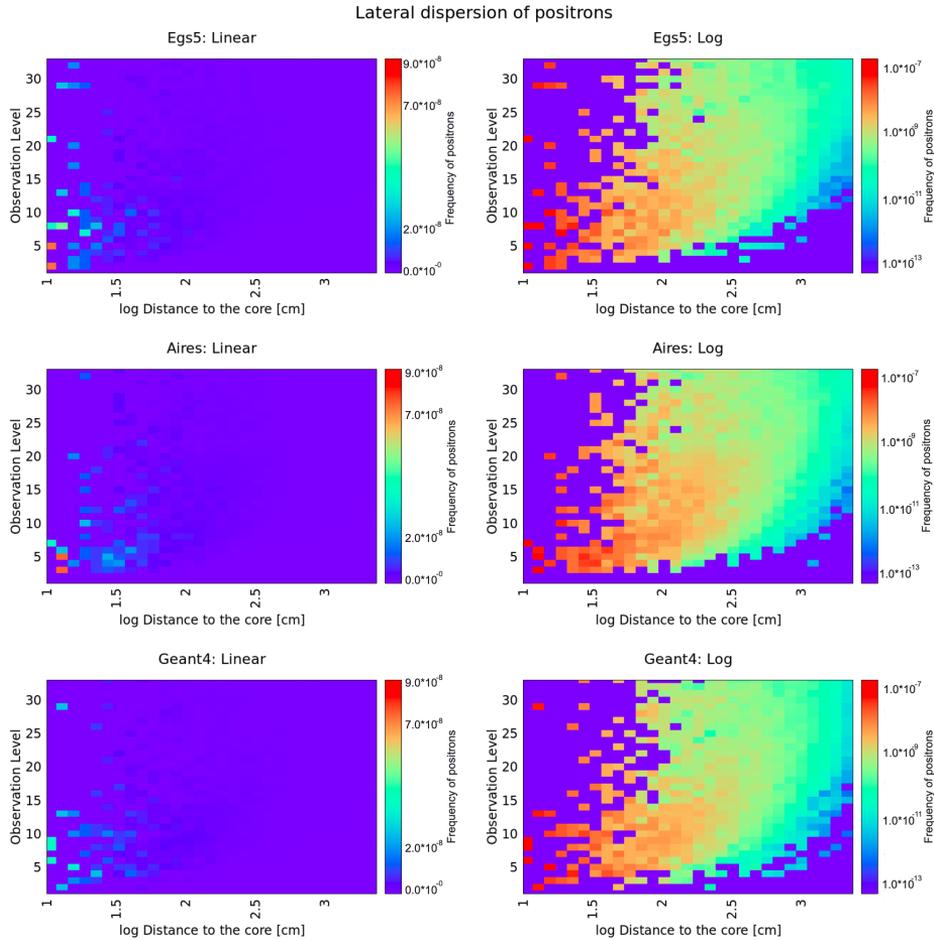


Figura 4.12: Dispersión lateral de positrones en cascadas iniciadas por electrones de 30 MeV.

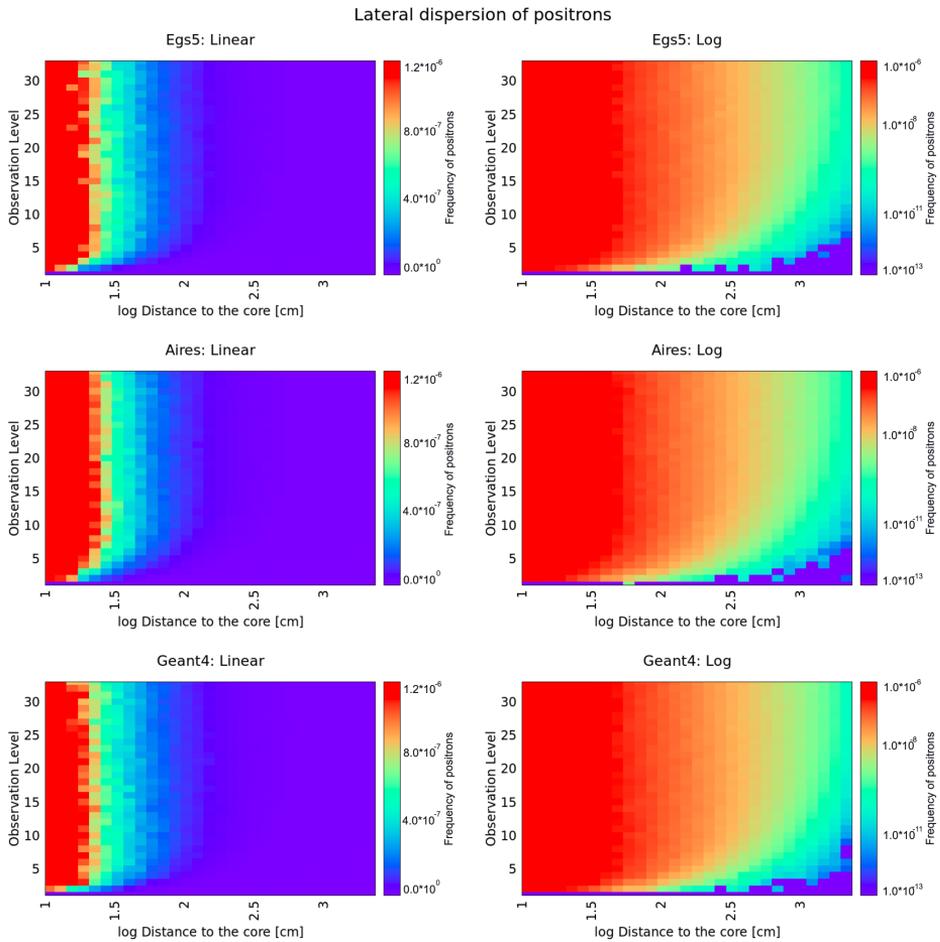


Figura 4.13: Dispersión lateral de positrones en cascadas iniciadas por fotones de 30 MeV.

4.3.3 Distribuciones de energía

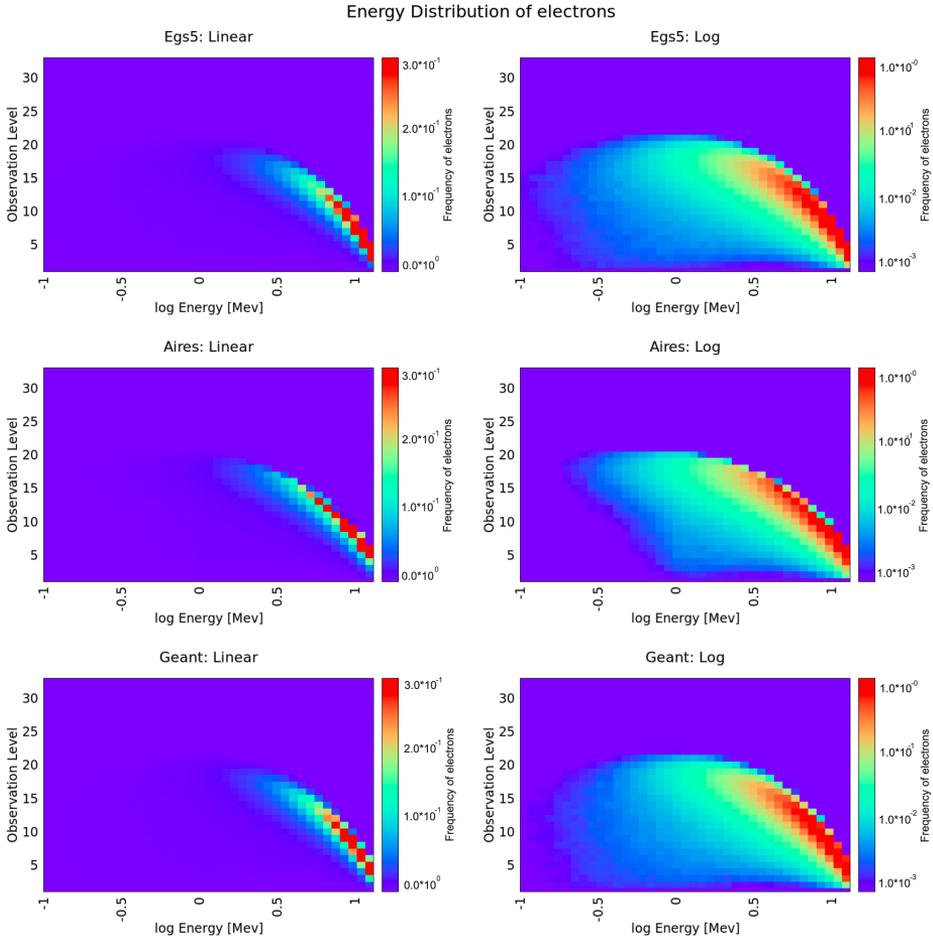


Figura 4.14: Distribución de energía de electrones en cascadas iniciadas por electrones de 15 MeV.

En las Figuras 4.14-4.19 se observan las distribuciones de energía para cada tipo de partícula (electrones (Figuras 4.14 y 4.15), fotones (Figuras 4.16 y 4.17) y positrones (Figuras 4.18 y 4.19)).

Para cada tipo de partícula se incluyen dos figuras de distribución de energía, la primera corresponde a cascadas iniciadas por electrones de 15 MeV y la segunda corresponde a cascadas iniciadas por fotones de 30 MeV.

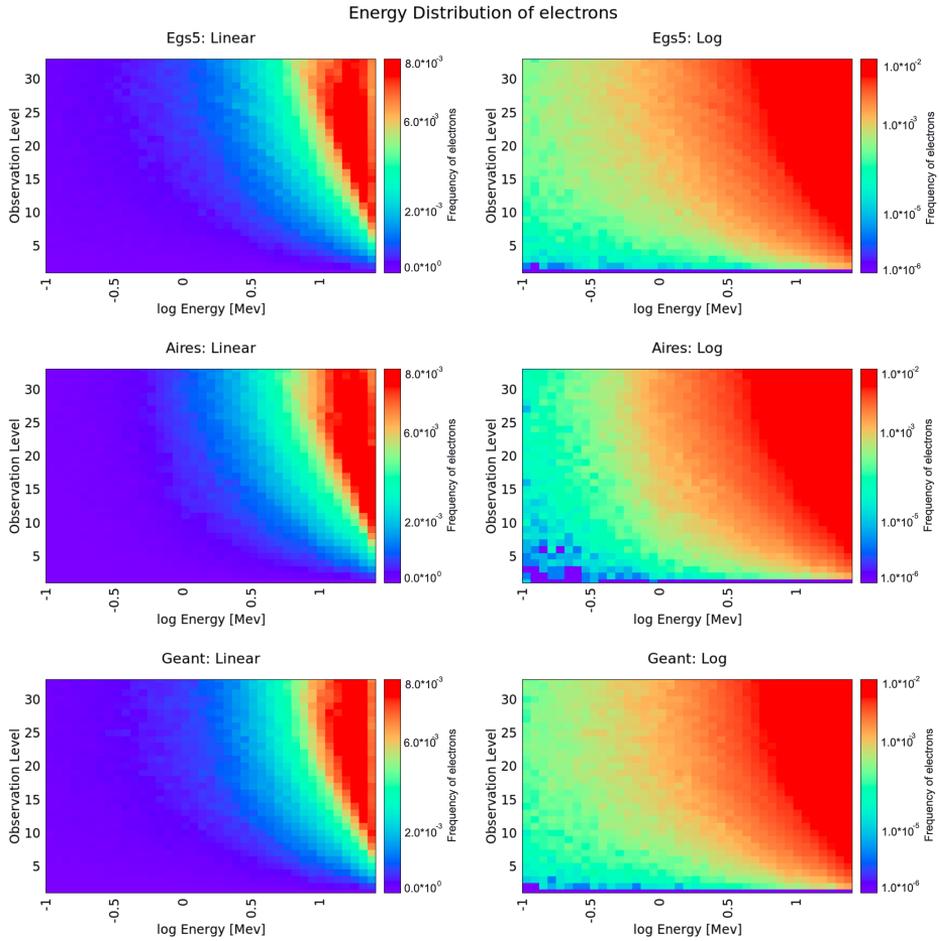


Figura 4.15: Distribución de energía de electrones en cascadas iniciadas por fotones de 30 MeV.

La escala de color representa la frecuencia de cada tipo de partícula por cada bin (a la izquierda en escala lineal y a la derecha en escala logarítmica). El eje x representa la energía de las partículas (en escala logarítmica) y va de 100 keV, que

es la energía de corte que se configuró en los simuladores, hasta la energía de la partícula primaria. En el eje y se representan los distintos niveles de observación (de 1 al 33).

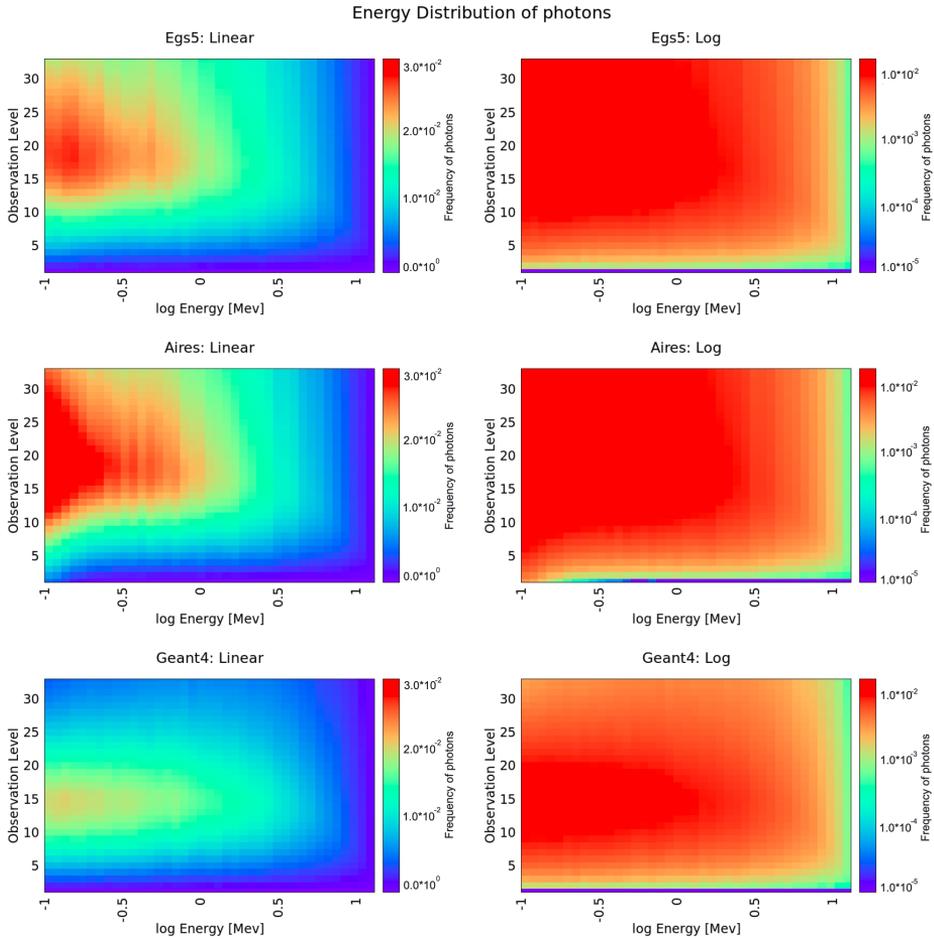


Figura 4.16: Distribución de energía de fotones en cascadas iniciadas por electrones de 15 MeV.

Como es de esperar, en las distribuciones de energía de electrones se observa claramente, y tanto para cascadas iniciadas por electrones como por fotones, que la energía de los mismos va decreciendo a medida que atraviesan los distintos

niveles de observación. También se puede observar una apreciable coincidencia entre los tres simuladores.

En el caso de las distribuciones de energía de fotones se puede ver que, en el caso de cascadas iniciadas por electrones (Figura 4.16), GEANT4 tiene una apreciable menor cantidad de fotones producidos, presumiblemente debido a las definiciones de secciones eficaces del simulador.

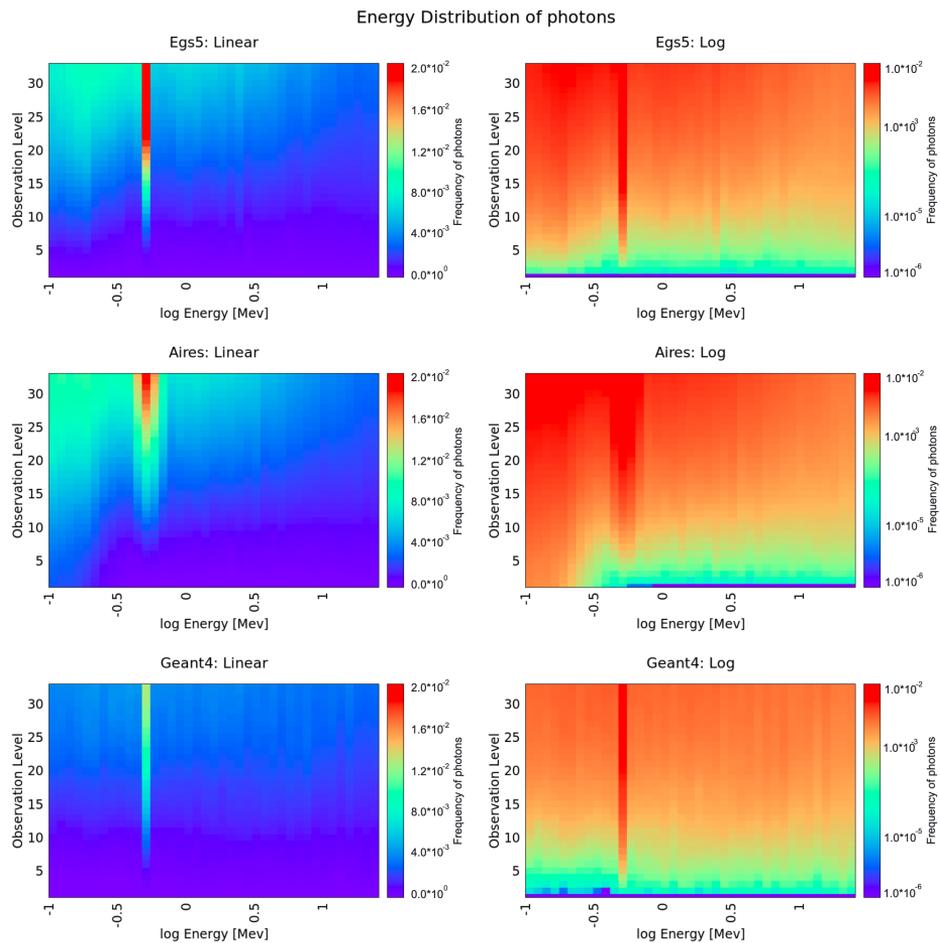


Figura 4.17: Distribución de energía de fotones en cascadas iniciadas por fotones de 30 MeV.

Puede observarse también, cómo los fotones de mayor energía se producen aproximadamente en la mitad del trayecto en el recorrido a través del medio material (nivel de observación número 15, aproximadamente).

Por otro lado, en el caso de cascadas iniciadas por fotones (Figura 4.17), puede verse que resalta el pico correspondiente a los fotones de 511 keV producidos durante el proceso de aniquilación de positrones. En AIRES este pico está más disperso y además hay más fotones de baja energía que en EGS5 o GEANT4. Se podría asignar como causa de este efecto al hecho de que a energías menores a 1 MeV, AIRES simula los procesos sólo de manera aproximada, siendo que está pensado para la descripción de rayos cósmicos de alta energía.

Finalmente, para el caso de la distribución de energía de los positrones en cascadas iniciadas por electrones de baja energía (Figura 4.18), se puede ver que son dispersos a lo largo de casi todo el espectro y que hay poca cantidad de ellos, coincidiendo los tres simuladores.

Cuando la cascada es iniciada por fotones (Figura 4.19), aparece una mayor cantidad de positrones y sus energías tienen una distribución muy similar al caso de los electrones (Figura 4.15), sólo que se observa una notable menor cantidad de positrones que electrones. Existe en este caso también, una alta coincidencia entre los tres simuladores.

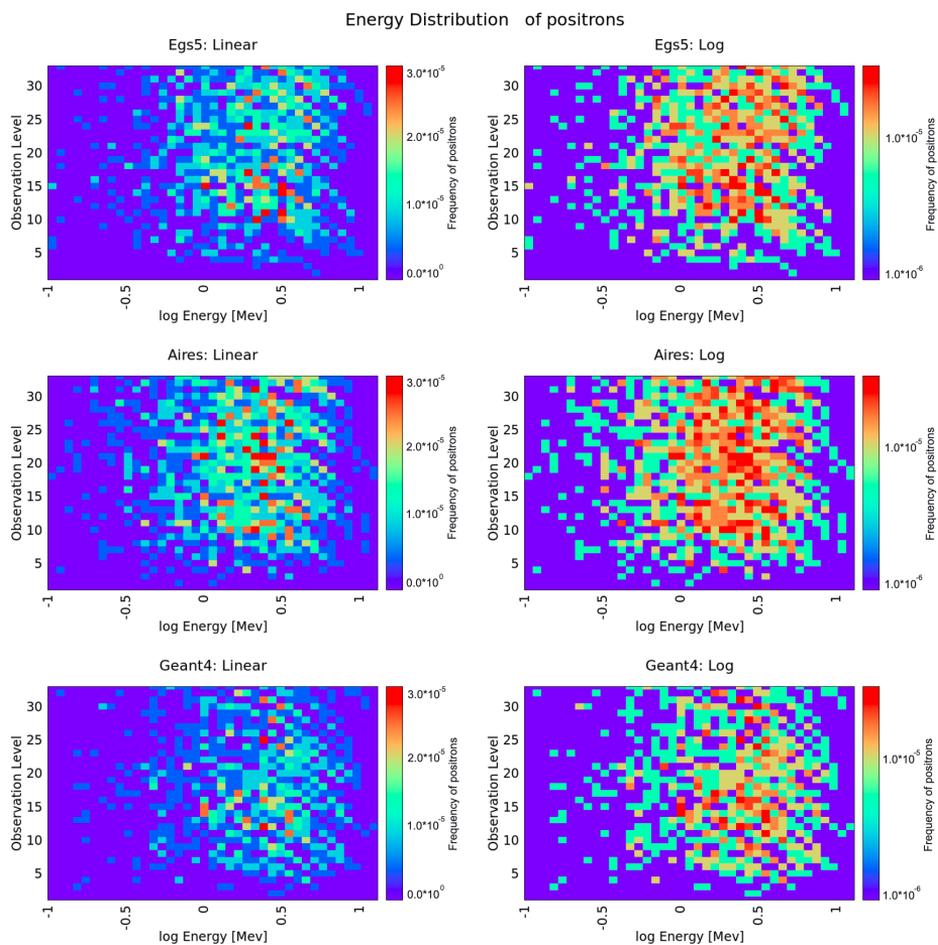


Figura 4.18: Distribución de energía de positrones en cascadas iniciadas por electrones de 15 MeV.

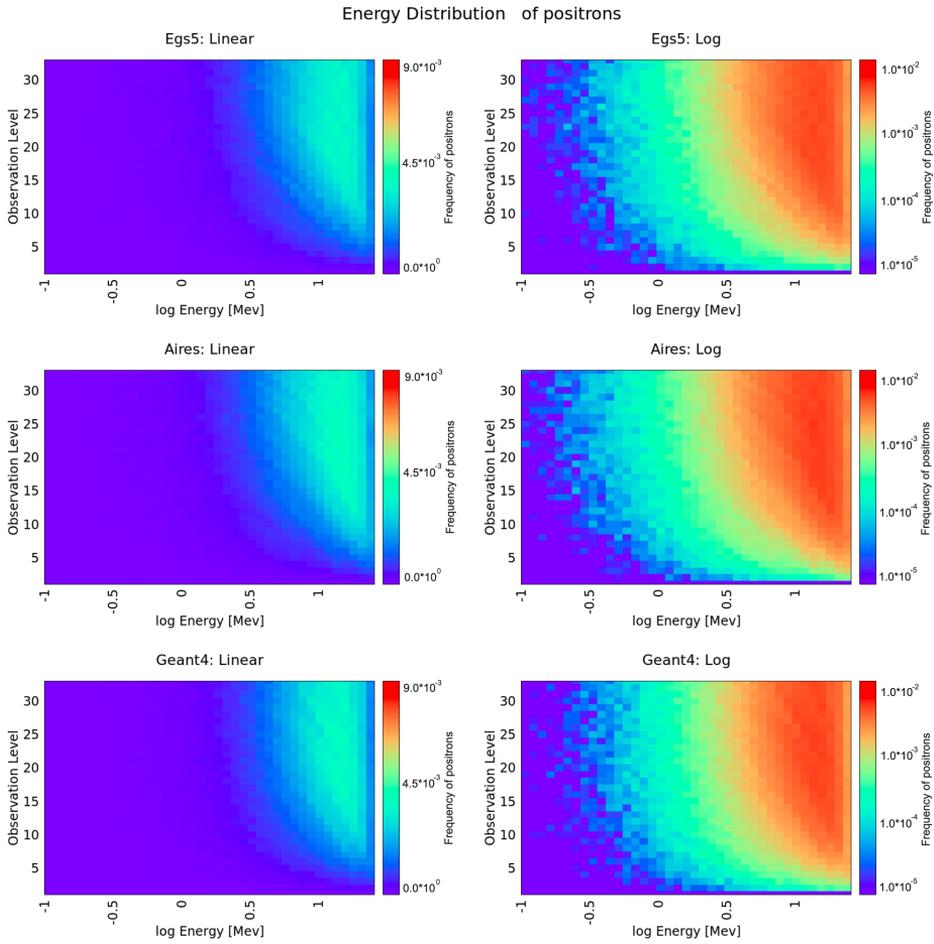


Figura 4.19: Distribución de energía de positrones en cascadas iniciadas por fotones de 30 MeV.

5

COMPARACIÓN DE MODELOS HADRÓNICOS POST-LHC

Índice

5.1	Introducción	117
5.1.1	El LHC	119
5.2	Modelo de Glauber	120
5.2.1	Modelo de Glauber exacto	122
5.2.2	Aproximación en el límite óptico	127
5.2.3	Método Monte Carlo	129
5.3	Simulaciones	131
5.4	Resultados	134
5.4.1	Multiplicidad de las partículas secundarias	134
5.4.2	Eventos VELP	135
5.4.3	Tipos de partículas	137
5.4.4	Distribuciones de pseudorapidez	142
5.4.5	Distribuciones de profundidades de producción de muones	144
5.5	Modelos hadrónicos post-LHC y componente muónica de cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos	146
5.5.1	Análisis de la producción de (anti)bariones	147
5.5.2	Análisis del intercambio de mesones ($\pi \leftrightarrow K$)	148

5.5.3	Análisis de la producción de mesones ρ^0	150
-------	---	-----

5.1 Introducción

Como se ha mencionado anteriormente, la manera usual de estudiar las propiedades de los rayos cósmicos es mediante la realización de simulaciones computacionales de los desarrollos de cascadas de partículas secundarias que provocan cuando ingresan en la atmósfera terrestre. Los resultados de estas simulaciones pueden compararse luego con los datos que se obtienen en los experimentos en los cuales pueden detectarse estas partículas secundarias y así se pueden inferir propiedades de los rayos cósmicos iniciales que dieron origen a esta cascada de partículas secundarias.

Las interacciones hadrónicas constituyen una parte fundamental de estas simulaciones computacionales y, como se vio previamente, para permitir su descripción se debe recurrir a modelos hadrónicos fenomenológicos (ver secciones 2.3.3 y 3.3.2). Las diferencias entre las distintas implementaciones de interacciones hadrónicas en estos modelos y posteriormente en los simuladores computacionales constituyen una importante fuente de incerteza en la determinación de observables de rayos cósmicos.

La discrepancia que existe en los observables de rayos cósmicos al utilizar distintos modelos hadrónicos en los simuladores computacionales de cascadas de partículas secundarias iniciadas por rayos cósmicos que atraviesan la atmósfera terrestre es la última consecuencia de la diferencia que existe entre los distintos modelos hadrónicos [80]. Sin embargo, estas diferencias pueden ser analizadas en una etapa previa, al estudiar los resultados de simulaciones de interacciones hadrónicas aisladas, como se verá en las siguientes secciones.

Se debe tener en cuenta, además, un tipo específico de incerteza que afecta en la determinación de observables de rayos cósmicos y que tiene que ver con el hecho de que los modelos hadrónicos vigentes precisan de varias parametrizaciones que se obtienen a partir de datos recolectados en aceleradores de partículas.

Aún teniendo en cuenta los datos que aportan los aceleradores de energía más altas

(el LHC), las energías a las que operan, en comparación con los rayos cósmicos, son varios órdenes de magnitud menores y además se utilizan otras configuraciones proyectil-blanco.

De esta manera, a partir de los datos recolectados en el LHC, es preciso extrapolar cantidades como lo son la sección eficaz protón-protón al menos en un orden de magnitud en la energía (tomando un sistema de referencia de centro de masa). Por otro lado, es necesario calcular secciones eficaces protón-aire a partir de secciones eficaces protón-protón. Para realizar esto último se utiliza el modelo de Glauber [81].

Resulta importante, en este sentido, actualizar los modelos hadrónicos con los últimos datos que se obtienen de los aceleradores de partículas y es por ello que tanto QGSJET, como SIBYLL y EPOS han actualizado sus versiones luego del *run I* (período de tiempo de adquisición de datos del LHC comprendido entre 2009 y 2013) del LHC, constituyendo las nuevas versiones QGSJETII-04 [8], SIBYLL 2.3 (y 2.3c) [4] y EPOS-LHC [6] (también conocido como EPOS v3400), respectivamente. A estas últimas versiones ¹ de los modelos se las suele denominar, y también es la forma que se adoptó en este trabajo, *modelos hadrónicos post-LHC*.

En este Capítulo se presentan los resultados de simulaciones computacionales en las que partículas hadrónicas impactan sobre un determinado blanco a altas energías. Para este estudio se utilizan las versiones pre- y post-LHC de los modelos hadrónicos QGSJET, EPOS y SIBYLL.

Previamente, en esta sección introductoria se realiza una descripción del LHC y luego se dedica una sección al modelo de Glauber que, como se mencionó anteriormente, es utilizado por los modelos hadrónicos para los cálculos de secciones eficaces.

¹Ya se ha mencionado en el Capítulo 3, que durante la escritura de este trabajo han surgido nuevas versiones de SIBYLL (su versión 2.3d [62], que presenta grandes semejanzas con la versión 2.3c), de QGSJET (su versión QGSJET-III [63] y de EPOS (su versión EPOS-HQ [64]), que no son incluidas siendo que aún no han sido estudiadas.

5.1.1 El LHC

Estando las nuevas versiones de los modelos hadrónicos que se estudian basadas en datos obtenidos en el LHC, merece la pena dedicar una breve sección a la descripción de este acelerador de partículas. Esta sección está basada en [82].

El LHC es el acelerador de partículas más grande y energético del mundo y está situado al noroeste de Ginebra, en la frontera franco-suiza. Utiliza la estructura de un acelerador precedente, el Gran Colisionador de Electrones y Positrones (LEP, por sus siglas en inglés), que operó entre 1989 y 2000.

De manera general, el LHC consiste en un túnel de 27 kilómetros de circunferencia (heredado del acelerador LEP) situado a una profundidad media de 100 metros bajo tierra. En este túnel se ubica un anillo de imanes superconductores que, en conjunto con varias estructuras de aceleración, permiten aumentar la energía de las partículas a lo largo de su recorrido y controlar su dirección.

En el LHC se aceleran dos haces de protones (o de iones pesados) que se hacen circular en sentido opuesto y viajan en cavidades separadas en las cuales existen condiciones de altísimo vacío. Esto último tiene el objetivo de impedir tanto como sea posible la colisión de las partículas aceleradas con moléculas de gas residual, con el fin de prevenir dispersión del haz y pérdidas de energía de las partículas aceleradas.

Una vez acelerados, los haces de partículas se cruzan para producir colisiones en cuatro puntos alrededor del anillo, que se corresponden con las posiciones donde se ubican cuatro detectores de partículas: ATLAS, CMS, ALICE y LHCb. Al producirse las colisiones en estos puntos, se generan cascadas de partículas secundarias y el objetivo de estos detectores es registrar las trayectorias de estas partículas, identificarlas, medir sus propiedades y consecuentemente hacer inferencias sobre el proceso físico que se llevó a cabo durante la colisión. ATLAS y CMS son los detectores más grandes con los que cuenta el acelerador.

Además de estos cuatro detectores, el acelerador cuenta con otros tres que se

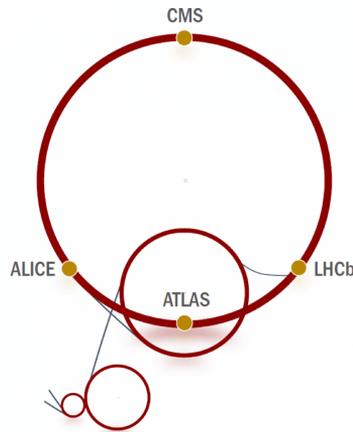


Figura 5.1: Los cuatro detectores principales del LHC

utilizan para fines más específicos: el TOTEM, LHCf y MoEDAL.

5.2 Modelo de Glauber

El modelo de Glauber se utiliza en los modelos hadrónicos debido a que se tienen datos de aceleradores de partículas relativos a secciones eficaces de colisiones que ocurren en el acelerador (por ejemplo protón-protón), pero se desea calcular, a partir de estas secciones eficaces, la sección eficaz protón-aire por ejemplo, que es la interacción más común para simular el inicio de cascadas de partículas secundarias iniciadas en la atmósfera por rayos cósmicos.

Utilizando la mecánica cuántica y basándose en trabajos previos de Molière, R. Glauber abordó en sus trabajos de 1958 [83] el problema del *scattering* de

partículas compuestas. Inicialmente en estos trabajos se trataron colisiones hadrón-núcleo a altas energías, pero más tarde el modelo se generalizó para permitir el tratamiento de colisiones núcleo-núcleo (en donde tanto el blanco como el proyectil tienen un número másico mayor a la unidad).

Esto ha sido utilizado para estudiar diversos problemas como el *scattering* a altas energías de iones pesados, las secciones eficaces a altas energías y su relación con la factorización y las secciones eficaces de fragmentación.

Para permitir la descripción de colisiones núcleo-núcleo con el modelo de Glauber, se requiere resolver una integral de dimensión $2(A_1 + A_2 + 1)$ sobre el parámetro de impacto y cada posición de los nucleones, siendo A_1, A_2 los números másicos de los núcleos involucrados en la colisión. Esto sólo resulta factible para estudiar los casos en donde los proyectiles o los blancos son muy livianos ($A \leq 4$).

De esta manera, el tratamiento analítico más usual del modelo de Glauber ha sido, a lo largo de los años, mediante la aproximación en el límite óptico, válida cuando $A_1, A_2 \rightarrow \infty, \sigma \rightarrow 0$, con σ la sección eficaz total nucleón-nucleón. Con esta aproximación, los cálculos resultan significativamente más simples, pero, desafortunadamente, las condiciones para poder aplicar esta aproximación, no se cumplen a altas energías. Más aún, en esta aproximación, resultan despreciables los procesos en donde un determinado nucleón colisiona más de una vez en el proceso de dispersión.

En 1976, Bialas et al. [84] reescribieron las funciones básicas del modelo de Glauber, interpretándolas desde el punto de vista probabilístico e introduciendo conceptos como la función *espesor* o la función de *solapamiento* que se describirán a continuación. Por otro lado, con el advenimiento de las computadoras, surgió el modelo *Glauber Monte Carlo* que pretende resolver el problema de una manera más realista que la aproximación en el límite óptico y es la utilizada por los distintos modelos hadrónicos que se utilizaron en este trabajo.

5.2.1 Modelo de Glauber exacto

El modelo de Glauber aborda el problema de las colisiones de núcleos compuestos que ocurren a altas energías. Este problema tiene una gran complejidad subyacente debida al gran número de estados finales involucrados, que aumenta a medida que aumenta la energía. Sin embargo, es justamente a altas energías donde aproximaciones, como la *aproximación eikonal*, pueden aplicarse reduciendo la complejidad del problema.

A altas energías y pequeños ángulos de dispersión, la amplitud de *scattering* o dispersión puede ser expresada de la siguiente forma [85]:

$$f(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \Gamma(\mathbf{b}) d^2b, \quad (5.1)$$

donde \mathbf{b} es el parámetro de impacto, que corresponde a la distancia perpendicular entre la trayectoria inicial de movimiento de la partícula proyectil y el centro dispersor, \mathbf{q} corresponde al momento transferido $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, siendo \mathbf{k} y \mathbf{k}' el momento inicial y final de la partícula incidente y k la magnitud del vector momento inicial.

Puede verse que la amplitud de dispersión f dada en 5.1 es la transformada de Fourier de la función $\Gamma(\mathbf{b})$, que se denomina *función perfil*. Así, la función perfil puede derivarse de f mediante la transformada inversa de Fourier:

$$\Gamma(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} f(\mathbf{q}) d^2q, \quad (5.2)$$

o bien, puede expresarse en términos del *corrimiento de fase* $\delta(\mathbf{b})$ como

$$\Gamma(\mathbf{b}) = 1 - e^{i\chi(\mathbf{b})}, \quad (5.3)$$

donde $\chi(\mathbf{b}) = 2\delta(\mathbf{b})$.

En el modelo de Glauber, al estudiarse el *scattering* de una partícula por un núcleo compuesto de A nucleones, se toma el corrimiento de fase total de la partícula dispersada como la suma de los corrimientos de fase producidos en cada

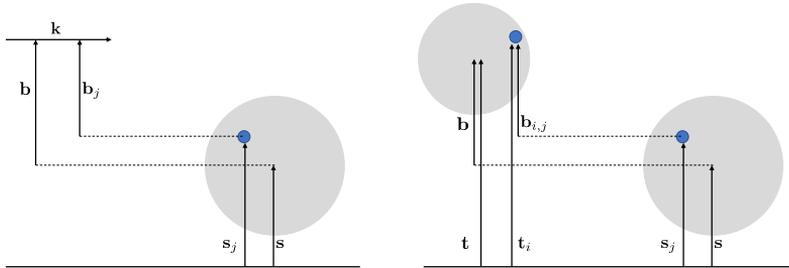
interacción de la partícula dispersada con los nucleones que conforman el núcleo. Es decir:

$$\chi(\mathbf{b}) = \sum_{j=1}^A \chi_j(\mathbf{b}_j), \tag{5.4}$$

lo cual permite reescribir la función perfil de esta manera

$$\Gamma(\mathbf{b}) = 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j(\mathbf{b}_j)], \tag{5.5}$$

donde $\mathbf{b}_j = \mathbf{b} - \mathbf{s}_j + \mathbf{s}$ (ver Figura 5.2(a)). Además, Γ_j se relaciona con la amplitud



(a) Dispersión de una partícula elemental (b) Dispersión de una partícula compuesta por un núcleo compuesto.

Figura 5.2: Parámetro de impacto.

de dispersión debida a cada componente f_j como

$$\Gamma_j(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi i k} \int e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} f_j(\mathbf{q}) d^2q. \tag{5.6}$$

La función perfil $\Gamma(\mathbf{b})$ (su dependencia explícita es $\Gamma(\mathbf{k}; \mathbf{b}; \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A)$) describirá el *scattering* partícula-núcleo sólo en el caso de que los nucleones estén en posiciones fijas. Pero en el caso real, se debe tomar el valor de expectación $\langle f | \Gamma(\mathbf{b}) | i \rangle$ entre

los estados inicial (i) y final (f) del núcleo. De forma que la amplitud será

$$\begin{aligned} f(\mathbf{q}) &= \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \langle f | \Gamma(\mathbf{k}; \mathbf{b}; \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A) | i \rangle d^2b \\ &= \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} d^2b \int \psi_f^*(\{\mathbf{r}_j\}) \Gamma(\mathbf{k}; \mathbf{b}; \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A) \psi_i(\{\mathbf{r}_j\}) \prod_{j=1}^A d^3r_j, \end{aligned} \quad (5.7)$$

donde los vectores \mathbf{r}_j corresponden a las posiciones de los distintos nucleones, mientras que \mathbf{s}_j son las proyecciones de estos vectores en un plano perpendicular a \mathbf{k} .

La amplitud de dispersión puede relacionarse con la sección eficaz total σ_{tot} a través del teorema óptico [85]:

$$\sigma_{tot} = \Im\{f(0)\} \frac{4\pi}{k} = 2 \int d^2b \Re\{\Gamma(\mathbf{b})\} \quad (5.8)$$

La sección eficaz elástica se obtiene integrando el cuadrado de la amplitud de dispersión sobre el ángulo sólido. Como el *scattering* se concentra predominantemente hacia adelante, la integral sobre el ángulo sólido puede ser reemplazada por la integral sobre el espacio ortogonal al vector momento ($d\Omega = d^2q/k^2$) y se obtiene

$$\sigma_{el} = \int d^2b |\Gamma(\mathbf{b})|^2. \quad (5.9)$$

Finalmente, la sección eficaz inelástica vendrá dada por

$$\sigma_{inel} = \sigma_{tot} - \sigma_{el} = \int d^2b (1 - |1 - \Gamma(\mathbf{b})|^2). \quad (5.10)$$

Generalización para un proyectil compuesto

Hasta ahora estuvo implícito que la partícula proyectil es una partícula elemental. El tratamiento puede generalizarse para el caso de que la partícula proyectil esté compuesta por A_1 componentes. Para mayor claridad, se llamará *núcleo* al centro dispersor compuesto por A_2 nucleones y *partícula* a la que será dispersada,

compuesta por A_1 componentes. En este caso, se tiene

$$\chi(\mathbf{b}) = \sum_{i=1}^{A_1} \sum_{j=1}^{A_2} \chi_{i,j}(\mathbf{b}_{i,j}), \quad (5.11)$$

con $\mathbf{b}_{i,j} = \mathbf{b} + \mathbf{t}_i - \mathbf{t} - \mathbf{s}_j + \mathbf{s}$ (ver Figura 5.2(b)).

La función perfil viene dada por

$$\Gamma(\mathbf{b}) = 1 - \prod_{i=1}^{A_1} \prod_{j=1}^{A_2} [1 - \Gamma_{i,j}(\mathbf{b}_{i,j})], \quad (5.12)$$

que al ser reemplazada en la ecuación permite encontrar la amplitud de dispersión. En este caso, $|i\rangle$ y $|f\rangle$ corresponden al estado inicial y final respectivamente del núcleo y la partícula

$$f(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} d^2b \int \psi_{f_n}^*(\{\mathbf{r}_j\}) \psi_{f_p}^*(\{\mathbf{u}_i\}) \Gamma(\mathbf{k}; \mathbf{b}; \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_{A_2}; \mathbf{t}_1, \dots, \mathbf{t}_{A_1}) \\ \psi_{i_n}(\{\mathbf{r}_j\}) \psi_{i_p}(\{\mathbf{u}_i\}) \prod_{i=1}^{A_1} d^3u_i \prod_{j=1}^{A_2} d^3r_j, \quad (5.13)$$

donde los vectores \mathbf{u}_i corresponden a las posiciones de los componentes de la partícula y \mathbf{t}_i son las proyecciones en un plano perpendicular a \mathbf{k} .

Así, la ecuación 5.13 permite abordar el *scattering* elástico o inelástico de partículas compuestas a altas energías, cuando el ángulo de deflexión es pequeño y es válida la aproximación eikonal.

El estado inicial de la partícula incidente y del núcleo, se pueden describir asumiendo un modelo de constituyentes independientes. Esto es, si se desprecian las correlaciones entre las posiciones de los nucleones o componentes, se puede escribir ψ_i como un producto de funciones de ondas. Introduciendo las densidades de constituyentes individuales $\rho_j(\mathbf{r}_j)$, $\rho_i(\mathbf{u}_i)$ se tiene

$$|\psi_{in}|^2 = \prod_{j=1}^{A_2} \rho_j(\mathbf{r}_j), \quad |\psi_{ip}|^2 = \prod_{i=1}^{A_1} \rho_i(\mathbf{u}_i), \quad (5.14)$$

con la condición de normalización

$$\int \rho_j(\mathbf{r}_j) d^3 r_j = 1, \quad \int \rho_i(\mathbf{u}_i) d^3 u_i = 1. \quad (5.15)$$

Las densidades total del núcleo y la partícula incidente ρ_n y ρ_p respectivamente, vendrán dadas por la suma de las densidades de los constituyentes. La normalización de la densidad total será entonces

$$\int \rho_n(\mathbf{r}) d^3 r = A_2, \quad \int \rho_p(\mathbf{u}) d^3 u = A_1. \quad (5.16)$$

Teniendo en cuenta lo anterior y que, en el caso de que el *scattering* sea elástico se tiene que $\psi_f = \psi_i$, la expresión anterior resulta

$$\begin{aligned} f(\mathbf{q}) &= \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} d^2 b \int \prod_{j=1}^{A_2} \rho_j(\mathbf{r}_j) \prod_{i=1}^{A_1} \rho_i(\mathbf{u}_i) \Gamma(\mathbf{k}; \mathbf{b}; \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_{A_2}; \mathbf{t}_1, \dots, \mathbf{t}_{A_1}) d^3 u_i d^3 r_j \\ &= \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} d^2 b \int \prod_{j=1}^{A_2} \rho_j(\mathbf{r}_j) \prod_{i=1}^{A_1} \rho_i(\mathbf{u}_i) [1 - \Gamma_{i,j}(\mathbf{b}_{i,j})] d^3 u_i d^3 r_j \end{aligned} \quad (5.17)$$

Resulta interesante notar que en el caso de que, por ejemplo, la partícula incidente tenga una sola subunidad ($A_1 = 1$), $\rho_i = \delta^2(\mathbf{u})$ y la expresión 5.17 se reduce a 5.7.

Como resulta muy complicado calcular la expresión 5.17, salvo para casos en los que el número de constituyentes sea pequeño, en general se recurre a aproximaciones para realizar los cálculos, como lo es la aproximación en el límite óptico que se describirá a continuación. Por otro lado, la implementación Monte Carlo del Modelo de Glauber surge naturalmente y también se describe en esta sección.

Tanto en la aproximación en el límite óptico como en la implementación Monte Carlo del Modelo de Glauber, la densidad de probabilidad de los nucleones dentro de un núcleo se puede parametrizar utilizando una distribución de Fermi [86]:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + w(r/R)^2}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}}, \quad (5.18)$$

donde ρ_0 corresponde a la densidad de nucleones en el centro del núcleo, R es el radio nuclear, a a la profundidad de la capa externa del núcleo y w describe las desviaciones de una forma esférica.

5.2.2 Aproximación en el límite óptico

La aproximación en el límite óptico es válida cuando $A_1, A_2 \rightarrow \infty$ y $A_1, A_2 \sigma_{tot}^{nn} \rightarrow const.$, siendo σ_{tot}^{nn} la sección eficaz total nucleón-nucleón, que puede ser obtenida experimentalmente. En este régimen se puede demostrar [87] que 5.7 se simplifica como

$$f(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \{1 - (1 - C)^{A_1 A_2}\}. \quad (5.19)$$

donde

$$C = \frac{1}{2} (1 - i\alpha) \sigma_{tot}^{nn} \int d^2s_p d^2s_n \rho_p^z(\mathbf{s}_p) \rho_n^z(\mathbf{s}_n), \quad (5.20)$$

siendo $\mathbf{s}_p = \mathbf{t}_i - \mathbf{t}$ y $\mathbf{s}_n = \mathbf{s}_j - \mathbf{s}$. Esta notación da cuenta de que en este límite se consideran idénticas las densidades individuales de cada componente.

Las densidades $\rho_p(\mathbf{s}_p)$ y $\rho_n(\mathbf{s}_n)$ corresponden a las densidades expresadas en términos de las coordenadas s y z , que al integrarse sobre la dirección z dan como resultado densidades bidimensionales

$$\rho^z(\mathbf{s}_p) = \int \rho_p \left(\sqrt{s_p^2 + z_p^2} \right) dz_p, \quad \rho^z(\mathbf{s}_n) = \int \rho_n \left(\sqrt{s_n^2 + z_n^2} \right) dz_n. \quad (5.21)$$

En el límite $A_1 A_2 \rightarrow \infty$, la ecuación 5.19 se puede reescribir

$$f(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \{1 - (1 - e^{-C A_1 A_2})\}. \quad (5.22)$$

Así, usando 5.2 y reemplazando en 5.10 se puede obtener fácilmente la sección eficaz inelástica

$$\sigma_{inel}^{A_1 A_2} = \int \left\{ 1 - \left[1 - \sigma_{tot}^{nn} \int d^2 s_p d^2 s_n \rho_p^z(\mathbf{s}_p) \rho_n^z(\mathbf{s}_n) \right]^{A_1 A_2} \right\} d^2 b. \quad (5.23)$$

Se puede interpretar $\rho_n^z(\mathbf{s}_n)$ como la probabilidad por unidad de área transversal de que un nucleón se localice en el *tubo de flujo* del núcleo (ver Fig: 5.3). De este modo, ρ_n es la probabilidad por unidad de volumen, normalizada a la unidad, de encontrar a un nucleón en la posición (\mathbf{s}_n, z_n) y lo análogo resulta cierto para la partícula incidente.

Así, el producto $\rho_p^z(\mathbf{s}_p) \rho_n^z(\mathbf{s}_n) d^2 s_p d^2 s_n$, da la probabilidad conjunta por unidad de área de que los nucleones se localicen en el solapamiento de los tubos de flujo de la partícula incidente y núcleo.

Integrando este producto sobre todos los valores de \mathbf{s} se tendrá la probabilidad efectiva de solapamiento de la partícula incidente con el nucleón

$$T_{pn} = \int \rho_p^z(\mathbf{s}_p) \rho_n^z(\mathbf{s}_n) d^2 s_p d^2 s_n. \quad (5.24)$$

Luego, la probabilidad de que una interacción ocurra será $\sigma_{inel}^{nn} T_{pn}$ y la proba-

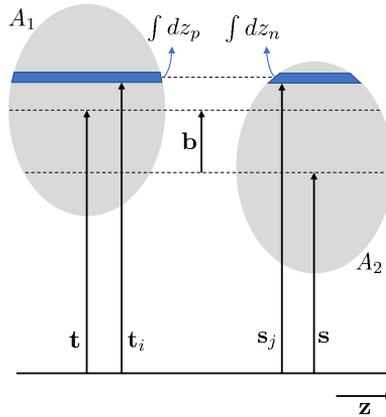


Figura 5.3: Dispersión de una partícula elemental por un núcleo compuesto.

bilidad de tener N de esas interacción entre los constituyentes de la partícula

incidente y los nucleones del núcleo vendrá dada por una distribución binomial.

$$P(N, \mathbf{b}) = \binom{A_1 A_2}{n} (\sigma_{inel}^{nn} T_{pn}(\mathbf{b}))^N (1 - \sigma_{inel}^{nn} T_{pn}(\mathbf{b}))^{A_1 A_2 - N} \quad (5.25)$$

A partir de aquí se puede obtener la sección eficaz total inelástica, al sumar sobre el número de colisiones e integrar sobre el parámetro de impacto, es decir:

$$\sigma_{inel}^{A_1 A_2} = \int \sum_{N=1}^{A_1 A_2} P(n, \mathbf{b}) d^2 b = \int \{1 - [1 - \sigma_{inel}^{nn} T_{pn}(b)]^{A_1 A_2}\} d^2 b, \quad (5.26)$$

5.2.3 Método Monte Carlo

La implementación del Modelo de Glauber mediante el método Monte Carlo se encuentra bien descrita en [88, 89, 90]. Consiste fundamentalmente en dos pasos: en la construcción de las partículas compuestas y posteriormente en su colisión. Así, para lo primero, se genera aleatoriamente un vector parámetro de impacto y se muestrea la distribución de densidad para darle a cada nucleón una posición radial fija. También se le asigna de forma aleatoria un ángulo azimutal y polar. Para prevenir un solapamiento, la posición se vuelve a generar si se encuentra que cae dentro de una distancia mínima cercana a un nucleón previo. Esto se hace A_1 veces y A_2 veces, para generar las posiciones de todos los nucleones de la partícula incidente y del núcleo dispersor respectivamente.

Luego, se considera que se produce una colisión si la distancia entre dos nucleones satisface

$$d \leq \sqrt{\sigma_{inel}^{nn}/\pi}, \quad (5.27)$$

es decir, si la distancia entre los dos núcleos es menor que el radio de la esfera que representa al nucleón y cuya área está dada por esta sección eficaz inelástica σ_{inel}^{nn} .

La implementación Monte Carlo del modelo de Glauber se ha vuelto cada vez más popular en los últimos años, ya que permite una descripción más realista que la aproximación en el límite óptico. Sin embargo, cabe destacar que esta implementación puede ser computacionalmente intensiva, especialmente en colisiones de iones pesados en las que se requiere un gran número de cálculos. Por lo tanto, resulta importante optimizar los algoritmos de simulación y aprovechar las arquitecturas de computación paralela para acelerar los cálculos.

5.3 Simulaciones

Se utilizaron los modelos hadrónicos post-LHC (QGSJET-II-04, EPOS-LHC, SIBYLL 2.3 y SIBYLL 2.3c) y sus versiones previas (QGSJET-II-03, EPOS 1.99 y SIBYLL 2.1, respectivamente) para simular colisiones hadrónicas en donde un proyectil, protón o pión, colisiona con un blanco en reposo hadrónico, que puede ser un protón o un núcleo de nitrógeno.

Esta selección de partículas tuvo la intención de permitir cubrir los casos más relevantes para la comparación de modelos hadrónicos. En el caso de los blancos elegidos, la selección de núcleos de nitrógeno se debió al hecho de que es el elemento más abundante en la atmósfera terrestre y de esta manera resulta representativo de las colisiones hadrónicas que tienen lugar en ese medio. Por otro lado, la elección de protones como blanco tuvo como objetivo permitir la comparación entre los modelos hadrónicos en condiciones similares a las que se llevaron a cabo en los experimentos reales (LHC) cuyos datos fueron utilizados para ajustar las últimas versiones de los modelos hadrónicos.

El rango de energía de los proyectiles en las simulaciones va desde el umbral inferior de los generadores (que para todos los casos es de alrededor de 100 GeV) hasta la energía que corresponde a los rayos cósmicos más energéticos observados hasta el momento, que es de alrededor de 300 EeV.

Se realizaron 10000 colisiones con cada generador y posteriormente se procedió a hacer un análisis estadístico de distintos observables tradicionales que se relacionan con el estudio del desarrollo de cascadas de partículas producidas por rayos cósmicos como son:

1. Multiplicidad de las partículas secundarias

Corresponde al número medio de secundarios producidos en función de la energía del proyectil primario. Usualmente este es el primer observable a ser analizado.

2. Inelasticidad de las colisiones

Los modelos hadrónicos utilizados permiten habilitar o deshabilitar las interacciones difractivas. El estudio de estas interacciones resulta de gran importancia en el desarrollo de cascadas producidas por rayos cósmicos, porque éstas proveen un modo de transportar fracciones significativas de la energía de la partícula primaria hacia adelante, hacia la profundidad de la atmósfera.

Para poder hacer una comparación con un trabajo anterior [91], en este estudio se clasifican los eventos como inelásticos o como eventos VELP (por *Very Energetic Leading Particle*).

Los eventos VELP incluyen la mayor parte de los eventos difractivos estándar y su clasificación se hace teniendo en cuenta las propiedades de las partículas secundarias. Al clasificar los eventos de este modo, podemos distinguir entre colisiones que contienen o no una partícula secundaria (denominada *leading particle* (ver Capítulo 2)) capaz de contribuir considerablemente en el transporte de la energía de manera profunda en la atmósfera terrestre durante el desarrollo de una cascada de partículas iniciada por rayos cósmicos.

Así, el algoritmo que nos permite determinar si un evento es o no es VELP [91] tiene en cuenta la llamada *leading energy fraction* (f_l), complementaria a la inelasticidad (K), que se define de la siguiente manera:

$$f_l = 1 - K = \frac{E_{\text{lead}}}{E_P}, \quad (5.28)$$

donde E_{lead} corresponde a la energía de la partícula secundaria más energética que emerge de la colisión (*leading particle*).

De este modo, un evento será considerado como VELP si f_l es muy cercana a 1 o, equivalentemente la inelasticidad K es muy cercana a 0.

3. Fracción de partículas producidas de cada tipo

Resulta importante analizar el tipo de hadrones secundarios que los simuladores producen luego de las colisiones hadrónicas simuladas. En el estudio de los tipos de secundarios producidos, es necesario tener en cuenta que el proceso completo de producción de éstas partículas involucra la creación de

estos hadrones y también su eventual decaimiento si son hadrones inestables. Tanto EPOS como SIBYLL permiten al usuario determinar cuáles hadrones serán considerados o no inestables, pero no es el caso de QGSJET. Para este modelo hadrónico, cuando se produce un secundario inestable este es forzado a decaer, de forma tal que la lista final de partículas producidas no involucra partículas inestables.

Para este estudio, en los casos que los modelos hadrónicos lo han permitido, se han configurado de manera tal a la que es usual cuando estos paquetes se utilizan dentro de simuladores de lluvias de rayos cósmicos, esto es, forzando los decaimientos de partículas de vida media muy corta solamente.

4. Distribuciones de pseudorapidez

En este análisis también se comparan los ángulos de deflexión de las partículas secundarias a través de la evaluación de las distribuciones de pseudorapidez, definida en la sección 2.1.5.

5. Distribuciones de profundidades de producción de muones (MDP)

La distribución de profundidades de producción de muones (MPD) es un observable que permite hacer inferencias sobre la masa primaria del rayo cósmico que inició la cascada de partículas secundarias. Además, como los muones provienen del decaimiento de piones y kaones que constituyen el núcleo hadrónico de la lluvia y sufren pequeñas pérdidas de energía y ángulos de deflexión en su camino al suelo, son sensibles a las interacciones hadrónicas y constituyen una manera de estudiarlas.

Esta distribución describe el desarrollo longitudinal de la componente muónica de la cascada de partículas secundarias iniciada por rayos cósmicos y puede ser caracterizada por su forma y por el punto a lo largo del eje de la lluvia en el cual los muones alcanzan su máximo (X_{\max}^{μ}).

5.4 Resultados

5.4.1 Multiplicidad de las partículas secundarias

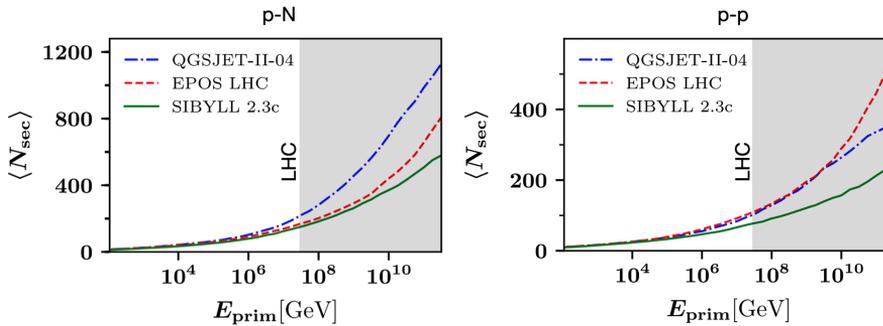


Figura 5.4: Multiplicidad de partículas secundarias para colisiones protón-nitrógeno (p-N) (izquierda) y protón-protón (p-p) (derecha) simulada con los modelos hadrónicos post-LHC.

En la Figura 5.4 se muestra el número medio de secundarios producidos en función de la energía del proyectil primario para las tres versiones post-LHC de los generadores y para colisiones protón-nitrógeno y protón-protón.

En ambos casos, SIBYLL es el modelo que produce el menor número de secundarios y esto está en concordancia con el hecho de que el modelo fenomenológico en el cual se basa SIBYLL desestima la contribución de los partones *soft* y esto resulta en la producción de un menor número de partículas secundarias.

En las Figuras 5.5 y 5.6 pueden verse los resultados de la comparación entre los mismos modelos pero con sus viejas versiones para el caso de una colisión protón-nitrógeno y de una colisión protón-protón, respectivamente.

A excepción de EPOS, los modelos disminuyen la producción de secundarios a

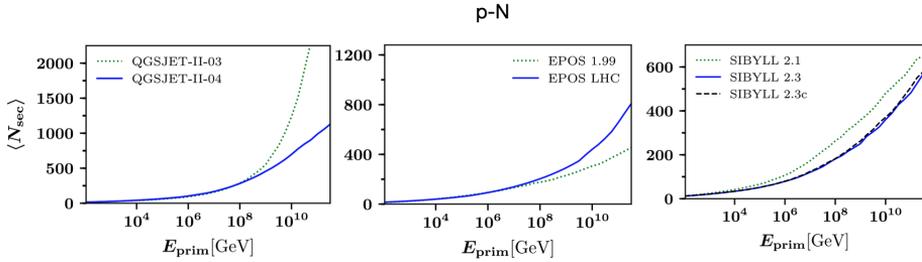


Figura 5.5: Multiplicidad de partículas secundarias para colisiones protón-nitrógeno (p-N) simuladas con modelos pre y post-LHC.

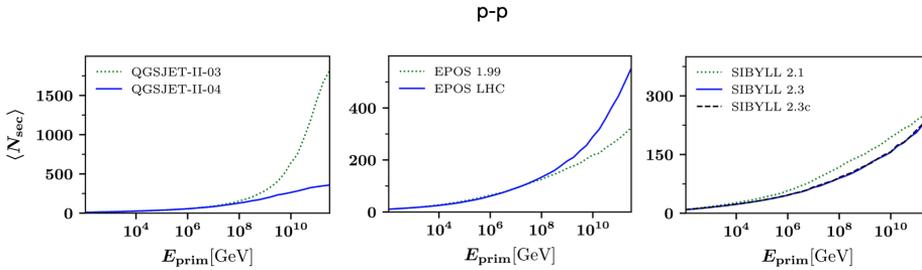


Figura 5.6: Multiplicidad de partículas secundarias para colisiones protón-protón (p-p) simuladas con modelos pre y post-LHC.

altas energías en sus nuevas versiones.

5.4.2 Eventos VELP

En la Figura 5.7 se muestra la fracción de eventos VELP en función de la energía de la partícula primaria para las tres versiones post-LHC de los generadores y para colisiones protón-nitrógeno y protón-protón.

Puede verse que a medida que aumenta la energía, la fracción de eventos VELP disminuye, lo cual es esperable siendo que los eventos VELP se caracterizan por un bajo número de partículas secundarias. También puede verse que existe una

mayor cantidad de eventos VELP para el caso de las colisiones protón-protón respecto de las colisiones protón-nitrógeno.

En el caso de colisiones protón-nitrógeno, en la mayor parte de rango energético analizado los tres modelos coinciden, aunque en el caso de SIBYLL para las energías más altas, puede observarse una menor cantidad de eventos VELP respecto de los otros modelos. En el caso de colisiones protón-protón, a altas

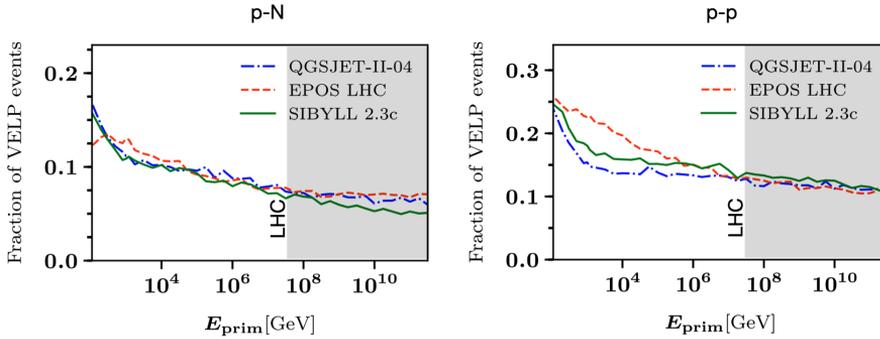


Figura 5.7: Fracción de eventos VELP en función de la energía de la partícula primaria para colisiones protón-nitrógeno (p-N) (izquierda) y protón-protón (p-p) (derecha) simulada con los modelos hadrónicos post-LHC.

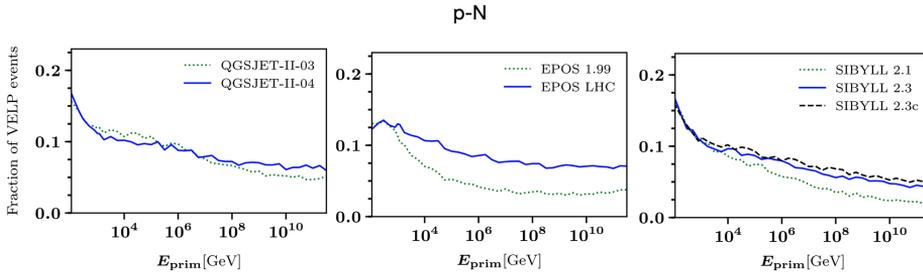


Figura 5.8: Fracción de eventos VELP en función de la energía de la partícula primaria para colisiones protón-nitrógeno (p-N) simuladas con modelos pre y post-LHC.

energías los tres modelos coinciden, mientras que a las más bajas energías (por debajo de 1 PeV) EPOS produce un mayor número de eventos VELP respecto de los otros modelos.

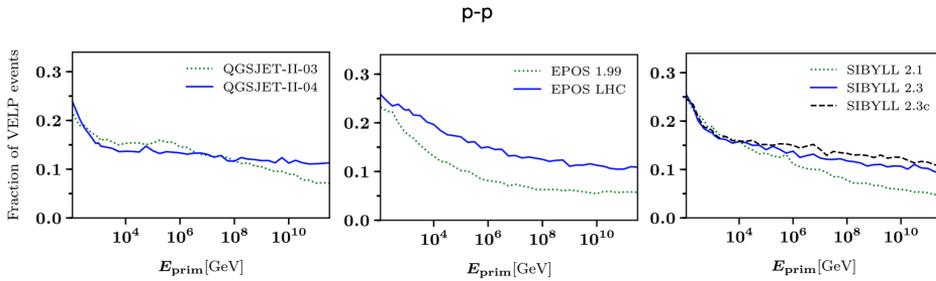


Figura 5.9: Fracción de eventos VELP en función de la energía de la partícula primaria para colisiones protón-protón (p-p) simuladas con modelos pre y post-LHC.

En las Figuras 5.8 y 5.9 pueden verse los resultados de la comparación entre los mismos modelos pero con sus viejas versiones para el caso de una colisión protón-nitrógeno y de una colisión protón-protón, respectivamente. En estos casos puede verse que, para la mayor parte del rango de energía analizado, los modelos nuevos, a excepción de QGSJET donde esto no es particularmente notorio, dan lugar a una fracción más grande de eventos VELP, fundamentalmente a altas energías.

5.4.3 Tipos de partículas

En los generadores de eventos hadrónicos, cuando una partícula secundaria inestable se crea es forzada a decaer. Por lo tanto, el listado de partículas secundarias que se producen luego de una interacción hadrónica no incluye a estas partículas inestables sino a sus productos de decaimiento.

En los modelos que hemos utilizado se permite al usuario controlar cuáles partículas son consideradas inestables. Para este trabajo, los modelos fueron configurados del mismo modo en que se usan en programas de simulación de cascadas de rayos cósmicos.

Los resultados de los tipos de hadrones obtenidos luego de la interacción pueden verse en las Figuras 5.10 y 5.11 para colisiones protón-nitrógeno y protón-protón,

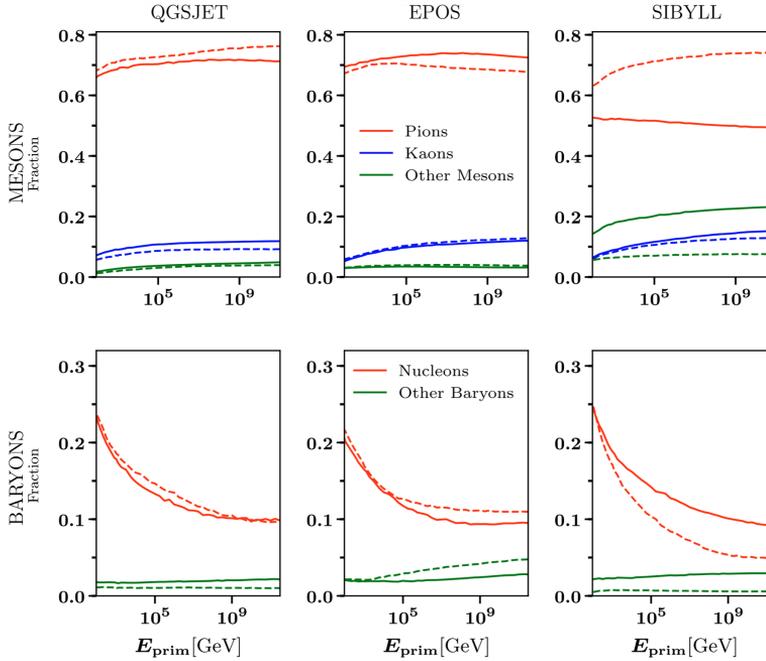


Figura 5.10: Fracción media de secundarios en función de la energía de la partícula primaria para colisiones protón-nitrógeno (p-N). Se observan la fracción de piones, kaones y otros mesones (fila superior) y de nucleones y otros bariones (fila inferior). Las simulaciones realizadas con modelos hadrónicos post-LHC se representan con líneas sólidas, mientras que las simulaciones realizadas con las versiones anteriores se representan con líneas punteadas.

respectivamente.

En estas figuras se observan las fracciones medias de los grupos de hadrones más relevantes en función de la energía de la partícula primaria. Los grupos de partículas considerados son: piones (cargados y neutros), kaones (cargados y neutros), otros mesones (principalmente mesones η y ρ), nucleones (p , n , \bar{p} , \bar{n}) y otros bariones (fundamentalmente bariones Λ). Las nuevas versiones de los modelos se representan con líneas sólidas, mientras que las viejas versiones se representan con líneas punteadas.

Tanto para las simulaciones de colisiones protón-nitrógeno como protón-protón QGSJET y EPOS presentan un comportamiento similar en comparación con sus viejas versiones.

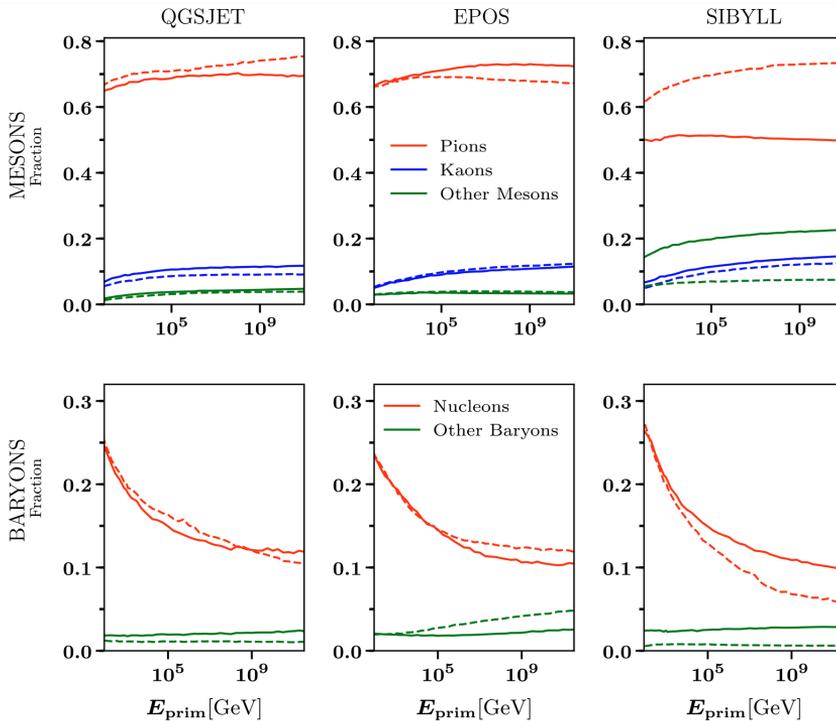


Figura 5.11: Misma figura que 5.10, pero para el caso de colisiones protón-protón (p-p).

En el caso de SIBYLL, hay un apreciable decremento en la fracción de piones que se producen y un incremento en la producción de otros mesones. Además, a altas energías existe un incremento en la fracción de nucleones y otros bariones. Estas diferencias podrían entenderse teniendo en cuenta que la última versión de SIBYLL extiende su modelo de fragmentación incrementando la producción de bariones.

En las Figuras 5.12 y 5.13 pueden verse las distribuciones del número medio de los mesones y bariones más relevantes, producto de colisiones protón-nitrógeno a 100 EeV, en el caso de la primera figura, y colisiones protón-protón a 56 PeV, en el caso de la segunda figura.

En el caso de QGSJET se puede ver que, tanto para colisiones protón-nitrógeno como protón-protón, es el modelo que produce la menor variedad de bariones

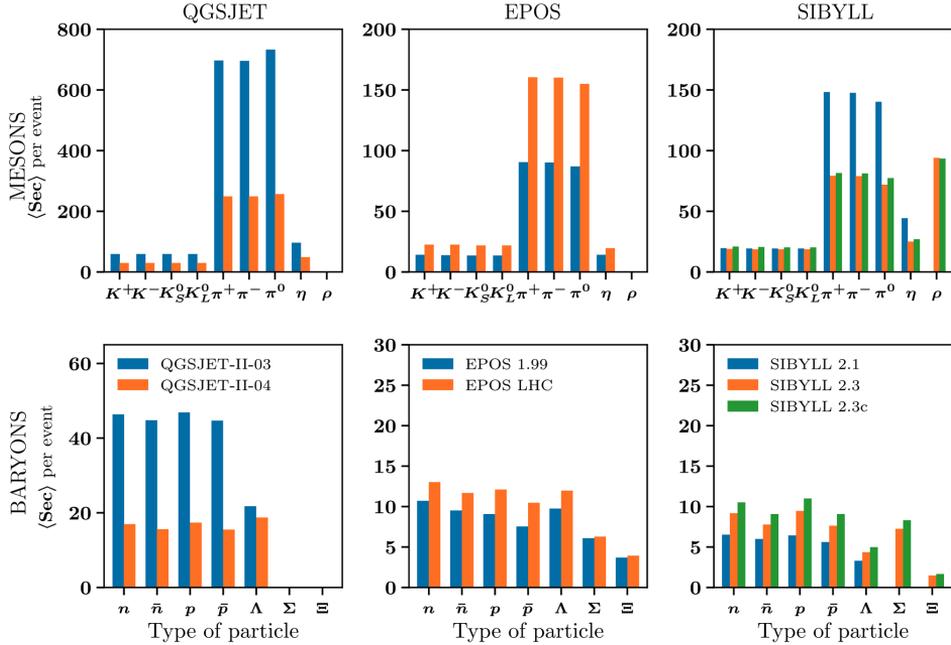


Figura 5.12: Distribución de mesones y bariones secundarios en simulaciones de colisiones protón-nitrógeno a 100 EeV.

entre los tres simuladores. Como es el modelo que produce la mayor cantidad de secundarios, requiere un cambio de escala en el eje vertical, tanto para el caso de mesones como para el caso de bariones. Para la versión nueva de este modelo puede apreciarse un notable decremento en el número de mesones y bariones producidos en comparación con su versión anterior.

En el caso de EPOS puede verse un notable aumento en el número de mesones producidos con su nueva versión, pero fundamentalmente esto es apreciable para el caso de los piones. Por otro lado, ambas versiones de EPOS producen un similar número de bariones secundarios.

El motivo por el cual EPOS no produce mesones ρ tiene que ver con el hecho de que, en la configuración actual que fue utilizado el modelo, estos mesones son forzados a decaer. Pudo analizarse que si no se utiliza esta configuración en

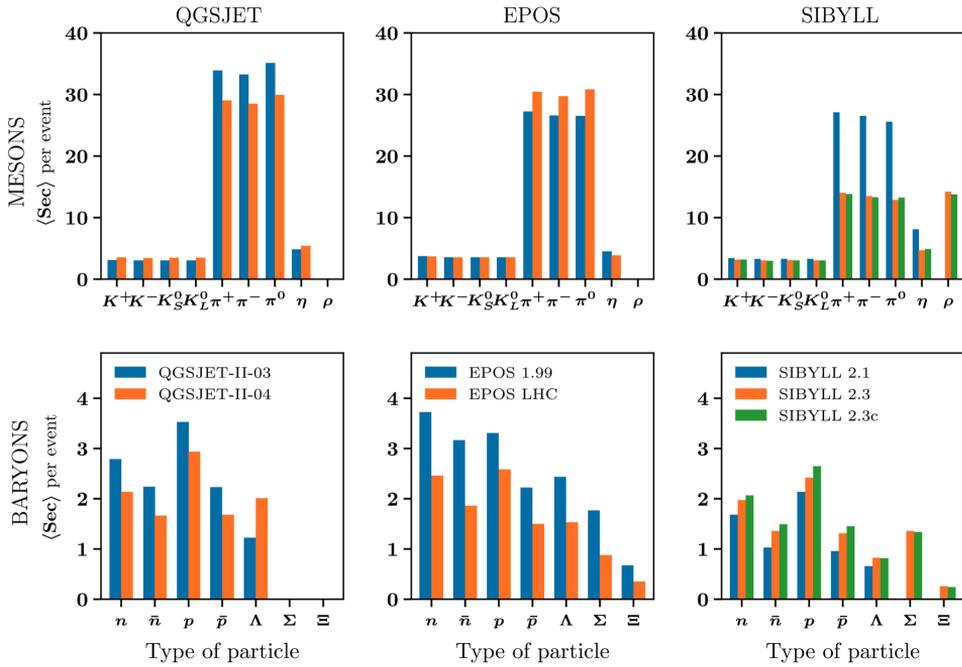


Figura 5.13: Distribución de mesones y bariones secundarios en simulaciones de colisiones protón-protón a 56 PeV.

el modelo, entonces una cantidad significativa de estos mesones son producidos (para todas sus versiones) para los dos casos considerados.

Finalmente, puede verse que la versión vieja de SIBYLL (2.1) produce una notoria mayor cantidad de piones respecto de las versiones más nuevas (2.3 y 2.3c). Esto es compensado con el hecho de que las nuevas versiones producen mesones ρ y no así su versión anterior. En el caso de los bariones, se observa que su producción es mayor en la nueva versión de SIBYLL.

La Figura 5.14 muestra el número medio de fotones, leptones y neutrinos producidos por EPOS y SIBYLL (QGSJET no produce tales partículas) en sus versiones pre y post-LHC para el caso de colisiones protón-nitrógeno a 100 EeV (arriba) y colisiones protón-protón a 56 PeV (abajo).

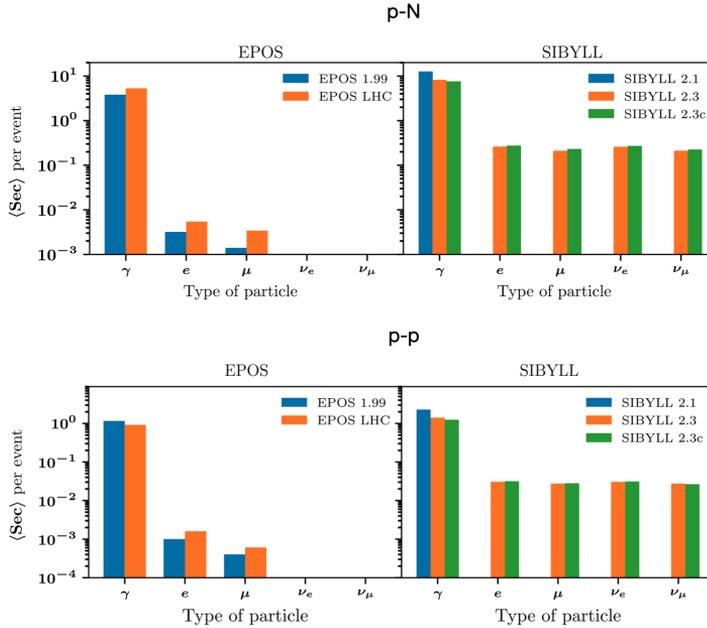


Figura 5.14: Distribución de fotones, leptones y neutrinos secundarios para el caso de simulaciones protón-nitrógeno (p-N) a 100 EeV (arriba) y protón-protón (p-p) a 56 PeV (abajo).

Puede verse que SIBYLL produce una cantidad similar de fotones que EPOS (en ambas versiones), pero un mayor número de leptones. Por su parte, EPOS no devuelve ningún neutrino y se observa un ligero aumento de electrones y muones para la versión más nueva de EPOS, tanto para colisiones protón-nitrógeno como protón-protón.

5.4.4 Distribuciones de pseudorapidez

En cuanto al análisis relativo a los ángulos de deflexión con el cual emergen las partículas secundarias producto de las colisiones hadrónicas, puede verse en

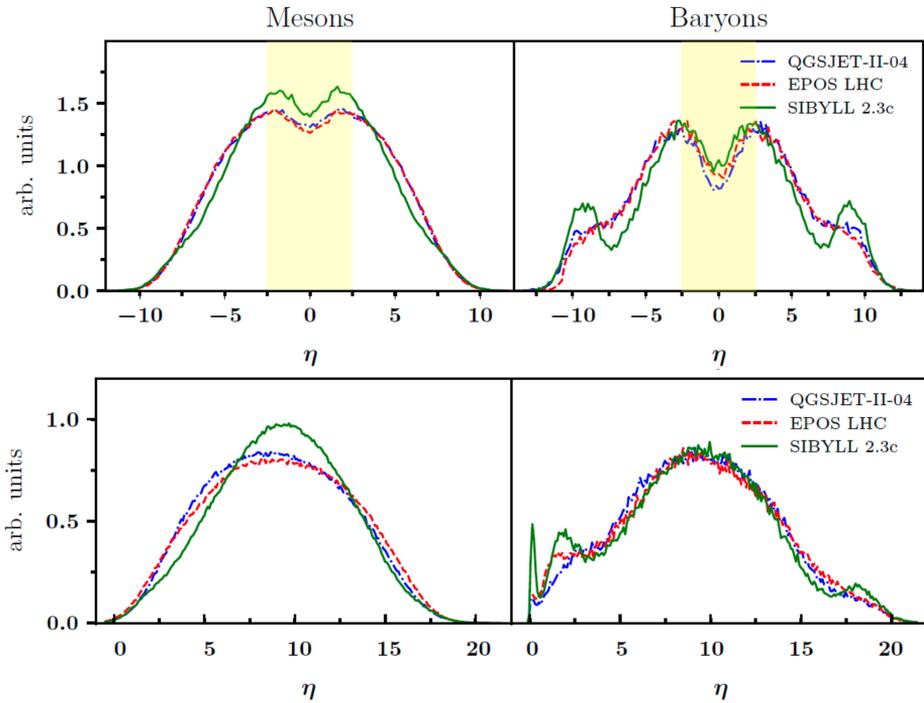


Figura 5.15: Distribuciones de pseudorapidez normalizadas de mesones y bariones secundarios generados por colisiones protón-protón a 56 PeV en el sistema de referencia de centro de masa (arriba) y por colisiones protón-nitrógeno en el sistema de referencia de laboratorio (abajo).

la Figura 5.15 las distribuciones de pseudorapidez normalizadas de bariones y mesones. La fila superior corresponde a resultados de colisiones protón-protón a energías en las que opera el LHC (56 PeV). La región representada en amarillo corresponde a la zona en la cual se disponen resultados experimentales ($|\eta| < 2,5$) y por lo tanto el rango que corresponde a los valores con los cuales fueron ajustadas las últimas versiones de los modelos hadrónicos. Por otro lado, en la fila inferior se observan las distribuciones para el caso de colisiones protón-nitrógeno a la misma energía que el caso anterior (56 PeV), pero en el sistema de referencia de laboratorio.

Vemos que, en general, las distribuciones presentan aproximadamente las mismas

formas, principalmente en el caso de EPOS y QGSJET y en el caso de mesones. Para el caso de SIBYLL, las distribuciones de mesones son algo más angostas que para el resto de los modelos, lo cual implica que este modelo produce un mayor número de mesones en la región de pseudorapidez que va de -3 a 3 aproximadamente. En el caso de bariones, SIBYLL presenta claros picos que se pueden observar en la fila superior, aproximadamente a $|\eta| \approx 10$ y que están relacionados con la producción de bariones hacia adelante. Por otro lado, el pico que se observa para SIBYLL en la fila inferior a aproximadamente $|\eta| \approx 18$ corresponde a eventos VELP caracterizados por un nucleón que se lleva gran parte de la energía de la partícula primaria y que emerge con un ángulo de deflexión muy pequeño (correspondiente a grandes valores de η).

Distribuciones de profundidades de producción de muones

En la Figura 5.16 se muestra la distribución de profundidades de producción de muones (MDP) obtenidas mediante simulaciones hechas con la última versión de AIRES y los modelos hadrónicos QGSJET, EPOS y SIBYLL en sus versiones pre- y post-LHC.

En este caso, las lluvias son iniciadas por protones de 32 EeV, inclinadas 55 grados y donde son considerados todos los muones que alcanzan el suelo con una energía mayor que 60 MeV y que caen a una distancia mayor a 200 m del eje de la lluvia. Estas condiciones fueron elegidas porque son las condiciones que fueron establecidas para este análisis de manera experimental en el Observatorio de rayos cósmicos Pierre Auger.

Puede verse que no hay cambios significativos en este observable cuando comparamos las versiones de los modelos hadrónicos pre- y post-LHC en el caso de QGSJET y EPOS. En el caso de SIBYLL, se producen con la nueva versión más muones que con la versión anterior y además el valor del máximo de la distribución es mayor. Esto está de acuerdo con el hecho de que en la nueva versión de SIBYLL

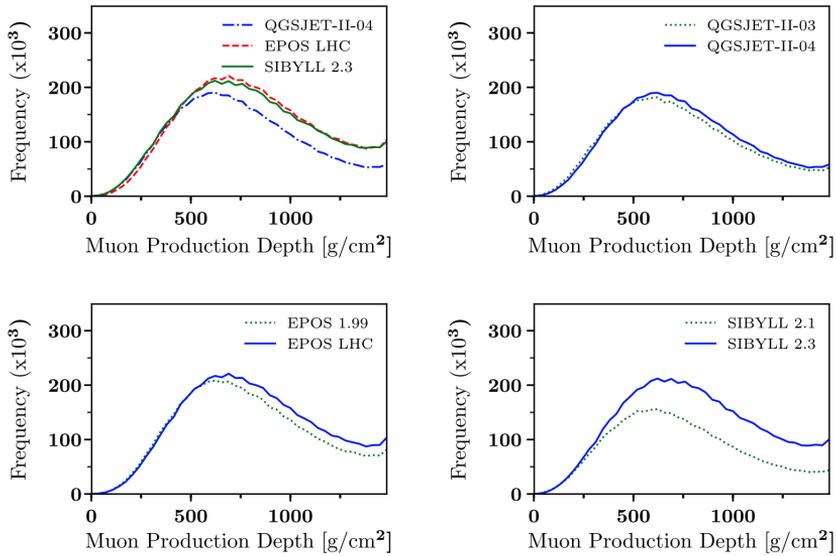


Figura 5.16: Distribuciones de profundidades de producción de muones(MDP) para lluvias iniciadas por protones de 32 EeV e inclinadas 55 grados y donde son considerados todos los muones que alcanzan el suelo con una energía mayor que 60 MeV y que caen a una distancia mayor a 200 m del eje de la lluvia.

el máximo del perfil longitudinal electromagnético también es mayor respecto de su versión anterior y son dos observables que están altamente correlacionados.

5.5Modelos hadrónicos post-LHC y componente muónica de cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos

La producción de muones ha sido un tema ampliamente discutido en la literatura porque se encuentra que el número de muones que se producen al hacer simulaciones de cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos, tanto con los modelos hadrónicos pre- y post-LHC, es significativamente menor al número que se obtiene en experimentos.

Se han hecho muchos intentos sin éxito para forzar los modelos hadrónicos a aumentar la producción de muones sin cambiar el valor del máximo de la lluvia, que está acorde con los datos que se miden.

Se ha visto en el Capítulo 2 la importancia que tiene la componente muónica de una cascada de partículas iniciada por un rayo cósmico en el estudio de las interacciones hadrónicas. Esto es así, porque los muones provienen del decaimiento de piones y kaones que constituyen el núcleo hadrónico de la cascada y llegan al suelo sin sufrir grandes pérdidas de energía o deflexiones angulares en su camino.

Como existe una correlación fuerte entre el máximo de la distribución de profundidades de producción de muones y el máximo de la componente electromagnética de la cascada y este último observable que se obtiene en simulaciones está acorde con los datos que se miden experimentalmente, resulta un desafío intentar modificar ciertos parámetros en los modelos hadrónicos sin que esto afecte al máximo de la cascada.

Algunos de los estudios que se han llevado a cabo en las interacciones hadrónicas y que pueden impactar en el número final de muones de una cascada de partículas iniciada por un rayo cósmico y que analizaremos a continuación son la producción de (anti)bariones y la producción de mesones ρ neutros (ρ^0).

5.5.1 Análisis de la producción de (anti)bariones

Al generalizar el modelo de Heitler (ver Capítulo 2) para la componente hadrónica de una cascada de partículas iniciada por un rayo cósmico, se puede considerar que en cada interacción hadrónica de una partícula con energía E , se producen N_{tot} nuevas partículas con energía E/N_{tot} y en donde alguna de ellas (N_{EM} , que son fundamentalmente piones neutros π^0) alimentarán la componente electromagnética (EM) de la cascada [5][6].

Si se toma una energía característica $E_{\text{dec}} = 150$ GeV, que es la energía a la cual los piones decaen en muones, se puede estimar que el número de muones de una cascada iniciada por una partícula de energía primaria E_0 luego de n generaciones viene dado por:

$$N_{\mu} = (N_{\text{tot}} - N_{\text{EM}})^n = \left(\frac{E_0}{E_{\text{dec}}} \right)^{1 + \ln R / \ln N_{\text{tot}}}, \quad (5.29)$$

donde $R = (N_{\text{tot}} - N_{\text{EM}})/N_{\text{tot}}$.

Usualmente, en estos modelos simplificados se consideran sólo piones como partículas secundarias y teniendo en cuenta los modos principales de decaimientos se toma que $R = 2/3$. Es decir, un tercio de cada interacción deviene en piones neutros que alimentarán la componente electromagnética de la cascada.

De esta forma, el número de muones depende sólo del número total de partículas secundarias que se producen. El máximo de la lluvia también depende del número de partículas que se producen, de manera que si se cambian las multiplicidades de las interacciones hadrónicas, el número de muones cambiará, pero también lo hará el máximo de la lluvia, como ya se había mencionado previamente.

El siguiente paso entonces es considerar un modelo más realista en donde se consideren todos los tipos de hadrones producidos y no sólo los piones. De aquí surge que si, especialmente, la producción de (anti)bariones aumenta, esto tendrá un impacto importante en el número de muones que se producen, siendo que debido a la conservación del número bariónico en las interacciones, en general al interactuar se vuelven a producir bariones hasta que su energía es lo suficientemente baja

como para decaer en piones cargados que decaerán inmediatamente en muones. De este modo, aumentar la producción de (anti)bariones aumentará el número de muones de baja energía y se sabe que este efecto es más importante cuando se producen (anti)bariones de alta energía (bariones *leading*), siendo una manera muy efectiva de mantener la energía de la cascada del lado de la componente hadrónica.

Además, si bien la producción de (anti)bariones es muy pequeña, la producción de estas partículas tienen un efecto muy significativo en la conservación de la energía del lado de la componente hadrónica de la cascada porque el espectro de energía de los piones neutros que son producidos en colisiones protón-aire es más *soft* que el que se produce en colisiones π^\pm -aire. De manera que aumentar la producción de bariones, además de disminuir el número de piones neutros que se producen, disminuye el número de piones neutros que se llevan gran parte de la energía de la interacción.

Al analizar las fracciones medias de los grupos de hadrones más relevantes que son producidos en función de la energía de la partícula primaria en las Figuras 5.10 y 5.11, podemos ver que en la versión post-LHC de SIBYLL se toman en cuenta las consideraciones anteriores, siendo que hay un apreciable decremento en la fracción de piones que se producen en favor de un incremento en la producción de otros mesones y un incremento en la fracción de nucleones y otros bariones.

Más aún, al analizar la pseudorapidez de los bariones producidos por los distintos modelos hadrónicos en la Figura 5.15, podemos ver nuevamente que, sobre todo en el caso de SIBYLL ha habido un intento de producir estos bariones de alta energía que emergen con un ángulo de deflexión muy pequeño.

5.5.2 Análisis del intercambio de mesones ($\pi \leftrightarrow K$)

Desde la década de 1980, la abundancia relativa de hadrones extraños (hadrones que contienen al menos un quark de sabor *s*) en colisiones de núcleos pesados, se

ha considerado como un posible indicador de la formación del plasma de quark y gluones (QGP), que es un estado en el cual a la suficientemente alta temperatura o densidad energética, la materia nuclear deviene en una transición de fase en la cual los quarks y gluones no están confinados.

Recientemente, la Colaboración ALICE ha publicado nuevos resultados en los cuales esta producción abundante de hadrones extraños se han observado también en colisiones de partículas tan livianas como los protones (colisiones protón-protón) [92].

Teniendo en cuenta los resultados antes mencionados y que ninguno de los simuladores Monte Carlo de eventos hadrónicos que se han analizado en este trabajo (SIBYLL, QGSJET y EPOS) reproduce correctamente los resultados experimentales que han sido publicados por la Colaboración ALICE [93], se ha propuesto que el déficit de muones antes mencionado podría ser explicado teniendo en cuenta que la abundancia relativa de hadrones extraños en las colisiones involucra un intercambio de mesones ($\pi \leftrightarrow K$).

De este modo, la cantidad de energía que deviene hacia la componente electromagnética de la cascada al decaer los piones neutros en fotones se reduciría porque, en cambio, estos piones podrían reconvertirse a kaones, manteniendo la energía de la cascada del lado de la componente hadrónica de la misma. Finalmente, estos kaones podrían decaer en otros piones cargados que consecuentemente decaerían muones, o bien, directamente en muones (si se trata de kaones cargados).

Sin embargo, es importante destacar que, aunque esta hipótesis podría ser correcta, aún no existe la suficiente cantidad de datos experimentales como para poder confirmarla y, como se sugiere en [94], algunos experimentos (como el FASER μ [95] y otros que se podrían llevar a cabo en la *Forward Physics Facility* (FPF) [96]) resultarán de gran en el futuro para estudiar esto con mayor detalle.

5.5.3 Análisis de la producción de mesones ρ^0

La mayor cantidad de partículas producidas en una colisión hadrónica son piones, de manera que se espera que cambiar el tratamiento de las colisiones pión-aire tendrá un impacto significativo en la producción de muones, ya que este efecto se acumulará en cada generación de colisiones.

Experimentalmente se ha observado que muchas veces la partícula *leading* de una colisión entre piones cargados y un protón no es un pión neutro, sino un mesón ρ neutro. Al contrario que los piones neutros, los mesones ρ neutros decaen en piones cargados y, por lo tanto la energía de esta partícula *leading* continúa del lado hadrónico de la cascada, permitiendo la posibilidad de crear muones.

En conclusión, la producción y tratamiento de mesones ρ neutros en los distintos modelos hadrónicos resulta un importante punto a tener en cuenta a la hora de considerar alternativas que puedan incrementar el número de muones en las simulaciones computacionales de cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos.

6

CONCLUSIONES

En este trabajo se han presentado los resultados de distintos estudios comparativos entre simuladores computacionales Monte Carlo, tanto de cascadas electromagnéticas como de interacciones hadrónicas.

En cuanto a las comparaciones de simuladores de cascadas electromagnéticas que se han descrito en el Capítulo 4, y en las cuales se estudiaron los paquetes de *software* AIRES, EGS5 y GEANT4, se puede concluir que, de manera cualitativa, existe una buena concordancia general entre los tres simuladores en la mayor parte de los casos estudiados.

Para los casos en los que hubo mayor discrepancia, como por ejemplo un número más alto de fotones producidos por AIRES respecto a los otros simuladores, resulta imprescindible estudiar con mayor detalle la definición de las secciones eficaces de cada simulador y así poder confirmar que las diferencias observadas se deben al modo en que éstas se encuentran definidas, como se sugiere.

Si bien los procesos electromagnéticos son bien conocidos, para su simulación deben introducirse varios parámetros. Al estudiar los parámetros que requieren ser definidos, se ha visto que no son exactamente los mismos entre los distintos simuladores y que, por lo tanto, esto puede introducir discrepancias entre los resultados. Por tal motivo, resulta importante estudiar en detalle cada uno de los parámetros que requiere cada paquete para simular los eventos electromagnéticos, de manera que al efectuarse las comparaciones exista la mayor concordancia posible de las condiciones iniciales de los simuladores.

Al respecto de las comparaciones de los modelos de interacciones de hadrónicas SIBYLL, QGSJET y EPOS en sus versiones pre y post-LHC que se presentan en el Capítulo 5, se puede decir que los resultados presentados indican una mejora significativa en el grado de coincidencia de varios observables cuando se comparan las nuevas versiones de los modelos. Este grado de coincidencia es particularmente evidente en el caso de estudio de las fracciones de eventos VELP producidas a lo largo de todo el rango de energía estudiado.

Sin embargo, cabe mencionar que existen algunas cantidades que están estrechamente relacionadas con la fracción de eventos VELP producidas, como por ejemplo el número de partículas secundarias, que presentan algunas diferencias, incluso en el caso de colisiones protón-protón y a energías comparables con las del LHC.

Respecto de los tipos de partículas generadas en las colisiones, existen diferencias significativas entre los modelos que sugieren realizar un análisis más completo para explicar su origen y su posible impacto en observables relacionados con las cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos, como lo son, por ejemplo, el número de muones producidos. En este sentido, puede verse que SIBYLL es el modelo que presenta mayores diferencias respecto de su versión anterior.

Finalmente, se ha analizado el problema abierto que existe hoy relacionado a la diferencia que se observa entre el número de muones que son producidos en las simulaciones de cascadas iniciadas por rayos cósmicos y el número de muones que son detectados en los experimentos de rayos cósmicos. Se ha visto que existen distintos factores de los modelos hadrónicos que pueden repercutir directamente en el número de muones producidos cuando se simulan estas cascadas de partículas secundarias, como lo es la multiplicidad de las mismas. Sin embargo, se sabe que al modificar el número de partículas secundarias producidas también se modifica el máximo de una cascada, que es un observable bien contrastado experimentalmente y, por este motivo, se han analizado otros factores de los modelos hadrónicos que pueden incidir en el número final de muones producidos, como lo son el aumento de producción de (anti)bariones, el intercambio de mesones $\pi \leftrightarrow K$ y el aumento de producción de mesones ρ^0 .

Teniendo en cuenta lo anterior, se pudo observar en los resultados que, hasta el momento, el modelo hadrónico SIBYLL es el que produce el mayor número de muones y el modelo que más ha incrementado la producción de (anti)bariones de gran energía hacia adelante y de mesones ρ^0 . Sin embargo, es importante mencionar que se tienen pocos datos experimentales para contrastar estos últimos resultados y que, en este sentido, existen dos experimentos en el CERN que resultan importantes en el análisis de este problema: el experimento NA61/SHINE [97] y el LHCf [98]. Con el objetivo de continuar analizando este problema, se sugiere entonces comparar minuciosamente los últimos resultados experimentales publicados por estas dos colaboraciones con las simulaciones producidas por los distintos modelos hadrónicos.

Por otro lado, en cuanto a a hipótesis del intercambio de mesones $\pi \leftrightarrow K$ producto de la producción abundante de hadrones extraños que se han observado en colisiones p-p, se sugiere evaluar en el futuro los resultados que se podrían obtener en experimentos como el FASER μ y otros que se podrían llevar a cabo en la *Forward Physics Facility* (FPF).

BIBLIOGRAFÍA

- [1] S. J. Sciutto. *AIRES. A system for air shower simulations. Version 19.04.10.* <http://aires.fisica.unlp.edu.ar/doc/airesmanual/UsersManual190410.pdf>, 2023.
- [2] M. Tueros. *Física de astropartículas de alta energía - Refinamiento de técnicas de simulación y reconstrucción de rayos cósmicos en el Observatorio Pierre Auger.* PhD thesis, Universidad Nacional de La Plata, 2010.
- [3] E. Ahn, R. Engel, T. K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev. Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1. *Physical Review D*, 80(9), 2009.
- [4] R. Engel, F. Riehn, A. Fedynitch, T. K. Gaisser, and T. Stanev. The hadronic interaction model SIBYLL - past, present and future. *EPJ Web Conf.*, 145:08001, 2017.
- [5] T. Pierog and K. Werner. Muon production in extended air shower simulations. *Phys. Rev. Lett.*, 101:171101, Oct 2008.
- [6] T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner. EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN large hadron collider. *Phys. Rev. C*, 92:034906, Sep 2015.
- [7] S. Ostapchenko. QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 151(1):143–146, 2006.
- [8] S. Ostapchenko. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model. *Phys. Rev. D*, 83:014018, Jan 2011.
- [9] H. Hirayama, Y. Namito, A. Bielajew, S. Wilderman, and W. Nelson. The EGS5 code system. 01 2006.
- [10] S et. al Agostinelli. GEANT4 simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250 – 303, 2003.
- [11] T. Pierog and K. Werner. EPOS model and ultra high energy cosmic rays. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 196:102–105, 2009.
- [12] F. Riehn, H. P. Dembinski, R. Engel, A. Fedynitch, T. K. Gaisser, and T. Stanev. The hadronic interaction model SIBYLL 2.3c and Feynman scaling. *PoS, ICRC2017:301*, 2017.
- [13] L. Calcagni. Simulaciones de interacciones electromagnéticas. In *VIII Encuentro de Becarios - Instituto de Física La Plata, La Plata, Argentina*, 2016.

- [14] L. Calcagni and S. J. Sciutto. Electromagnetic shower simulations. In *The 2017 CERN–Latin-American School of High-Energy Physics - San Juan del Río, Mexico*, 2017.
- [15] L. Calcagni, C. A. García Canal, S. J. Sciutto, and T. Tarutina. LHC updated hadronic interaction packages analyzed up to cosmic-ray energies. *Phys. Rev. D*, 98:083003, Oct 2018.
- [16] L. Calcagni. Análisis de modelos de interacciones hadrónicas actualizados con datos del LHC. In *IX Encuentro de Becarios - Instituto de Física La Plata, La Plata, Argentina*, 2017.
- [17] L. Calcagni. LHC updated hadronic interaction packages analyzed up to cosmic ray energies. In *Pierre Auger Collaboration Meeting – Malargüe, Argentina*, 2017.
- [18] L. Calcagni. Interacciones hadrónicas y componente muónica en cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos. In *X Encuentro de Becarios - Instituto de Física La Plata, Argentina*, 2018.
- [19] E. Noether. Invariant Variation Problems. *Gott. Nachr.*, 1918:235–257, 1918.
- [20] M. Robinson. *Symmetry and the Standard Model: Mathematics and Particle Physics*. Springer-Verlag New York, 1 edition, 2011.
- [21] T. Lancaster and S. J. Blundell. *Quantum Field Theory for the Gifted Amateur*. Oxford University Press, 2014.
- [22] Modelo estándar de física de partículas. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Modelo_Est%C3%A1ndar.svg. Accessed: 2022-04.
- [23] M. Gell-Mann. Symmetries of baryons and mesons. *Phys. Rev.*, 125:1067–1084, 1962.
- [24] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, 8(3):214–215, 1964.
- [25] G. Zweig. An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 1. Technical report, CERN, Geneva, 1964.
- [26] Y. Neeman. Derivation of strong interactions from a gauge invariance. *Nuclear Physics*, 26(2):222–229, 1961.
- [27] A. F. Soria and E. R. Martínez. *Física de partículas y de astropartículas*. Educació (Universitat de València): Materials. Publicacions de la Universitat de València, 2005.
- [28] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, and H. Leutwyler. Advantages of the color octet gluon picture. *Physics Letters B*, 47(4):365–368, 1973.

- [29] F. Attix. Introduction to radiological physics and radiation dosimetry. pages 506–524, 12 2007.
- [30] C. Leroy and P. Rancoita. *Principles of radiation interaction in matter and detection*. World Scientific, 2004.
- [31] R. D. Evans. *The Atomic Nucleus*. Tata McGraw-Hill, 1955.
- [32] T. Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Astrophysics and Space Science Library N. 462. Springer, 3rd ed. edition, 2021.
- [33] R. Engel, D. Heck, and T. Pierog. Extensive air showers and hadronic interactions at high energy. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 61(1):467–489, 2011.
- [34] B. Andersson. *The Lund model*, volume 7. Cambridge University Press, 7 2005.
- [35] DO Collaboration. Evidence for production of single top quarks. *Physical Review D*, 78(1), jul 2008.
- [36] S. J. Sciutto. Physics of astroparticles. *Brazilian Journal of Physics*, 37:494–498, 2007.
- [37] H. J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, and K. Werner. Parton-based Gribov–Regge theory. *Physics Reports*, 350(2-4):93–289, 2001.
- [38] O. Nachtmann. Pomeron physics and QCD, Contribution to the Ringberg Workshop on HERA physics. 2003.
- [39] C. Donald Ahrens. *Essentials of Meteorology: An Invitation to the Atmosphere*. Brooks Cole, 6 edition, 2011.
- [40] E. Resconi T. K. Gaisser, R. Engel. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 2 edition, 2016.
- [41] V. F Hess. Penetrating radiation in seven free balloon flights. *Phys. Zeit.*, 13(1084), 1912.
- [42] Z. Fodor, S. Katz, A. Ringwald, and H. Tu. Strong neutrino-nucleon interactions at ultrahigh energies as a solution to the GZK puzzle. 03 2004.
- [43] A. Haungs, H.Rebel, and M.Roth. Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays. *Reports on Progress in Physics*, 66(7):1145–1206, jun 2003.
- [44] W. Heitler. *The quantum theory of radiation*, volume 5 of *International Series of Monographs on Physics*. Oxford University Press, Oxford, 1936.
- [45] The Pierre Auger Observatory. <https://www.auger.org/>. Accessed: 2022-04.

- [46] <https://inspirehep.net/literature?sort=mostcited&size=25&page=1&q=find%20topcite%2050%2B%20&ui-citation-summary=true/>, 2023. Accessed: 2023-04.
- [47] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05:026, 2006.
- [48] J. Seco and F. Verhaegen. *Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy*. Imaging in Medical Diagnosis and Therapy. CRC Press, 1 edition, 2013.
- [49] D. H. Lehmer. Mathematical methods in large-scale computing units. *Annu. Comput. Lab. Harvard Univ.*, 26:141–146, 1951.
- [50] J. Kenneth Shultis William L. Dunn. *Exploring Monte Carlo Methods*. Academic Press (Elsevier), 1 edition, 2011.
- [51] G. Marsaglia. Random numbers fall mainly in the planes. 61(1):25–28, 1968.
- [52] J. von Neumann. Various techniques used in connection with random digits. In A. S. Householder, G. E. Forsythe, and H. H. Germond, editors, *Monte Carlo Method*, volume 12 of *National Bureau of Standards Applied Mathematics Series*, chapter 13, pages 36–38. US Government Printing Office, Washington, DC, 1951.
- [53] G. Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford science publications. Clarendon Press, 1998.
- [54] R. Y. Rubinstein and Kroese D. P. *Simulation and the Monte Carlo Method*. Wiley, 3rd edition, 2017.
- [55] M. Cortés Guiraldo. *Desarrollos y aplicaciones de GEANT4 para radioterapia y microdosimetría en detectores y circuitos integrados*. PhD thesis, Universidad de Sevilla, 2011.
- [56] C. Rutjes, D. Sarria, A. B. Skeltved, Diniz G. Luque, A., N. Østgaard, and U. Ebert. Evaluation of Monte Carlo tools for high energy atmospheric physics. *Geosci. Model Dev.*, 3961–3974, 2016.
- [57] D. Sarria, C. Rutjes, G. Diniz, A. Luque, K. Ihaddadene, J. R Dwyer, N. Østgaard, A. B Skeltved, I. S Ferreira, and U. Ebert. Evaluation of Monte Carlo tools for high-energy atmospheric physics II: relativistic runaway electron avalanches. *Geoscientific Model Development*, 11(11), 2018.
- [58] R. Ford and W. R. Nelson. The EGS Code System: Computer Programs for the Monte Carlo Simulation of Electromagnetic Cascade Showers (Version 3). 6 2009.
- [59] W. R. Nelson, H. Hirayama, and D. Rogers. The EGS4 Code System. 12 1985.

- [60] M. Ljungberg, S. Strand, and M. King. *Monte Carlo Calculations in Nuclear Medicine*. CRC Press, 1 edition, 2012.
- [61] I. Kawrakow. Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport. i. EGSnrc, the new EGS4 version. *Medical physics*, 27:485–98, 04 2000.
- [62] F. Riehn, R. Engel, A. Fedynitch, T. K. Gaisser, and T. Stanev. Hadronic interaction model SIBYLL 2.3d and extensive air showers. *Phys. Rev. D*, 102(6):063002, 2020.
- [63] S. Ostapchenko. QGSJET-III model: physics and preliminary results. *EPJ Web Conf.*, 208:11001, 2019.
- [64] P. B. Gossiaux, J. Aichelin, B. Guiot, I. Karpenko, V. Ozvenchuk, T. Pierog, J. Steinheimer, and K. Werner. First results of EPOS-HQ model for open heavy flavor production in A-A collision at RHIC and LHC. *PoS, HardProbes2018*:169, 2019.
- [65] T. K. Gaisser and F. Halzen. "Soft"hard scattering in the teraelectronvolt range. *Phys. Rev. Lett.*, 54, Apr 1985.
- [66] G. Pancheri and Y. N. Srivastava. Low p_t jets and the rise with energy of the inelastic cross-section. *Phys. Lett. B*, 182, 1986.
- [67] R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, Paolo Lipari, and Todor Stanev. Sibyll: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades. *Phys. Rev. D*, 50:5710–5731, Nov 1994.
- [68] N. Kalmykov and S. Ostapchenko. The nucleus-nucleus interaction, nuclear fragmentation, and fluctuations of extensive air showers, March 1993.
- [69] K. Werner. Strings, pomerons and the VENUS model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies. *Physics Reports*, 232(2):87–299, 1993.
- [70] A test of the hadronic interaction model EPOS with air shower data. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 36(3):035201, feb 2009.
- [71] R. Brun and D. Lienart. HBOOK USER GUIDE: CERN COMPUTER CENTER PROGRAM LIBRARY LONG WRITEUP: VERSION 4. 10 1987.
- [72] R. Brun, O. Couet, N. Cremel-Somon, and P. Zancarini. PAW: Physics analysis workstation: Including version 1.03/05. 2 1988.
- [73] T. Hakulinen and F. Rademakers. Experience of running PIAF on the CS-2 at CERN. In B. Hertzberger and G. Serazzi, editors, *High-Performance Computing and Networking*, pages 672–677, Berlin, Heidelberg, 1995. Springer Berlin Heidelberg.

- [74] R. Brun and F. Rademakers. ROOT — An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1):81–86, 1997. New Computing Techniques in Physics Research V.
- [75] P. Elmer, M. Sokoloff, B. Bockelman, and K. Cranmer. Data-Intensive Analysis for High Energy Physics (DIANA/HEP), Feb 2017.
- [76] Apache Software Foundation. Hadoop.
- [77] M. Zaharia, R. Xin, P. Wendell, T. Das, M. Armbrust, A. Dave, X. Meng, J. Rosen, S. Venkataraman, M. Franklin, et al. Apache Spark: a unified engine for big data processing. *Communications of the ACM*, 59(11):56–65, 2016.
- [78] Wolfram Research, Inc. Mathematica, Version 12.0. Champaign, IL, 2019.
- [79] Guido Van Rossum and Fred L. Drake. *Python 3 Reference Manual*. CreateSpace, Scotts Valley, CA, 2009.
- [80] L. Anchordoqui, M. Dova, L. Epele, and S. Sciutto. Hadronic interaction models beyond collider energies. *Physical Review D*, 59(9), March 1999.
- [81] R. Glauber. High energy collision theory. *Interscience Publishers Inc., New York*, 1959.
- [82] L. Calcagni. Sobre el análisis inteligente de datos en el Gran Colisionador de Hadrones. *Avance y Perspectiva*, 06 2019.
- [83] Glauber R. *High-Energy collision theory in "Lectures on Theoretical Physics" Vol 1*. Interscience Publishers, 1958.
- [84] A. Bialas, M. Bleszynski, and W. Czyz. Multiplicity Distributions in Nucleus-Nucleus Collisions at High-Energies. *Nucl. Phys.*, B111:461–476, 1976.
- [85] V. Barone and E. Predazzi. *High-Energy particle diffraction*. Texts and monographs in physics. Springer, 1 edition, 2002.
- [86] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg. Glauber modeling in high-energy nuclear collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57(1):205–243, nov 2007.
- [87] W. Czyz and L. C. Maximon. High-energy, small angle elastic scattering of strongly interacting composite particles. *Annals Phys.*, 52:59–121, 1969.
- [88] C. Loizides, J. Kamin, and D. d’Enterria. Improved Monte Carlo Glauber predictions at present and future nuclear colliders. *Phys. Rev. C*, 97:054910, May 2018.

-
- [89] B. Alver, M. Baker, C. Loizides, and P. Steinberg. The PHOBOS Glauber Monte Carlo, 2008.
- [90] C. Loizides, J. Nagle, and P. Steinberg. Improved version of the PHOBOS Glauber Monte Carlo. *SoftwareX*, 1-2:13–18, sep 2015.
- [91] C. A. García Canal, S. J. Sciutto, and T. Tarutina. Testing hadronic-interaction packages at cosmic-ray energies. *Phys. Rev. D*, 79:054006, Mar 2009.
- [92] ALICE Collaboration. Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton–proton collisions. *Nature Physics*, 13(6):535–539, apr 2017.
- [93] L. A. Anchordoqui, C. A. García Canal, S. J. Sciutto, and J. F. Soriano. Through the looking-glass with ALICE into the quark-gluon plasma: A new test for hadronic interaction models used in air shower simulations. *Physics Letters B*, 810:135837, nov 2020.
- [94] L. A. Anchordoqui, C. A. García Canal, F. Kling, S. J. Sciutto, and J. F. Soriano. An explanation of the muon puzzle of ultrahigh-energy cosmic rays and the role of the forward physics facility for model improvement. *Journal of High Energy Astrophysics*, 34:19–32, 2022.
- [95] FASER Collaboration. Technical proposal: Fasernu, 2020.
- [96] L. A. Anchordoqui et al. The forward physics facility: Sites, experiments, and physics potential. *Physics Reports*, 968:1–50, jul 2022.
- [97] NA61 Collaboration and A. Laszlo. NA61/SHINE at the CERN SPS. 2007.
- [98] E. Berti. The LHCf experiment: present status and physics results, 2017.