Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Estudio de la multiplicidad de partículas cargadas en colisiones protón-protón en el experimento ALICE-LHC.

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Sosa Sánchez Citlalli Teresa

asesorada por

Dr. Arturo Fernández Téllez
Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi

Puebla Pue.

Índice general

Agradecimientos **2**

Resumen **4**

Introducción **4**

1. Física de partículas y modelo Estándar **7**
1.1. Modelo estándar 8
1.1.1. Fuerza electromagnética 10
1.1.2. Fuerza débil 10
1.1.3. Fuerza fuerte 11
1.2. La estructura del protón 11
1.2.1. Pión 12
1.2.2. Kaón 12

2. Colisiones de partículas **15**
2.1. Colisiones de protones 16
2.1.1. Participantes, espectadores y parámetro de impacto. 16
2.1.2. Dispersión elástica e inelástica 17
2.1.3. Cascada partónica 18
2.1.4. Hadronización 18

3. Multiplicidad de partículas **19**
3.1. Conceptos teóricos 19
3.1.1. Escalamiento de Feynman. 20
3.1.2. Escalamiento KNO 20
3.1.3. Distribución binomial negativa 21
3.1.4. Combinación de dos distribuciones binomiales negativas 22

4. Experimento ALICE y generadores para colisiones de alta energía. **23**
4.1. Experimento ALICE 23
4.1.1. Identificación y trayectoria de partículas 24
4.1.2. Detección de fotones 25
4.2. Cámara de Proyección de Tiempo (TPC) 26

4.3. Sistema Interno de Trayectorias (ITS) 26
4.4. Tiempo de Vuelo (TOF) 27
4.5. V0 y T0 27
4.6. Detector de Rayos Cósmicos en ALICE: ACORDE 27
4.7. Simulación computacional de procesos físicos 29
4.8. Método de Monte Carlo 29
4.8.1. Generador de eventos MC en física de altas energías 30
4.9. Desarrollo de PYTHIA 30
4.9.1. Física en PYTHIA 31

5. Análisis y resultados **33**
5.1. Variables cinemáticas 33
5.2. Partícula relativista y cargada en campo magnético uniforme 34
5.2.1. Movimiento dentro del solenoide 36
5.2.2. Ángulo ϕ y θ 38
5.2.3. Pseudorapidez 40
5.3. Geometría del detector ACORDE 40
5.3.1. Plano central 41
5.3.2. Plano Derecho 41
5.3.3. Plano Izquierdo 42
5.3.4. Módulos del detector ACORDE 43
5.4. Parámetros de la simulación 43
5.5. Resultados 44
5.5.1. Multiplicidad de partículas cargadas MC 44
5.5.2. Multiplicidad de muones MC 49
5.5.3. Multiplicidad promedio 54
5.5.4. Multiplicidad de muones en el detector ACORDE 57

Conclusiones **71**

Agradecimientos

Al finalizar un trabajo tan arduo como el desarrollo de esta tesis, es grato saber que se ha contado siempre con el apoyo de varias personas.

Este trabajo ha sido fruto de una valiosa educación proporcionada por mis padres Margarita y Hugo, les agradezco por haberme apoyado a lo largo de mi licenciatura y por darme ese espíritu que me ha llevado a no rendirme y ver siempre adelante, por depositar confianza en mí.

Le agradezco de manera especial a Gibraham Nápoles, quien me ha acompañado a lo largo de este trabajo, pues en aquellos momentos en los que todo parecía complicarse colaboró conmigo para así mejorar mis resultados, muchas veces sacrificó su tiempo para poder ayudarme. Además me dio ánimos para seguir adelante, gracias.

Al Dr. Arturo Fernández Téllez por su atención y su paciencia, ya que sin su apoyo no habría sido posible la realización de este trabajo. Las discusiones que surgieron en las presentaciones semanales de mi avance, en su grupo de trabajo, me permitieron tener una continuidad del mismo y enriquecer cada vez los resultados obtenidos, así como agregar más detalles a mi análisis.

Al Dr. Mario Rodríguez por las discusiones que conllevaron a enriquecer el trabajo.

Resumen

El experimento ALICE (A Large Hadron Collider Experiment) es uno de los cuatro experimentos más importantes que se llevan a cabo en el LHC (Large Hadron Collider), este último se encuentra en el CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) situado en la frontera entre Francia y Suiza. ALICE fue diseñado para estudiar colisiones de iones pesados, se conforma de 17 detectores entre los cuales se encuentra el detector ACORDE (ALICE COsmic Ray DEtector) responsabilidad de la colaboración mexicana.
El detector ACORDE tiene como objetivo mandar una señal de nivel cero para los procedimientos de alineación y calibración de algunos detectores de trazas de ALICE, además detecta eventos de muones atmosféricos en combinación con otros detectores para llevar a cabo estudios de física de rayos cósmicos. Debido a la tarea para la cual se diseñó ACORDE, únicamente lanza una señal al paso de muones sin identificar de dónde provienen, es decir no identifica si los muones son atmosféricos o partículas producidas en las colisiones.
En este trabajo de tesis se estudió la multiplicidad de partículas cargadas, utilizando PYTHIA como simulador de colisiones protón-protón, a diferentes valores de energía en el centro de masa (el rango de energía que ha trabajado el LHC). La multiplicidad de partículas cargadas es una de las observables más importantes en las colisiones entre hadrones, ya que se utiliza para imponer restricciones en los mecanismos de producción de partículas de los simuladores Montecarlo. Diferentes colaboraciones (UA1, UA5, CMS, ATLAS y ALICE recientemente) han reportado la medición de esta cantidad.

Además, se estimó el número de muones que pueden provenir de colisiones protón-protón. Para este fin se realizó un estudio de la propagación de muones a través del campo magnético que hay dentro del complejo de detectores de ALICE y se determinó la distribución geométrica de las partículas, esta información permitió determinar el porcentaje de muones producidos en colisiones protón-protón que alcanzan a impactar los módulos del detector ACORDE.

Introducción

El desarrollo de detectores para la medición de diferentes variables cinemáticas, es muy importante para estudiar el modelo estándar. Un detector debe estar bien caracterizado para obtener el máximo provecho del mismo y además conocer el error en las mediciones de antemano. El detector ACORDE es usado en la calibración de algunos detectores de trazas en el experimento ALICE, además la información que obtiene sobre la incidencia de muones atmosféricos en su superficie ha permitido realizar estudios de rayos cósmicos; este detector pocas veces ha tomado mediciones mientras el haz del LHC se encuentra encendido y esto se debe a que no necesita de colisiones para obtener datos. Sin embargo durante algunos eventos de colisión en las que ACORDE ha participado en la toma de datos, se ha observado un cambio en la distribución de multiplicidad de módulos impactados del detector ACORDE y esto indica que debe haber alguna contaminación debida a partículas provenientes de la colisión, es esta la principal motivación de la presente tesis.

La intención del capítulo 1 es dar un panorama general de la física de partículas, se explica de manera breve y general el modelo estándar, además se da una introducción histórica.

En el capítulo 2 se habla de las colisiones de partículas y algunas variables que son utilizadas para estudiar las características geométricas de una colisión, por otro lado, aunque este trabajo no es teórico se ha dado una breve introducción a los procesos que pueden ocurrir en una colisión y que dan lugar a la creación de partículas. Además se comentan las diferencias entre los procesos suaves y duros en el contexto de la cromodinámica cuántica.

En el capítulo 3 se ha recopilado información sobre el estudio de la multiplicidad de partículas desde un punto de vista teórico, se presentan algunas distribuciones de probabilidad que han sido utilizadas para explicarla. Además se habla de la dependencia entre el número promedio de partículas producidas y la energía en el centro de masas.

Una revisión general de los detectores del experimento ALICE y su funcionamiento se presenta en el capítulo 4, se habla de la importancia de los generadores Monte Carlo en la física de partículas y su principio básico de funcionamiento. Una introducción histórica al generador de eventos PYTHIA y las principales consideraciones para su funcionamiento también es presentado.

El análisis desarrollado para determinar la multiplicidad de módulos de ACORDE impactados se muestra en el capítulo 5, así como los resultados finales obtenidos. En este capítulo se incluye también la solución de las ecuaciones de movimiento para una partícula relativista y cargada que se propaga a través de un campo magnético uniforme, en general la metodología que se siguió para obtener los resultados.

Capítulo 1

Física de partículas y modelo Estándar

A través de los años, las partículas consideradas como fundamentales han ido cambiando y esto ha estado siempre aunado al desarrollo de experimentos, el gran avance tecnológico del siglo XX ha permitido profundizar el estudio de las partículas y sus interacciones.

El origen de la física de partículas, se remonta al año 1897 cuando por vez primera se explicó la naturaleza de los llamados rayos catódicos. Actualmente sabemos que estos rayos catódicos en realidad son un flujo de electrones, Joseph John Thomson les dio el nombre de corpúsculos y llamó electrón a su correspondiente carga, posteriormente se adoptaría éste último como el nombre de la partícula.Además él midió por primera vez la relación carga-masa de los electrones, por lo cual se considera como la primera partícula en ser descubierta. A este descubrimiento le siguieron una serie de modelos propuestos para describir la estructura interna del átomo. El mismo Thomson propuso un modelo en 1904, como sabía que la masa de un electrón es muy pequeña ($9.1 \times 10^{-31} Kg$) él se imaginó que el panqué corresponde a una carga positiva y esférica cuyo valor es Ne la cual contribuye en mayor medida a la masa del átomo y las pasas son los electrones, cuya carga total también es Ne pero negativa para que el átomo sea neutro; sin embargo este modelo no describía los espectros de luz observados cuando los átomos eran excitados. Después Ernest Rutherford, Marsden y Geiger realizaron un experimento: bombardear una fina lámina de oro con partículas α y medir el ángulo de dispersión de dichas partículas, los resultados demostraron que la mayoría de las partículas no se deflecta y algunas son deflectadas a ángulos muy grandes de 90º o más. Si el modelo de Thomson podía explicar estos resultados entonces se podría considerar correcto, las partículas α son 7,000 veces más pesadas que un electrón y por esta razón los electrones no pueden desviarlas, sólo la carga positiva las puede curvar pero según el modelo de Thomson la carga positiva está distribuida en una esfera y en consecuencia la dispersión sería muy pequeña (0.01º). Basando sus argumentos en estas evidencias experimentales, en 1911 Rutherford explicó que la carga positiva está concentrada en el centro e investigó sobre la dispersión debida a la fuerza de coulomb, con lo cual se explicaba el comportamiento de las partículas α. La siguiente partícula en ser descubierta fue el protón, Rutherford propuso un modelo semejante al planetario para explicar el comportamiento del átomo, en este caso los electrones

(planetas) se encuentran en órbitas y el núcleo positivo (sol) en el centro. Los electrones al girar emiten fotones de una energía definida, esto explicó en un principio la naturaleza discreta del espectro observado. Sin embargo, de mecánica clásica se conoce que cuando un electrón emite fotones está perdiendo energía, entonces en algún momento radían toda su energía colapsándose al núcleo del átomo, situación que evidentemente no pasa ya que de ser así el átomo no sería estable. En 1914, Niels Bohr fue capaz de calcular el espectro del hidrógeno, la siguiente pregunta planteada fue ¿es posible explicar los demás elementos?. Además la teoría indicaba que el peso del helio debería ser dos veces el del hidrógeno, el del litio tres veces y así sucesivamente; sin embargo el helio pesa cuatro veces más y el litio siete veces más. Este aparente misterio, fue resuelto por Chadwick en 1932, con el descubrimiento del neutrón[1]. Hubo más científicos que propusieron modelos para explicar el comportamiento atómico, Schrödinger y Dirac idearon su propio modelo.

1.1. Modelo estándar

El modelo estándar es una teoría que explica muy bien las interacciones entre partículas fundamentales, fue propuesto en los 70's. Una partícula es considerada fundamental cuando no tiene estructura interna y en ese sentido es una partícula puntual, hasta ahora se ha logrado observar hasta distancias de $10^{-18} - 10^{-19}m$ y en base a ello se definen partículas elementales como el electrón. Estas partículas pueden ser de dos tipos, *bosones de norma* y *fermiones*.

Los fermiones son partículas de espín 1/2, se dividen a su vez en dos: los *quarks* y los *leptones*, estos son los bloques fundamentales que conforman a toda la materia y por ello son denominados partículas materiales. Cada partícula material tiene su antipartícula, si la partícula es cargada su antipartícula posee el mismo espín y masa pero carga opuesta, por ejemplo la antipartícula del electrón es el positrón cuya carga es positiva. Para partículas neutras, en algunos casos su antipartícula es ella misma[1].

En la figura 1.1 se observa que el electrón e, múon μ y tau τ son leptones y tienen carga eléctrica negativa y entera[2], cada uno de ellos pertenece a una familia diferente indicada con números romanos en la parte superior de las columnas, estas familias se clasifican según la masa que tienen las partículas desde la más liviana a la más pesada. A diferencia del electrón, el múon y el tau son partículas inestables, su tiempo de vida es $2.2 \times 10^{-6}s$ y $2.9 \times 10^{-13}s$ respectivamente. Los otros tres leptones ν_e,ν_μ y ν_τ son los neutrinos respectivos a e, μ y τ, se sabe que tienen masas muy pequeñas y carga eléctrica nula, actualmente siguen en investigación. Los neutrinos fueron propuestos en el año de 1930 por Pauli, quien explicó el decaimiento β[2].

A mediados de 1960, el desarrollo de las computadoras unido a los experimentos existentes en esa época permitió el descubrimiento de una gran cantidad de partículas; con ello surgió el modelo de quarks propuesto por $Gell - Mann$ e independientemente por $Zweig$. Como se muestra en la figura 1.1, hay seis quarks diferentes *arriba, encanto, cima, abajo, extraño* y

[1]El neutrino no cumple esto debido a que violan la simetría de paridad
[2]Se hablará de carga entera en términos de la carga del electrón $-1.602 \times 10^{-19}C$

fondo. Los quarks tienen carga de color, la cual puede ser de tres tipos azul, verde y rojo pero esta característica no se observa en la naturaleza debido a que los quarks están confinados en partículas llamadas hadrones, cuya carga de color es neutra. Los hadrones se clasifican en bariones, son fermiones[1] compuestos por tres quarks, y en mesones los cuales son bosones[2] compuestos por un quark y un antiquark. Los bosones de norma son partículas portadoras de cada una de las fuerzas fundamentales, cuyo espín $s = 1$. Aunque las fuerzas fundamentales son cuatro: la fuerza nuclear débil, nuclear fuerte,gravitatoria y electromagnética, en el modelo estándar sólo se considera a tres de estas fuerzas. La gravedad está excluida porque a la escala de la física de partículas es despreciable, se ha propuesto que la gravedad está mediada por un bosón denominado gravitón, del cual no se ha encontrado evidencia experimental alguna. El fotón γ, es la partícula intercambiada en las interacciones electromagnéticas. Los 8 gluones g_α; $\alpha = 1, ..,8$ median las interacciones fuertes entre los quarks y los 3 bosones $W^\pm$, Z son intercambiados en las interacciones débiles. Se sabe que la fuerza electromagnética tiene un alcance infinito debido a que le corresponde un bosón sin masa, mientras que el corto alcance de las interacciones débiles cercano a $10^{-6}cm$ corresponde al intercambio de un bosón de norma cuya masa es cercana a $100GeV$. Por último, el rango de alcance de las interacciones fuertes no es infinito aunque los bosones de norma correspondientes carecen de masa, ya que éstos se encuentran confinados, es por ello que su alcance es finito con un valor cercano a $10^{-13}cm$, el cual corresponde al tamaño típico del hadrón más ligero[3]. A continuación se explicará brevemente cada uno de estas fuerzas.

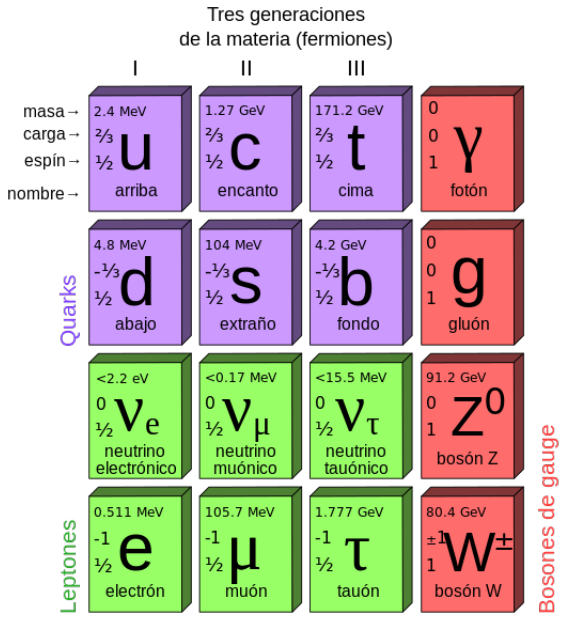


Figura 1.1: Tabla de partículas del modelo estándar

[1]Son partículas que siguen la estadística de Fermi-Dirac, en consecuencia se cumple el principio de exclusión de Pauli

[2]Partículas que siguen la estadística de Bose-Einstein y no cumplen el principio de exclusión de Pauli

1.1.1. Fuerza electromagnética

En el modelo estándar las interacciones electromagnéticas son mediadas por un bosón de norma, el fotón. El fotón no tiene masa ni carga eléctrica y posee espín 1. Además, el fotón tiene una energía que está asociada con una onda electromagnética de frecuencia f, la cual está dada por la siguiente expresión: $E = hf$, donde h es la constante de *Planck*; debido a que la frecuencia de una onda está relacionada con la longitud de onda λ se obtiene la siguiente expresión:

$$E = \frac{hc}{\lambda}$$

Este hecho es muy importante en física de partículas, pues esta relación indica que para poder estudiar la naturaleza a longitudes de onda cada vez más y más pequeñas, será necesario invertir una mayor cantidad de energía.

La interacción electromagnética es explicada mediante el intercambio de fotones virtuales y la electrodinámica cuántica proporciona una descripción detallada de las interacciones entre partículas cargadas, fue desarrollada por Richard Feyman, Julian Schwinger y Tomonaga, quienes recibieron el premio nobel de física en 1965. La electrodinámica cuántica es una de las teorías más precisas que se han creado en la era moderna de la física,ha permitido medir el *momento anómalo* del múon y del electrón.

1.1.2. Fuerza débil

Las interacciones débiles ocurren entre quarks y leptones, son las responsables de los decaimientos. Usualmente esta fuerza es opacada por la fuerza electromagnética y la fuerte, es por ello que para su estudio se utilizan neutrinos o quarks con un cambio de sabor que está prohibido para interacciones fuertes.

El neutrino fue propuesto por Pauli en 1930, en esa época aún no podían explicar el fenómeno del decaimiento β. En este decaimiento, un neutrón en el núcleo pasa a ser un protón (o viceversa); las partículas que se emiten fueron llamadas partículas beta en el año de 1898, pero después se darían cuenta que se trataba del electrón. Aparentemente este decaimiento $n \to p + e^-$ violaba las leyes de conservación del momento angular y la energía. Si la energía se conservara en el decaimiento, al repetirlo una y otra vez, los electrones deberían tener la misma energía pero en lugar de ello, se observa que el electrón emerge con distintos valores de energía incluso más bajos que la energía predicha en un rango de $0 - 0.782MeV$. Pauli propuso entonces que debía haber una tercera partícula partícipe en el decaimiento, con lo cual se explica esa "energía perdida", esta partícula fue llamada neutrino debido a que no posee carga eléctrica y es muy pequeña. La antipartícula del neutrino es llamada antineutrino y de hecho es éste último el que participa en el decaimiento beta: $n \to p + e^- + \bar{\nu}$[4].

Como ya se mencionó antes, el corto alcance de la fuerza débil, se debe principalmente a que es mediada por los bosones cargados $W^{\pm}$ y un bosón neutro Z^0, los cuales son muy masivos. Las masas de los bosones son $M_W = 80.4GeV$ y $M_Z = 91.1GeV$, mientras que el intercambio de bosones $W^{\pm}$ causa un cambio en la carga eléctria del quark o leptón involucrado, el bosón Z^0 no cambia la carga eléctrica.

1.1.3. Fuerza fuerte

La interacción entre quarks es mediada por un bosón de norma llamado *gluón*, es neutro y no tiene masa, al igual que el fotón en la electrodinámica cuántica. Mientras que para el caso electromagnético existen sólo dos tipos de carga + ó −, para el caso de la cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés), existen seis tipos de carga fuerte las cuales son llamadas *cargas de color*. El color sólo es un nombre, en realidad se refiere a un grado de libertad interno que poseen los quarks, un quark puede tener carga color rojo, verde o azul y su antiquark tendrá su correspondiente anticolor. En el caso de QCD, los gluones portan carga de color por lo que pueden interactuar con sí mismos, esto marca una diferencia con la fuerza electromagnética ya que el fotón no es portador de carga eléctrica. La fuerza débil tiene un total de ocho gluones que median la interacción[5].

1.2. La estructura del protón

Las partículas consideradas como fundamentales han ido cambiando, un claro ejemplo son los neutrones y protones pues antes se les consideraba fundamentales, sin embargo entre los años 1960-1970 se descubrió que tanto el protón como el neutrón no lo son, ya que están constituidos por quarks.

Richard Feynman propuso la existencia de unas partículas a las que denominó partones, las cuales conformarían al hadrón. Sin embargo se descubriría que las componentes de éste eran mas bien los quarks, el modelo de partón aún es utilizado para explicar algunos aspectos de las interacciones a corta distancia. El protón y el neutrón pertenecen a la familia de los bariones. El protón está formado por dos quarks arriba (u) y uno abajo(d), el neutrón tiene dos quarks d y uno u.

Los protones y neutrones son hadrones, la estructura de éstos, se determinó por primera vez colisionando protones y electrones en el experimento HERA, en el laboratorio DESY de Hamburgo. Debido a que un electrón es una partícula puntual y el protón tiene estructura, la colisión es muy violenta, esto permite tener una "imagen" de la estructura interna del protón, esta colisión es inelástica por lo que sólo el momento se conserva. El electrón se dispersa a un ángulo grande desde la dirección del haz y los "fragmentos" del protón salen disparados en la dirección opuesta, ya que el momento se debe conservar en la interacción. De esta forma el quark que conforma a los protones, aparece como un jet[6]. Esta es una idea importante en QCD ya que en este tipo de interacciones la magnitud de la fuerza se incrementa entre más pequeñas sean las distancias. Ya se ha mencionado que los quarks no se observan en estado libre pues están confinados, a esto se le conoce como confinamiento de color. Una forma de imaginar lo que ocurre, es suponiendo que dos quarks se encuentran unidos por una cuerda elástica, al tratar de separar los quarks, se está depositando energía en la cuerda y se rompe entonces en varias piezas dando lugar a más quarks unidos por cuerdas más pequeñas. Esto explica por qué tan pronto como se perturbe al protón para fragmentarlo y ver su estructura, los quarks se atraerán cada vez más tanto más pequeño se busque *observar*[6].

1.2.1. Pión

El pión(π) pertenece a la familia de los mesones, existe cargado y neutro, por lo cual se tiene $\pi^{\pm}$ y π^0. Los piones no son producidos en los decaimientos radioactivos, comúnmente se producen en colisiones de hadrones en los aceleradores de altas energías. También se producen de manera natural cuando un rayo cósmico energético interactúa con la atmósfera terrestre.

Los piones cargados $\pi^{\pm}$ tienen una masa de $139.6 MeV/c^2$ y un tiempo de vida medio de $2.6 \times 10^{-8} s$. En la tabla que se muestra abajo aparecen los diferentes anchos de decaimiento del pión[7].

Tabla 1.1: Principales anchos de decaimiento $\pi^{\pm}$

Estado final	Ancho de decaimiento
$\mu^+\nu_\mu$	$99.98 \pm 0.00004\,\%$
$\mu^+\nu_\mu\gamma$	$2.00 \pm 0.25 \times 10^{-4}\,\%$
$e^+\nu_e$	$1.23 \pm 0.004 \times 10^{-4}\,\%$

El ancho de decaimiento de una partícula, está definido en términos de la constante de decaimiento. Experimentalmente se sabe que una misma partícula decae en diferentes modos, es decir, decae a diferentes partículas. Cada uno de estos modos está identificado por un tiempo de vida τ_i, el inverso de este tiempo recibe el nombre *constante de decaimiento* $\Gamma_i = 1/\tau_i$. El ancho de decaimiento es específico para cada proceso en que una partícula puede decaer y está definido como: $\Gamma_i / \sum_i \Gamma_i$.

El primer decaimiento que se muestra en 1.1 tiene el ancho de decaimiento más grande, esto indica que es el decaimiento más probable. Así tenemos que los siguientes decaimientos: $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu^+$ $\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ocurren con mayor frecuencia. De hecho, debido a que los otros decaimientos tienen una probabilidad muy baja, se dice que están suprimidos.

1.2.2. Kaón

Los kaones se dividen en cuatro tipos, el kaón con carga positiva y negativa $K^{\pm}$ respectivamente, el kaón neutro K^0 y su antipartícula $\bar{K}^0$. Los kaones son partículas de gran importancia para la física, ya que introdujeron una nueva propiedad de las partículas: la extrañeza. Una de las maneras en que se producen kaones es cuando un pión choca con un protón, la interacción nuclear fuerte entre ellos produce en un tiempo muy pequeño $10^{-23} s$ un par de kaones. Debido a que la interacción fuerte produce los kaones antes se pensaba que también debía destruirlos, pero establecer la teoría de esta manera predecía un tiempo de vida del kaón del orden de $10^{-23} s$ y sin embargo experimentalmente se observaba un tiempo de vida mucho más largo: $10^{-10} s$. Murray Gell-Mann y Kazuhiko Nishijima explicaron esto proponiendo la existencia de un nuevo número cuántico y extraño, el cual no poseían las partículas "normales" pero sí los kaones. Al producirse dos kaones por la interacción fuerte, cada uno tenía extrañeza opuesta por lo cual esta propiedad se conservaba en la interacción. Pero al contrario de la carga eléctrica (siempre se conserva en cualquier interacción), esta

extrañeza, se conservaba en cualquier interacción excepto en la débil. Todos los kaones están compuestos por un par quark-antiquark, ya que pertenecen a la familia de mesones, además todos contienen un quark extraño y es éste el que les confiere la propiedad de extrañeza.

En este caso son de particular interés los kaones cargados, a continuación se muestra una tabla con los principales anchos de decaimiento:

Tabla 1.2: Principales anchos de decaimiento $K^{\pm}$

Estado final	Ancho de decaimiento
$\mu^+\nu_\mu$	$63.55 \pm 0.11\,\%$
$\pi^+\pi^0$	$20.66 \pm 0.08\,\%$
$\pi^+\pi^+\pi^-$	$5.59 \pm 0.04\,\%$

Capítulo 2

Colisiones de partículas

Para poder explorar la estructura de hadrones, se requiere colisionar partículas cuya longitud de onda sea menor al radio de los hadrones. Esto determina el mínimo valor de momento $p = h/\lambda$ y por lo tanto de energía $E = hc/\lambda$ que es requerida. Antes de 1960, los protones y neutrones eran clasificados como partículas fundamentales, sin embargo los experimentos de colisiones han permitido determinar que en realidad están conformados por partículas denominadas quarks. Aún en 1950, la única fuente de energías tan altas eran los rayos cósmicos y así se descubrió, por ejemplo, el pión. Actualmente se utilizan los aceleradores, aunque los rayos cósmicos siguen siendo tema de investigación, la ventaja con los aceleradores es el control y manejo de la energía de los proyectiles a colisionar. Existen diferentes tipos de colisionadores:

- Colisionador de blanco fijo: En este tipo de experimento, un objetivo se encuentra estacionario en el laboratorio y es golpeado por un haz de partículas de alta energía cinética. La desventaja principal de este tipo de colisionador, es la necesidad de trabajar con altas energías en el centro de masas. La energía en el centro de masas es importante, ya que es una medida de la energía que estará disponible para crear nuevas partículas. En el caso de un experimento de blanco fijo, debido a que se trabaja en el marco de referencia de laboratorio, una parte de la energía deberá estar almacenada en forma de energía cinética en las partículas finales para conservar el momento. Esto significa que parte de la energía que lleva el haz no estará disponible para la producción de partículas, por lo tanto un aumento en la energía del haz sólo añadirá una pequeña fracción de energía para dicho fin[1].

- Colisión de haces: En este caso, se hacen cruzar entre sí dos haces de partículas de alta energía que viajan en dirección opuesta en diferentes puntos alrededor del anillo, a dichos puntos se les conoce como puntos de interacción. La ventaja de estos colisionadores, es la energía disponible para nuevas partículas como consecuencia de la alta energía en el centro de masas. Aunque también poseen desventajas pues las partículas que colisionan deben ser estables limitando las colisiones a protones, antiprotones, núcleos pesados, electrones o positrones[5].

2.1. Colisiones de protones

Las colisiones entre protones son más complejas que aquellas entre partículas fundamentales, esto se debe a que el protón tiene una estructura interna por lo cual una colisión da lugar a un gran número de interacciones. Una desventaja de este tipo de colisiones, respecto a las colisiones de electrón-positrón, es que habrá una mayor producción de partículas y más procesos involucrados, en consecuencia los datos contienen más señales consideradas como ruido según el estudio que se vaya a realizar.

Los protones están conformados por quarks, así que la fuerza fuerte está involucrada, ésta tiene dos características peculiares: aumenta cuando la distancia es más pequeña como se ha comentado en la sec.1.1.3 y por otro lado en las reacciones muy energéticas los quarks y gluones interactúan débilmente y aparece el denominado plasma de quarks y gluones. En ls procesos de dispersión donde está involucrado QCD, las interacciones entre hadrones, en este caso protones, a menudo se clasifican en *suaves* y *duras* siendo los jets la característica principal de estas últimas. La componente suave o de larga distancia está en el regimen no perturbativo; por ejemplo las funciones de distribución partónica y de fragmentación, y la componente dura o de corta distancia es perturbativa. Existen dos formas de explicar la producción de partículas, por un lado están los decaimientos en cadena y los modelos de cascada partónica, los primeros explican los procesos suaves mientras que los últimos los procesos duros[9].

2.1.1. Participantes, espectadores y parámetro de impacto.

En altas energías, a menudo se utilizan conceptos geométricos para distinguir los participantes de los espectadores en una colisión. Los espectadores (N_{coll}) serán aquellos nucleones o hadrones, que no se encuentran con otro nucleón durante su trayectoria. Mientras que aquellos nucleones que interactúan se denominan participantes(N_{part}).

Los participantes de una colisión inelástica son llamados nucleones heridos, ya que el nucleón se fragmenta.

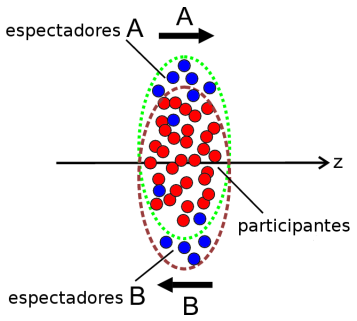


Figura 2.1: Espectadores y participantes en una colisión

El parámetro de impacto b, es la distancia que hay entre las trayectorias de los nucleones, normalmente en física de partículas el haz se considera en la dirección del eje z y el parámetro

de impacto se mide sobre el eje x, el plano formado por estos dos ejes se denomina plano de reacción.

Aquellas colisiones en las que el parámetro de impacto vale cero, se denominan colisiones centrales pues los nucleones chocan frente a frente, aunque en el experimento se consideran como centrales aquellas colisiones con un parámetro de impacto muy pequeño. Por supuesto, el valor de este parámetro está relacionado con el número de espectadores y participantes en la colisión. En el experimento ALICE se realizan colisiones de protón-protón pero también entre núcleos pesados como el plomo (Pb), debido a que los núcleos pesados son objetos muy extendidos, el sistema que se crea en una colisión central es diferente del creado en una colisión periférica y por esta razón en ALICE es muy importante medir la centralidad de la colisión, para poder determinarla se utiliza N_{part} ya que la centralidad está relacionada con la fracción de la sección eficaz geométrica que se sobrelapa en la colisión. Aquí aparece un problema, ni el número de participantes, espectadores ni el parámetro de impacto pueden ser medidos directamente en el experimento. Una de las observables que se puede relacionar con estas cantidades geométricas es la multiplicidad de partículas cargadas en un rango de rapidez dado, también la energía que llevan los espectadores puede ser depositada en un calorímetro , en el caso de ALICE es el calorímetro ZDC (calorímetro de cero grados)[10].

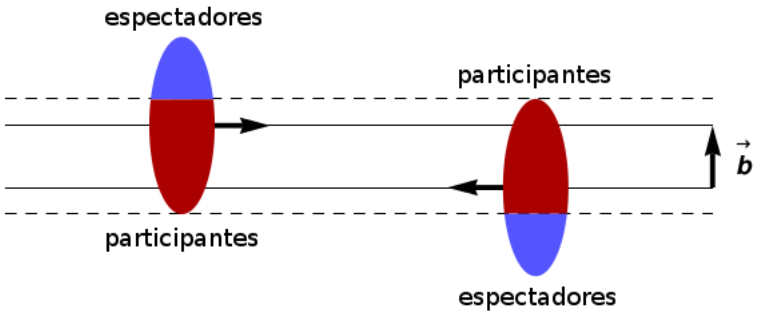


Figura 2.2: Parámetro de impacto

2.1.2. Dispersión elástica e inelástica

Es posible clasificar las colisiones de partículas en elásticas e inelásticas, para poder entender mejor a qué se refieren estos conceptos en el contexto de la física de partículas, será necesario recordar la definición clásica.

Recordando los ejemplos de bolas de billar, en una colisión elástica se conserva la energía cinética total y el momento lineal pero además las bolas de billar no son alteradas. En una colisión inelástica sólo se conserva el momento lineal, pero la energía cinética total ya no y esto se debe a que parte de ésta es tomada por otros procesos como puede ser vibraciones, ruptura o deformaciones de las bolas de billar.

Ahora bien en el caso de experimentos de física de partículas y en general, en la vida real, es imposible tener una colisión puramente elástica ya que siempre habrá alguna pérdida de energía debida a vibraciones. Por ejemplo, en la dispersión electrón-positrón, las partículas cambian de dirección tan rápidamente que se aceleran durante un brevísimo instante y una

partícula cargada acelarada emite fotones, a este tipo de colisiones en las que son emitidos fotones se les llama colisiones radiativas. Usualmente, los fotones producidos en dichas colisiones son de una energía muy baja comparada con la energía de las partículas participantes en la colisión, pero cuando la energía del fotón llega a ser tan grande que deja a la partícula con una energía cinética baja, entonces la colisión es inelástica.

Por otro lado, cuando al menos una de las partículas es compuesta, como un protón, éste se rompe como ocurriría análogamente en el proceso clásico. Pero además debido al confinamiento de quarks, adicionalmente se crean quarks y anti-quarks.[11]

2.1.3. Cascada partónica

Los partones involucrados en procesos duros, son acelerados muy violentamente debido a las grandes transferencias de momento. Ahora bien, en analogía a la electrodinámica cuántica (QED) cuando partículas cargadas son aceleradas éstas radían (emiten fotones), los partones al ser acelerados emitirán radiación en forma de gluones. Pero hay una diferencia respecto a QED, los gluones por sí mismos poseen carga de color y esto provoca autointeracciones por lo cual se generan aún más gluones, ocasionando una cascada de partones.

Las cascadas de partones se basan en QCD perturbativa, se supone una nube de quarks y una de gluones, éstas se atraviesan al chocar y dan lugar a múltiples dispersiones duras entre los partones así como a la radiación de gluones que ya se ha mencionado antes. Al inicio los quarks y gluones forman parte de un ensamble que es determinado por las funciones de distribución partónicas. Este modelo no funciona a energías bajas, donde los partones se transfieren un bajo momento y no es posible utilizar métodos perturbativos[12].

2.1.4. Hadronización

Según el modelo de decaimiento de cuerdas cuando los hadrones o núcleos se traspasan entre sí, las colisiones causan la formación de cuerdas de color, estas cuerdas pueden ser vistas como pares quark-antiquark conectados por el campo de color y posteriormente dichas cuerdas decaen dando lugar a quarks, gluones o incluso hadrones. Los hadrones son modelados como pequeñas piezas de la cuerda original, este modelo es inválido cuando las energías son muy altas ya que las cuerdas se sobrelapan y ya no pueden ser vistas como objetos independientes. La formación de hadrones a partir de cuerdas de color se aplica en el modelo de Lund, el cual intenta explicar el procesos denominado hadronización[13]. Estas cuerdas no son las mismas que aquellas utilizadas en la famosa teoría de cuerdas, se trata de otro objeto con el mismo nombre desafortunadamente.

La hadronización es una componente muy importante en las simulaciones de Monte Carlo ya que una vez que la lluvia o cascada de partones ha terminado, la transferencia de momento entre partones es baja y entra el regimen de distancias grandes, donde los procesos no perturbativos son predominantes y esto significa que los procesos suaves estarán presentes. Sin embargo como ya se mencionó, estudiar el comportamiento de los quarks en procesos suaves no es sencillo. Por ahora se tienen dos modelos para predecir este comportamiento cada uno de ellos es utilizado por dos generadores Monte Carlo de colisiones PYTHIA y HERWIG.

Capítulo 3

Multiplicidad de partículas

La multiplicidad de partículas cargadas es una observable vital para mejorar los generadores Monte Carlo, es el resultado de contar el número de partículas primarias o finales que se generan después de una colisión. El promedio de partículas generadas, es decir la multiplicidad promedio, es una de las variables más importantes a tomar en cuenta cuando se diseña un acelerador y al estudiar su dependencia respecto a la energía en el centro de masas($\sqrt{s}$) se obtiene información acerca de las propiedades de escala de la colisión. Parte fundamental de cualquier modelo que describe colisiones hadrónicas es el estudio de la multiplicidad, pues es muy fácil de medir y puede ser empleada para separar rápidamente el ruido de fondo en una colisión. Sin embargo, analizar sólo la multiplicidad de partículas cargadas, reduce en gran medida la compleja información proporcionada por un detector, es por ello que a menudo se estudia la dependencia entre la multiplicidad y alguna otra variable, por ejemplo la pseudorapidez o el momento transverso. A energías mayores a $1.8TeV$ la distribución presenta una componente suave y una semi-dura, su estudio permite proponer modelos fenomenológicos para la componente suave de una colisión. En el capítulo 2 se ha mencionado que los procesos suaves de QCD son más difíciles de estudiar debido a que están en el regimen no perturbativo, analizar la multiplicidad de partículas es un medio por el cual se puede entender dichos procesos. Se han propuesto varios modelos para explicar la distribución de multiplicidad, éstos han ido cambiando porque cada vez se consiguen energías más altas en los aceleradores y con ello se observan nuevos efectos. A continuación se presentan de manera breve algunas distribuciones que se han utilizado para la multiplicidad de partículas cargadas.

3.1. Conceptos teóricos

Cuando las partículas son producidas independientemente la multiplicidad se ajusta a una distribución de Poisson, cualquier desviación respecto a esta distribución indica que hay correlaciones y dinámica. En el año de 1972 Koba,Nielsen y Olesen propusieron que la distribución de multiplicidad de partículas cargadas debería seguir un escalamiento universal a altas energías, mostraron que la función $\Psi(z) = \langle n \rangle P_n$ donde $z = n/\langle n \rangle$, es independiente de la energía $\sqrt{s}$ y para su predicción supusieron la validez del escalamiento de Feynman.

3.1.1. Escalamiento de Feynman.

Richard Feynman, determinó que el número promedio de cualquier tipo de partícula debía aumentar logarítmicamente con la energía de la colisión.

$$\langle N \rangle \propto ln\sqrt{s}/2 \propto ln\sqrt{s}$$

Sus conclusiones se basan en argumentos fenomenológicos sobre el intercambio de números cuánticos entre las partículas que colisionan. De hecho, él propone que el número de partículas con un momento transverso y una masa transversa dada, en un intervalo de momento longitudinal depende de la energía. Es decir, $E = E(p_z)$ es:

$$\frac{dN}{dp_z} \sim \frac{1}{E}$$

Si se considera que la rapidez se incrementa en una colisión también con $ln\sqrt{s}$, se sigue que:

$$\frac{dN}{dy} = constante \tag{3.1}$$

esto implica que la distribución de rapidez alrededor de la rapidez media, es independiente de la energía. Sin embargo, se encontró que este escalamiento de Feynman no es válido para energías arriba de $1.8TeV$[14].

3.1.2. Escalamiento KNO

El trabajo de Koba, Nielsen y Olesen es conocido como escalamiento KN0, en éste demostraron que el escalamiento de Feynman implicaba un escalamiento de las distribuciones de multiplicidad. Es decir, la distribución de multiplicidad de todas las energías debería caer en la misma curva cuando se graficaran en función de la variable propuesta $z = n/\langle n \rangle$.

El resultado del escalamiento KNO se expresa en la siguiente ecuación:

$$\bar{n}P_n(s) \equiv \bar{n}\frac{\sigma_n(s)}{\sigma_{tot}(s)} = \Psi\left(\frac{n}{\bar{n}}\right) \tag{3.2}$$

donde $\sigma_n(s)$ es la sección eficaz para la multiplicidad de n. Este escalamiento es una consecuencia de que el valor de rapidez se mantiene constante mientras la energía incrementa. Según este modelo, el campo *emite* las partículas de manera uniforme respecto a la rapidez y, de modo que toda la distribución fluctúa de arriba hacia abajo cuando la energía total del campo cambia; por lo que la distribución de multiplicidad y la razón del ancho de la distribución y la media, permanecen constantes. Cuando se presenta la violación al escalamiento de Feynman, se espera que el escalamiento KNO también sea violado, ya que es la implicación directa de éste.

La función estadística que describe mejor la distribución de multiplicidad de partículas finales, tanto cargadas como neutras, debe ser una en la cual $\langle n \rangle$ no está en función de $\sqrt{s}$. En el caso de una distribución de Poisson, la multiplicidad promedio depende de la energía

y no es adecuada para este caso. De hecho, la función que se ajusta mejor en este caso, es la distribución Gamma, la cual puede ser escrita como sigue[15]:

$$\langle n \rangle P_n = \frac{k^k}{\Gamma(k)} z^{k-1} e^{-kz} \tag{3.3}$$

Más tarde, cuando hubo datos disponibles a una energía mayor a $900GeV$, se observó la violación del escalamiento KNO; así que el resultado que se obtuvo para energías menores fue meramente accidental. El experimento UA5 encontró que las distribuciones de multiplicidad para una energía arriba de $\sqrt{s} = 540GeV$ pueden ser bien descritas por una distribución binomial negativa, la cual está definida por dos parámetros $\langle n \rangle$ y k.

3.1.3. Distribución binomial negativa

La distribución binomial negativa, es definida de la siguiente manera:

$$P_{p,k}(n) = \binom{n+k-1}{n} (1-p)^n p^k \tag{3.4}$$

da la probabilidad para n fallos y $k-1$ éxitos antes de que ocurra el k-ésimo éxito en un experimento de Bernoulli[1]. Aunque aún no se entiende completamente por qué la distribución de multiplicidad sigue una forma binomial negativa, se ha deducido esta distribución en el marco del llamado *modelo de clanes*. Según este modelo, el mecanismo dinámico que controla la producción de partículas es un proceso con dos pasos: a la producción independiente de partículas antepasadas, llamadas *clanes antepasados*, le sigue el decaimiento de la cascada hadrónica. Cada uno de los clanes es producido por definición, independientemente del otro, con esta suposición, se agotan todas las correlaciones existentes dentro de cada clan; esta interpretación da una descripción cualitativa de diferentes clases de colisión en términos de dos nuevos parámetros el número promedio de clanes y el número promedio de partículas por clan. En este modelo, una partícula puede emitir más partículas por decaimiento o fragmentación[16].

Las distribuciones de multiplicidad medidas por la colaboración UA5 han sido ajustadas exitosamente con una combinación de dos distribuciones binomiales negativas, se ha interpretado cada una de las dos componentes como una suave y una semi-dura.

Otra forma de entender por qué la multiplicidad sigue esta distribución binomial negativa, es utilizando las relaciones de recurrencia de colisiones con multiplicidades n y $n+1$, esta relación ha sido definida de tal manera que cuando las partículas son producidas de forma independiente su valor es constante. La relación se define como sigue:

$$g(n) = \frac{(n+1)P(n+1)}{P(n)} \tag{3.5}$$

sustituyendo la distribución de probabilidad es posible conocer el valor de $g(n)$, en el caso de la distribución de Poisson el resultado para $g(n) = \lambda$ es constante.

[1]Es un experimento aleatorio con dos resultados posibles: éxito y fracaso, en los cuales la probabilidad de ocurrencia es la misma cada vez que se realiza el experimento

Al analizar el valor de $g(n)$ para la distribución binomial negativa, se observa que es posible escribir la ec. 3.5 en términos de $\langle n \rangle$ y k, los cuales son los parámetros de esta distribución.

$$g(n) = a + bn = \frac{\langle n \rangle k}{(\langle n \rangle + k)} + \frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + k} \tag{3.6}$$

El valor a es asociado con las partículas independientes entre sí que se encuentran presentes y bn corresponde a las partículas emitidas por aquellas presentes.

3.1.4. Combinación de dos distribuciones binomiales negativas

Una vez más, al alcanzar un regimen de energía más alto, se observó en los datos que la distribución binomial negativa no era suficiente, ahora se necesitaron dos distribuciones binomiales. A diferencia del modelo de clanes, en este caso, las dos componentes se deben a la existencia de dos clases de eventos y no a dos mecanismos de producción de partículas diferentes. La contribución total es entonces, resultado de la suma de cada componente independiente. En este caso la multiplicidad se puede describir de la siguiente manera:

$$P(n) = \alpha_{soft} \times P^{DBN}_{\langle n \rangle_{soft,ksoft}}(n) + (1 - \alpha_{soft}) \times P^{DBN}_{\langle n \rangle_{semi-hard,ksemi-hard}}(n) \tag{3.7}$$

No se ha tomado en cuenta términos de interferencia porque la clasificación de eventos suaves y duros, es realizada en base al estado hadrónico final y no a los eventos de fondo. En este punto vale la pena analizar la multiplicidad promedio de partículas en función de la energía, esta información ha sido obtenida mediante ajustes experimentales:

$$\langle n \rangle_{soft} (\sqrt{s}) = -5.54 + 4.72 ln(\sqrt{s}) \tag{3.8}$$

Este ajuste es obtenido para el caso de la componente suave en una colisión hadrónica, por otra parte para la componente semi-dura el comportamiento que se obtiene es:

$$\langle n \rangle_{semi-hard} (\sqrt{s}) \approx 2 \langle n \rangle_{soft} (\sqrt{s}) + c ln^2(\sqrt{s}) \tag{3.9}$$

De la ec.3.8 se concluye que la fracción de eventos suaves decrece rápidamente con la energía, a diferencia de lo observado en colisiones donde la energía es del orden de GeV, donde los procesos suaves son dominantes. [17]

Capítulo 4

Experimento ALICE y generadores para colisiones de alta energía.

4.1. Experimento ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) es un experimento cuyo principal objetivo es el estudio de las interacciones fuertes a valores extremos de densidad, energía y temperatura, en estas condiciones existe una fase de la cromodinámica cuántica, conocida como **plasma de quarks-gluones** en la que los quarks y gluones se encuentran en estado libre. El experimento está dedicado al estudio de colisiones de iones pesados que se llevan a cabo en el LHC (Large Hadron Collider), además se realizan estudios de colisiones protón-protón para conocer física de las interacciones hadrónicas, así como colisiones entre iones ligeros. Estos estudios proveen datos de referencia para los resultados obtenidos en colisiones de iones pesados.

ALICE está diseñado para una multiplicidad de partículas muy alta debido a las colisiones Pb-Pb (arriba de $dN_{ch}/dy = 8000$). Fue construido por una colaboración de más de 1000 físicos e ingenieros, quienes pertenecen a 115 instituciones de 33 países diferentes. Sus dimensiones totales son $16\times16\times26m^3$ y tiene un peso aproximado de 10,000 toneladas[18].Cada detector que conforma a ALICE provee de información diferente sobre las partículas producidas en la colisión. Primero se requiere conocer cuáles fueron las condiciones iniciales de la colisión, esto se logra detectando las remanentes mediante el calorímetro de nivel cero (ZDC) y la medición de multiplicidad de partículas en la región delantera (FMD). El detector T0 y V0 también proveen información sobre la multiplicidad de partículas en el evento y la posición del vértice. El detector PMD mide la multiplicidad de fotones.

En la figura 4.1 se observa que el barril central de ALICE está conformado por un ensamble de detectores cilíndricos (de adentro hacia afuera ITS,TPC y TRD). La cámara de proyección de tiempo (TPC), permite la medición del momento de partículas cargadas e identificación de partículas. El sistema de trazas interno (ITS) y el detector de radiación (TRD) también miden momento e identifican partículas.

Para medir el tiempo de vuelo de las partículas se utiliza el detector TOF, los calorímetros electromagnéticos detectan fotones (PHOS y EMCal). En este trabajo de tesis, el detector

de interés es ACORDE, el cual es responsabilidad de la colaboración mexicana y tiene como función lanzar una señal de disparo al paso de muones atmosféricos, esta información es utilizada para estudios de física de rayos cósmicos así como para alinear y calibrar los detectores centrales de ALICE.

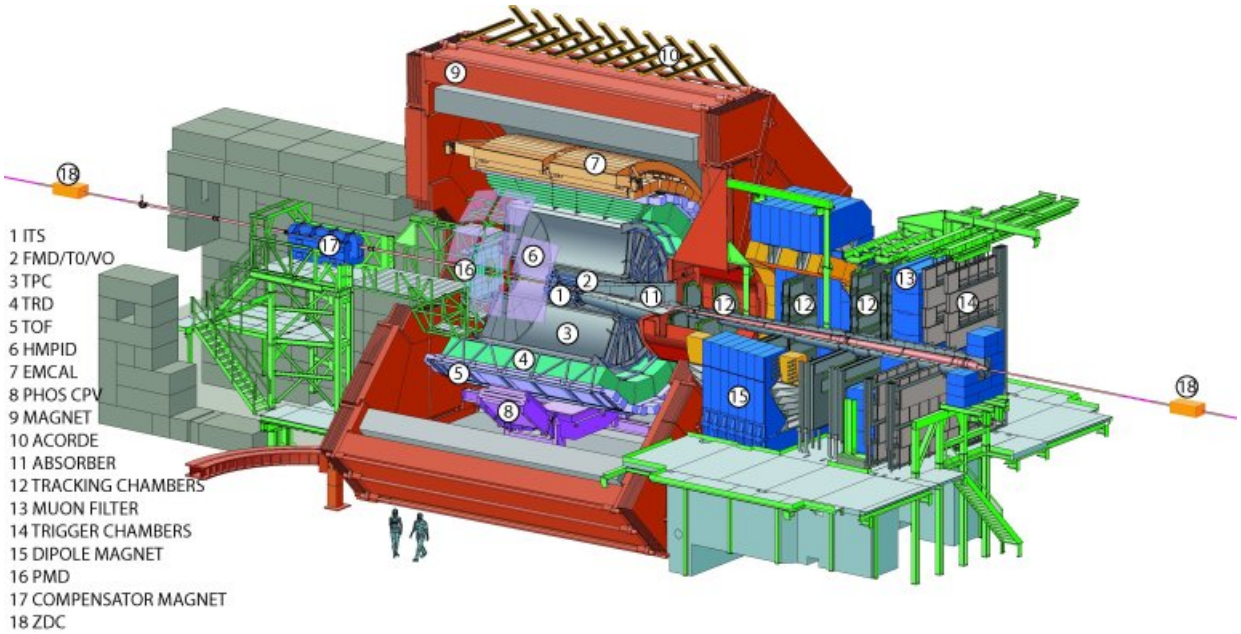


Figura 4.1: Experimento ALICE - LHC

El detector ALICE es muy seguro y robusto, así se construyó debido a que observa colisiones de iones pesados. Como ya se ha mencionado, su diseño fue pensado para una multiplicidad de partículas muy alta, además está provisto de un campo de magnético de $0{,}5T$ el cual es uniforme con una precisión de 2 %. El campo magnético es producido por un magneto solenoidal que anteriormente fue utilizado en el experimento $L3$ del LEP, el magneto se encuentra a temperatura ambiente con una espira de aluminio enfriada con agua desmineralizada que fluye a través de unos circuitos.

Después de la colisión se requiere conocer con precisión la multiplicidad de partículas producidas mediante los detectores FMD, V0 y T0. El detector T0 mide con alta precisión el momento en que el evento tuvo lugar.

4.1.1. Identificación y trayectoria de partículas

La capacidad de ALICE para la identificación de partículas es única en el LHC, las mediciones del espectro y producción de una gran variedad de hadrones y resonancias hadrónicas son posibles. Se puede identificar si la partícula es un electrón, pión, kaón o un protón, esto para un completo entendimiento de las colisiones de iones pesados. ALICE tiene varias características por las que realiza una importante contribución al estudio de las colisiones

$p-p$. Su bajo campo magnético y el material delgado que compone los detectores de trazas, determina un corte bajo en el momento p_t $(0.1-0.25GeV/c)$. Por otra parte, su diseño permite la identificación de partículas en un amplio rango de momento desde $100MeV/c$ hasta $100Gev/c$[19].

Un ensamble de detectores cilíndricos (ITS, TRD y TPC) mide en varios puntos el paso de cada partícula que posee carga eléctrica, de tal forma que su trayectoria es conocida con gran precisión. Tales detectores se encuentran envueltos por un campo magnético, producido por el solenoide antes mencionado, el cual curva las trayectorias de dichas partículas. Con la información sobre la curvatura de éstas es posible determinar el momento correspondiente a cada una.

En el TRD al paso de electrones, con $p_T > 1GeV/c$, a través de una fibra de polipropileno con 4.8 cm de espesor, se generan rayos X los cuales son detectados en la cámara de deriva. Ésta contiene una mezcla de gas (Xe/CO_2) que es ionizada por los electrones, al medir la pérdida de energía, los electrones son identificados. El detector TRD es el principal observador de electrones en el experimento ALICE, en conjunto con la TPC y el ITS, provee información necesaria para identificación de electrones.

La TPC es el principal detector de trazas, permite la medición del momento de partículas cargadas y sincronizándose con el TOF permite obtener el tiempo de vuelo de las mismas, por lo cual se puede calcular la masa de partículas e identificarlas. El detector ITS permite identificar piones con un momento transverso mínimo $p_t \approx 100MeV/c$, esto hace de ALICE un experimento con alta resolución, ya que es capaz de medir momentos muy bajos.

El HMPID (High Momentum Particle Identification) es un anillo radiador Cherenkov, está dedicado a mediciones de hadrones para un $p_T > 1GeV/c$ y también a la identificación de núcleos ligeros de alto p_T. La función de este subdetector es mejorar la capacidad de identificación de partículas, debido a la baja tasa de partículas de alto momento en colisiones $Pb-Pb$ se diseñó con un sólo brazo y cubre alrededor del 5 % del barril central. Consiste de siete módulos montados independientemente, los fotones Cherenkov son emitidos cuando una partícula cargada atraviesa la delgada capa de $15mm$ de líquido C_6F_{14} (perfluorohexano) y son detectados por un contador de fotones. Este detector es capaz de separar kaones y protones con un momento arriba de $5GeV/c$[20].

La detección de muones en la región de pseudorapidez $-4{,}0 < \eta < -2{,}5$ es llevada a cabo por el espectrómetro de muones. El objetivo de éste es obtener las resonancias de mesones vectoriales como el J/Ψ, Ψ', Φ entre otros, midiendo el canal de decaimiento a muones y antimuones.

4.1.2. Detección de fotones

El detector PHOS es un calorímetro electromagnético de alta resolución, está hecho con cristales de tungstanato de plomo (PbO_4) y se utiliza para mediciones que involucran bajo p_T así como estudios de jet quenching a través de mediciones de alto p_T.

El EMCAL mejora la capacidad de ALICE para realizar mediciones de jets de fotones, junto con los detectores de trayectorias es posible reconstruir jets de momento transverso muy alto. El EMCAL está diseñado para las siguientes funciones: mejora de la resolución

de energía, medición de la porción neutral de energía, discriminación arriba de $30GeV$, separación de electrones y hadrones para $P > 10GeV/c$ y alta uniformidad de respuesta para grupos electromagnéticos[21].

4.2. Cámara de Proyección de Tiempo (TPC)

La TPC (Time Projection Chamber) es el principal detector de trazas del barril central de ALICE, el cual junto con el ITS, TRD y TOF tiene que proporcionar información sobre el momento de partículas cargadas, identificación de partículas y determinación del vértice de interacción. Además, los datos de los detectores del barril central son usados para generar un trigger de alto nivel para la selección de señales de baja sección eficaz o procesos raros.

Cubre la región de pseudorapidez $|\eta| < 0{,}9$ para trayectorias de longitud radial, para trayectorias reducidas en longitud tiene una aceptancia cerca de $|\eta| < 1{,}5$. Un amplio rango de momento transverso es cubierto por este detector, desde $0{,}1GeV/c$ a $100GeV/c$ con buena resolución. La multiplicidad de partículas producidas es difícil de predecir y para colisiones centrales Pb-Pb se ha estimado en un rango de $2000-8000$ partículas cargadas por unidad de rapidez. Para el diseño del detector se utilizó la multiplicidad máxima esperada de $dN_y/dy = 8000$ lo cual implica 20,000 trayectorias de partículas primarias y secundarias en la TPC.

4.3. Sistema Interno de Trayectorias (ITS)

Las principales tareas del ITS son la localización del vértice primario de interacción con una resolución mayor a $100\mu m$, la identificación de partículas y las trayectorias de las mismas. El ITS contribuye a la reconstrucción de trazas mejorando la resolución del momento obtenido por la TPC. Esto beneficia prácticamente a todos los temas de física que se estudian en ALICE. Las características globales del evento son estudiadas por medio de la medición de la distribución de multiplicidad y el espectro de partículas. Las partículas de bajo momento son detectadas sólo por el ITS (abajo de $200MeV/c$), esto ensancha el rango de momento para la medición del espectro de partículas lo cual permite el estudio de efectos colectivos.

Este detector rodea el tubo por el cual pasa el haz, de hecho le proporciona soporte de tal manera que durante la operación del LHC no exista movimiento relativo. El detector ITS consiste de seis capas cilíndricas, coaxiales con el tubo del haz (cuyo diámetro es de $6cm$), localizadas a un radio entre 4 y $43cm$. La aceptancia del detector es de $|\eta| < 0{,}9$, lo cual es suficientemente grande como para detectar varios cientos de partículas en cada colisión de iones pesados. Las dos capas más internas están compuestas por SPD (Silicon Pixel Detectors) y las siguientes dos capas por SDD (Silicon Drift Detectors). Las dos capas externas, donde la densidad de trayectorias esperada es arriba de 1 por cm^2, están equipadas con detectores de doble cara SSD (Silicon micro-Strip Detectors). Además las cuatro capas externas cuentan con lectura analógica por lo cual es posible determinar la pérdida de energía en la región no relativista (bajo momento)[1].

4.4. Tiempo de Vuelo (TOF)

El detector TOF (Time Of Flight) está compuesto por 1638 MRPC's (Multi-gap Resistive Plate Chamber) y dividido en 18 sectores en la componente azimutal. Cubre un área de $160m^2$, se diseñó principalmente para alcanzar una resolución global de tiempo alrededor de 100ps con el fin de identificar kaones y piones arriba de 2.5 GeV/c y protones arriba de 4GeV/c en el intervalo de pseudorapidez $\eta < |0,9|$. El tiempo medido por el TOF, en conjunto con el momento y la longitud de la trayectoria medida por la TPC y el ITS, es utilizado para calcular la masa de las partículas.

El principal aspecto de las cámaras del TOF es que el campo eléctrico es alto y uniforme sobre todo el volumen de gas, cualquier ionización producida por una partícula cargada empieza una avalancha de procesos en el gas, la cual genera una señal observable en los electródos. Estos dispositivos (MRPC) tienen una eficiencia cercana al 100 %.

El detector TOF no tiene ninguna zona muerta, los módulos fueron diseñados de tal manera que se evite cualquier pérdida de sensibilidad, sobre el eje z. La única sección muerta se debe a la inevitable presencia de la estructura de soporte.

4.5. V0 y T0

Estos detectores se encargan de mandar una señal rápida. En particular, V0 provee información sobre la multiplicidad del evento y vértices de interacción, mientras que T0 determina el tiempo de la colisión (de esta manera le proporciona una señal de referencia al detector TOF).

El detector V0 está hecho de dos arreglos localizados asimétricamente a cada lado del punto de interacción, segmentado en 32 contadores elementales distribuidos en cuatro anillos. Los contadores elementales consisten de plásticos centelladores con fibras incrustadas de tal forma que la longitud de onda se desplaza; esta luz es colectada por otras fibras limpias y transportada a un fotomultiplicador. La resolución de tiempo de cada contador del orden de $1ns$.

4.6. Detector de Rayos Cósmicos en ALICE: ACORDE

Los rayos cósmicos son partículas que se originan fuera de la atmósfera terrestre ya sea en nuestra galaxia o en otras, éstos interaccionan con moléculas (nitrógeno y oxígeno) de la atmósfera y producen cascadas de partículas. Cuando un rayo cósmico atraviesa la atmósfera, éste interactúa con las moléculas que ahí se encuentran, tales interacciones dan lugar a un gran número de partículas secundarias y éstas a su vez chocan entre sí o con otras partículas en la atmósfera generando aún más partículas. Las energías que alcanzan estos rayos son increíbles, llegan a ser del orden de $10^{20}eV$, a energías bajas están compuestos principalmente de protones y un pequeño porcentaje de núcleos de helio, conforme la energía aumenta también lo hace el porcentaje de núcleos.

Aún se desconoce el origen del espectro de energía a valores muy altos, arriba de $10^{14}eV$, a partir de esta energía se realizan mediciones indirectas debido a que se detectan las partículas producidas en la cascada. Además la región de la rodilla es de gran interés debido a que no se sabe si tiene un origen astrofísico o se debe a cambios en las propiedades de interacciones hadrónicas. La ubicación del experimento ALICE le permite estudiar la componente muónica de los rayos cósmicos, ya que se encuentra $29m$ bajo tierra y esto implica que las componentes electromagnética y hadrónica de las lluvias son absorbidas; además sólo atraviesan muones con momento mayor a $15GeV$. La función de ACORDE es registrar estos eventos de muones atmosféricos para el estudio de física de rayos cósmicos.

ACORDE tiene un doble papel en el experimento ALICE, actúa como un trigger de rayos cósmicos y por otro lado, en combinación con otros detectores de ALICE, detecta muones atmosféricos y eventos multi-muones permitiendo estudios de rayos cósmicos en la región de la rodilla ($\simeq 3 \times 10^{15}eV$) del espectro de energía de rayos cósmicos.

Los primeros en realizar estudios sobre rayos cósmicos fueron los experimentos $L3$ y $ALEPH$ ubicados en el colisionador LEP (Large Electron-Positron).

Tanto el detector TRD como la TPC se utilizan para identificar la trayectoria de los muones, además a partir de la deflección de éstos debida al campo magnético presente en ALICE, es posible determinar su momento hasta $2TeV$, aún cuando la densidad de muones es alta. La fina granularidad de la TPC, permite la medida de trayectorias de una alta densidad de muones, los llamados haces de muones así como se observa en la Fig.4.2. Estos haces de muones se pueden utilizar para el estudio de las características de las primeras interacciones en la atmósfera superior, por otra parte los muones que arriban tienen diferentes valores de energía y esto provee información sobre el desarrollo de la lluvia de partículas que se ha generado[22].

Un módulo de ACORDE consiste de dos contadores centelladores con un área efectiva de $190 \times 20cm^2$, 60 módulos de estos están ubicados sobre el magneto $L3$ de ALICE. Los módulos están colocados perpendicularmente al eje del haz sobre las tres caras superiores del magneto. La electrónica de ACORDE cumple los siguientes requisitos:

- Producir una señal de disparo en modo *single-muon* y la posición espacial cuando los muones atmosféricos golpeen el magneto de ALICE. Dicha información es utilizada para calibrar la TPC y otros detectores de trazas.

- Estudiar eventos multimuón, el detector ACORDE provee una señal de multicoincidencia y almacena información cinemática de los muones atmosféricos.

- Supervisar el funcionamiento de los plásticos centelladores que conforman al detector ACORDE[23].

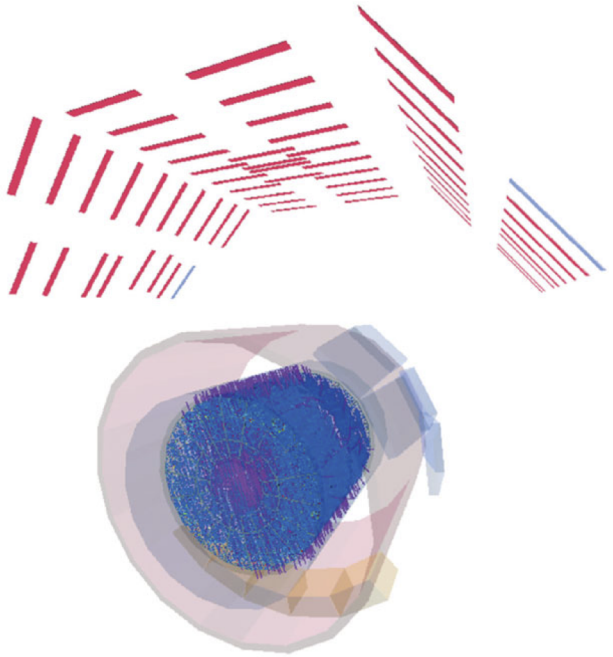


Figura 4.2: Evento de rayos cósmicos con una densidad de $18\mu/m^2$

4.7. Simulación computacional de procesos físicos

El análisis que se presenta en este trabajo se basó en el uso de la generación Monte Carlo, como un medio para conocer la multiplicidad de partículas cargadas en el estado final después de la colisión y posteriormente identificar la cantidad de muones generados. Además de esto en una generación es posible conocer las variables cinemáticas de las partículas producidas, como el momento en cada una de las componentes (p_x, p_y, p_z), la magnitud del momento (P), la rapidez y, el ángulo θ, etc. Resulta entonces importante entender cómo funciona una generación Monte Carlo.

4.8. Método de Monte Carlo

El método de Monte Carlo es un método numérico que permite resolver problemas físicos y matemáticos mediante la simulación de variables aleatorias. Éste debe su nombre a la ciudad de Montecarlo en Mónaco donde se juega la ruleta, un juego de azar que genera números aleatorios. Se considera como fecha de nacimiento del método el año de 1949 en el que apareció el artículo titulado «The Monte Carlo method».

El uso de este método para fines de investigación comenzó durante la Segunda Guerra Mundial, en el conocido proyecto Manhattan que estaba dedicado al desarrollo de la bomba atómica. Los científicos Von Neumann y Ulam perfeccionaron el método de Monte Carlo y lo implementaron para simular la difusión de los neutrones en el material de fisión, por otro lado

en la Unión Soviética los primeros artículos dedicados al método de Monte Carlo aparecieron en 1955 y 1956.

El método tiene una estructura muy sencilla, primero se elabora un programa para la realización de una prueba aleatoria y después, esta prueba se repite N veces de modo que cada experimento sea independiente, al finalizar se calcula la media a partir del resultado obtenido en cada experimento. Además el error es proporcional a la magnitud $\sqrt{D/N}$, donde D es una constante y N es el número de pruebas. A partir de esta fórmula es posible ver que para disminuir el error en 10 veces, es preciso aumentar el número N de pruebas, aunque por otro lado es posible resolver el mismo problema aplicando variantes del método de Monte Carlo que equivalen a distintos valores de D[24].

4.8.1. Generador de eventos MC en física de altas energías

Los procesos de altas energías son extremadamente complicados debido a la gran cantidad de procesos involucrados y la creación de grandes cantidades de partículas, es decir altas multiplicidades, ya sean hadrones, leptones, fotones o neutrinos. Al final de una colisión, los detectores observan una gran cantidad de información que se encuentra mezclada ya que se llevan a cabo una gran cantidad de procesos, el arte del análisis consiste en aislar mediante consideraciones físicas aquella información que sea relevante para algún estudio específico, por ejemplo encontrar el Higgs o alguna otra partícula. Llevar a cabo esta tarea sería imposible si no se tuviera un marco de referencia con el cual comparar la información obtenida en el experimento, este es el objetivo de los programas generadores de eventos entre ellos PYTHIA.

Como ya se mencionó, la relación entre la física y los estados finales de la colisión no es simple ya que por un lado aún no se comprende totalmente la física involucrada y por otro, cualquier aproximación analítica resulta complicada debido a la extrema producción de partículas sobre todo en colisiones ion-ion. Además, realizar los cálculos sin la ayuda de un generador de eventos resultaría prácticamente imposible ya que se necesita incluir correcciones de orden elevado obtenidas mediante modelos perturbativos.

Mediante los generadores de eventos, la complejidad de los procesos se reduce subdiviendo el problema en un conjunto de tareas más simples y separadas. La información obtenida mediante una generación se puede utilizar para extraer algún proceso específico, de esta manera el físico experimental de altas energías tiene un medio de comparación con los datos recabados por el detector y conocer la física que se debe aplicar al análisis de los datos para obtener dicho proceso. También la simulación de procesos puede ser utilizada para estudiar la física de futuros experimentos y tomarla en cuenta para el diseño de nuevos aceleradores[25].

4.9. Desarrollo de PYTHIA

A través de los años han aparecido varios generadores de eventos. Existen estudios sobre generadores para física de colisiones e^+e^-, para colisiones p-p a altas energías y para física de colisiones ep.

PYTHIA es un programa que se utiliza para la generación de eventos en física de altas

energías, comprende teoría y modelos de distintos aspectos físicos para reproducir interacciones fuertes y suaves, distribuciones partónicas, estados iniciales y finales de lluvias de partones, interacciones múltiples, fragmentación y decaimiento. Hace énfasis en la producción de partículas en las colisiones entre partículas elementales, además gran parte de sus componentes representan investigación original.

El programa PYTHIA debe su nombre a la relación que tiene con la mitología griega. El mito relata cómo Apolo, el dios de la sabiduría, mató al poderoso monstruo dragón Piton, cerca de la villa de Delfos en Grecia. Para conmemorar esta victoria, Apolo fundó el oráculo de Pitia (Pythia en inglés) en Delfos, en las laderas del monte Parnaso. Los hombres se dirigían a tal lugar para conocer la voluntad de los dioses y el curso de su futuro. En el oráculo de Delfos se encontraba una pitonisa, quien daba la profecía en forma de prosa, además existía un sacerdote que se encargaba de interpretar las palabras de la pitonisa y escribirlas en forma de verso. Era posible que la persona escuchara o interpretara mal, dando origen a una profecía equivocada. En el caso del programa PYTHIA, ocurre algo semejante ya que proporciona predicciones sobre un determinado evento. Al igual que en el caso de la pitonisa, uno debe ser muy cuidadoso al momento de plantear las preguntas (es decir al programar) ya que las ambigüedades dan lugar a resultados erróneos. Por otro lado, también puede ocurrir que se interprete incorrectamente la información proporcionada por el programa o que los creadores de PYTHIA cometieran algún error que lleve a un resultado equivocado.

PYTHIA es el resultado de unir dos programas, el mismo PYTHIA y otro denominado JETSET. Este último tiene sus raíces en los esfuerzos del grupo de Lund para entender los procesos de hadronización. El modelo de fragmentación en cadena fue desarrollado como un detallado y explícito marco, dentro del cual las fuerzas de confinamiento de largo alcance están permitidas para distribuir las energías y sabores de una configuración partónica. Debido a que este modelo en cadena de Lund actualmente es el más elaborado y extensamente utilizado, permanece como el corazón del programa PYTHIA[26].

Existen diferentes versiones de este programa, en un inicio el lenguaje utilizado era FORTRAN 77, sin embargo a partir de la versión de PYTHIA 8.1 el programa está basado en lenguaje $C++$, de esta manera se facilitó su uso para análisis de datos del LHC ya que también se utiliza la interfaz de root (basada en $C++$). Además la versión actual se ha enfocado hacia aplicaciones en el LHC y Tevatron, por ejemplo colisiones de alta energía p-p, Pb-p.

4.9.1. Física en PYTHIA

Usualmente para describir un evento de altas energías, PYTHIA realiza los siguientes pasos para reproducir la colisión:

- Dos haces se aproximan entre sí, cada una de las partículas que lo conforman se describe mediante funciones de distribución partónicas.

- Cada uno de los haces tiene un partón que inicia la cascada de partículas, las cuales conforman a la cascada del estado inicial.

- Un partón entrante de cada uno de las dos cascadas participa en un proceso duro, donde a continuación se produce una serie de partones salientes, a menudo dos. De hecho, la naturaleza de este proceso es la que determina las principales características del evento.
- Los partones salientes pueden ramificarse para formar la cascada del estado final.
- Cuando es seleccionado el iniciador de la cascada del haz de partículas, el remanente del haz se queda atrás. Este remanente puede tener estructura interna.
- El mecanismo de confinamiento de QCD, asegura que los gluones y quarks que se producen no son observables, pero se fragmentan en hadrones sin carga de color.
- Algunos de los hadrones producidos son inestables y decaen después.

Aunque en física de partículas, sólo los quarks y gluones conforman a los partones, un electrón o fotón puede ser considerado la subestructura *partónica* de un electrón. Con esta notación, el seguimiento de los 7 puntos anteriores aplica de igual manera en la interacción entre dos leptones, entre un leptón y un hadrón y entre dos hadrones.

Las distribuciones partónicas de los hadrones, en especial de protones, son bien conocidas pues lo hadrones son partículas compuestas. Sin embargo la distribución partónica aún no se ha logrado obtener mediante principios fundamentales y es por eso que para su descripción se requiere de parametrizaciones, son éstas las que se utilizan en PYTHIA.

Por otro lado,en el caso de electrones, en el programa también se introducen distribuciones partónicas aunque en realidad los electrones son partículas fundamentales. Estas distribuciones parametrizan la probabilidad de que un electrón participante en el proceso duro, retenga una fracción x de la energía original, el resto es radiada (en fotones) en el estado inicial[27].

Capítulo 5

Análisis y resultados

5.1. Variables cinemáticas

En física de altas energías se introducen variables cinemáticas para determinar la posición y el momento en términos de cuadrivectores. A partir de ellas es posible introducir variables bastante útiles desde un punto de vista experimental, ya que permanecen invariantes ante transformaciones de Lorentz.

Es útil describir la posición de una partícula como un cuadrivector:

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, x, y, z) \tag{5.1}$$

La coordenada cero es la coordenada temporal mientras que las otras tres corresponden a las coordenadas espaciales. A menudo se utiliza una variable transversa, $x_T = \sqrt{x^2 + y^2}$, de tal manera que:

$$x^\mu = (t, x_T, z) \tag{5.2}$$

donde se toma en cuenta $c = 1$.

De manera similar se define el cuadrimomento y también el momento transverso como:

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = (E/c, p_x, p_y, p_z) = (E, p_T, p_z) \tag{5.3}$$

Las variables transversas permanecen invariantes ante transformaciones de Lorentz, es por ello que son de gran utilidad. El momento transverso se define como sigue:

$$P_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \tag{5.4}$$

La rapidez es una variable conveniente para describir la cinemática de las partículas

$$y = \frac{1}{2} ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \tag{5.5}$$

Cuando el momento que posee la partícula es muy grande, de tal forma que su masa es despreciable ($p >> m$), se puede relacionar con la pseudorapidez (η) y después con el

ángulo de emisión (θ), medido respecto al eje z. El ángulo de emisión se define como sigue: $\cos(\theta) = p_z/p$ y la pseudorapidez como:

$$y \approx -ln\left[tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \equiv \eta \tag{5.6}$$

La pseudorapidez usualmente es utilizada en análisis experimentales por razones de conveniencia (es fácil de medir porque está relacionada con una propiedad geométrica), la región de pseudorapidez que cubre un detector es denominada aceptancia. En los colisionadores de hadrones el momento físico se mide en términos del momento transverso (p_T), el ángulo polar (ϕ) y la pseudorapidez (η) para obtener las coordenadas cartesianas del momento (p_x, p_y, p_z). Para ello se utilizan las siguientes relaciones: $p_x = p_T cos\phi$, $p_y = p_T sen\phi$ y $p_z = p_T senh\eta$[8].

5.2. Partícula relativista y cargada en campo magnético uniforme

El experimento ALICE tiene un magneto que provee un campo magnético de 0,5T, este campo provoca que las partículas provenientes de la colisión se deflecten. En el análisis que se ha realizado, el objetivo principal fue determinar cuántos muones de los que se producen en colisión podrían llegar al detector ACORDE. El experimento está conformado por varios subdetectores, por lo cual las partículas generadas en la colisión interactúan con varios materiales a su paso, sin embargo se ha reducido el problema considerando únicamente la pérdida total de energía de los muones y la interacción de éstos con el campo magnético. Las partículas que se producen en la colisión, alcanzan velocidades muy altas cercanas a las de la luz, es por ello que será necesario analizar las ecuaciones relativistas.

Las ecuaciones relativistas de movimiento para una partícula cargada en un campo electromagnético están dadas por:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\left[\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B}\right] \tag{5.7}$$

Las misma ecuación se puede escribir en su forma covariante, como sigue:

$$\frac{dU^\alpha}{d\tau} = \frac{e}{mc} F^{\alpha\beta} U_\beta \tag{5.8}$$

donde m es la masa de la partícula, τ es el tiempo propio, $U^\alpha = (\gamma c, \gamma \mathbf{u}) = p^\alpha/m$ es la cuadrivelocidad de la partícula y el tensor electromagnético está dado de la siguiente manera:

$$F^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \tag{5.9}$$

En este análisis el campo eléctrico es cero $\mathbf{E} = 0$, por lo que únicamente se trabajará con el campo magnético, el cual está dado en la dirección del eje z. Al expandir las ecuaciones

utilizando la métrica adecuada, se obtiene lo siguiente:

$$-\frac{dU_0}{d\tau} = \frac{d(\gamma c)}{d\tau} = 0 \tag{5.10}$$

$$\frac{dU_x}{d\tau} = -\frac{e}{mc} B_z u_y \tag{5.11}$$

$$\frac{dU_y}{d\tau} = \frac{e}{mc} B_z u_x \tag{5.12}$$

$$\frac{dU_z}{d\tau} = 0 \tag{5.13}$$

De la ecuación (5.10) es fácil ver que existirá una constante de movimiento lo cual significa que durante el movimiento de la partícula en el campo electromagnético, γ se conservará, esto es una consecuencia directa de la ausencia del campo eléctrico. De la ecuación (5.13), se puede observar que la velocidad en el eje z, que es el eje sobre el cual está actuando el campo magnético, permanecerá constante durante el movimiento y por lo tanto ésta no se ve afectada, actúa como si fuése una partícula libre en una dimensión. Ahora bien, hasta ahora las ecuaciones se han trabajado con el tiempo propio, pero en este caso se requiere el tiempo medido en el laboratorio, ya que estas ecuaciones se utilizarán para hacer predicciones en un experimento. Las siguientes transformaciones nos llevarán del tiempo propio al tiempo de laboratorio: $t = \gamma\tau$ y $\gamma\mathbf{u} = \mathbf{U}$. Utilizando este hecho en las ecuaciones (5.11) y (5.12), también utilizando que $\gamma = cte$. Se tienen las siguientes ecuaciones, las cuales están acopladas.

$$\frac{du_x}{dt} = -\frac{eB_z}{\gamma mc} u_y \tag{5.14}$$

$$\frac{du_y}{dt} = +\frac{eB_z}{\gamma mc} u_x \tag{5.15}$$

A partir de éstas se obtendrá la ecuación para las posiciones y momentos de las partículas, aquí es importante mencionar que todas estas ecuaciones deberán estar en términos de cantidades medibles, en este caso se están tomando las cantidades físicas que se pueden obtener mediante el generador de eventos PYTHIA. Este generador, como ya se ha dicho antes, únicamente proporciona la información cinemática de las partículas pero no proporciona información sobre la posición, ya que se encuentran en el espacio libre. Si se deriva la ecuación (5.14) y se sustituye en (5.15), se obtendrá la siguiente ecuación:

$$\frac{d^2u_y}{dt^2} + \left(\frac{eB_z}{\gamma mc}\right)^2 u_y = 0 \tag{5.16}$$

Esta ecuación corresponde a un movimiento armónico simple, donde la frecuencia de oscilación correspondería a $\omega = eB_z/mc\gamma$. Si se multiplica este valor por c y se divide, se observa que la frecuencia de oscilación estará relacionada con la energía de la partícula, el

valor del campo magnético y su carga, $\omega = eB_z/E$. Haciendo lo mismo para u_x, se obtendrá un resultado similar, el cual se muestra a continuación:

$$\frac{d^2u_x}{dt^2} + \left(\frac{eB_z}{\gamma mc}\right)^2 u_x = 0 \tag{5.17}$$

A partir de las ecuaciones (5.16) y (5.17), se puede obtener la velocidad y la posición de la partícula cargada, además como ya se dijo antes para el movimiento a lo largo del eje z la partícula se comporta como libre. Las condiciones iniciales en este caso son:

$$\begin{aligned} u_x(0) &= p_x/\gamma m, \quad u_y(0) = p_y/\gamma m, \quad u_z(0) = p_z/\gamma m \\ x(0) &= 0, \qquad\qquad y(0) = 0, \qquad\qquad z(0) = 0 \end{aligned} \tag{5.18}$$

Así se tienen las siguientes ecuaciones:

$$\left.\begin{aligned} u_x &= \frac{p_y Cos(\omega t) - p_x Sen(\omega t)}{\gamma m} \\ u_y &= \frac{p_y Cos(\omega t) - p_x Sen(\omega t)}{\gamma m} \\ u_z &= \frac{p_z c^2}{E} \end{aligned}\right\} \text{Ecuaciones para la velocidad} \tag{5.19}$$

$$\left.\begin{aligned} x(t) &= \frac{c}{eB_z}\left[p_y - p_y Cos(\omega t) + p_x Sen(\omega t)\right] \\ y(t) &= \frac{c}{eB_z}\left[-p_x + p_x Cos(\omega t) + p_y Sen(\omega t)\right] \\ z(t) &= \frac{c}{\gamma m} p_z t \end{aligned}\right\} \text{Ecuaciones para la posición} \tag{5.20}$$

5.2.1. Movimiento dentro del solenoide

El experimento ALICE tiene un solenoide cuyo radio es de $5.1m$. Las partículas producidas en la colisión generada por el programa PYTHIA, no tienen un espacio delimitado, así que será en el análisis posterior donde se tienen que tomar en cuenta las dimensiones espaciales. Durante todo el trayecto dentro del solenoide, las partículas se propagan a través del campo magnético generado por éste. Las ecuaciones de movimiento establecen que las partículas cargadas se deflectarán al entrar al campo, pero esta deflección dependerá, entre otras cantidades, de la masa y su carga eléctrica. En las ecuaciones (5.19) y (5.20) se estableció la carga de un electrón, pero podría ser la de otra partícula. En este caso sólo los muones serán las partículas de interés para el análisis, pues son los que logran atravesar $3.4m$ de fierro, al salir del solenoide. Se realizó un programa que propaga los momentos y posiciones de partículas, con datos obtenidos del generador PYTHIA, esto se hizo para observar cómo cambia la curvatura de las partículas conforme su masa, energía y momento. Este programa puede ser utilizado con fines didácticos para mostrar lo que ocurre con partículas cargadas

al entrar a un campo magnético, puede ser para el caso relativista o no relativista. A continuación se muestran algunas trayectorias, para ver la diferencia entre la curvatura de un múon y un pión por ejemplo, de aquí resulta bastante natural comprender por qué se utiliza un campo magnético en experimentos de física de altas energías para determinar el momento y la masa de las partículas. En este caso el campo magnético se encuentra a lo largo del eje z, vertical.

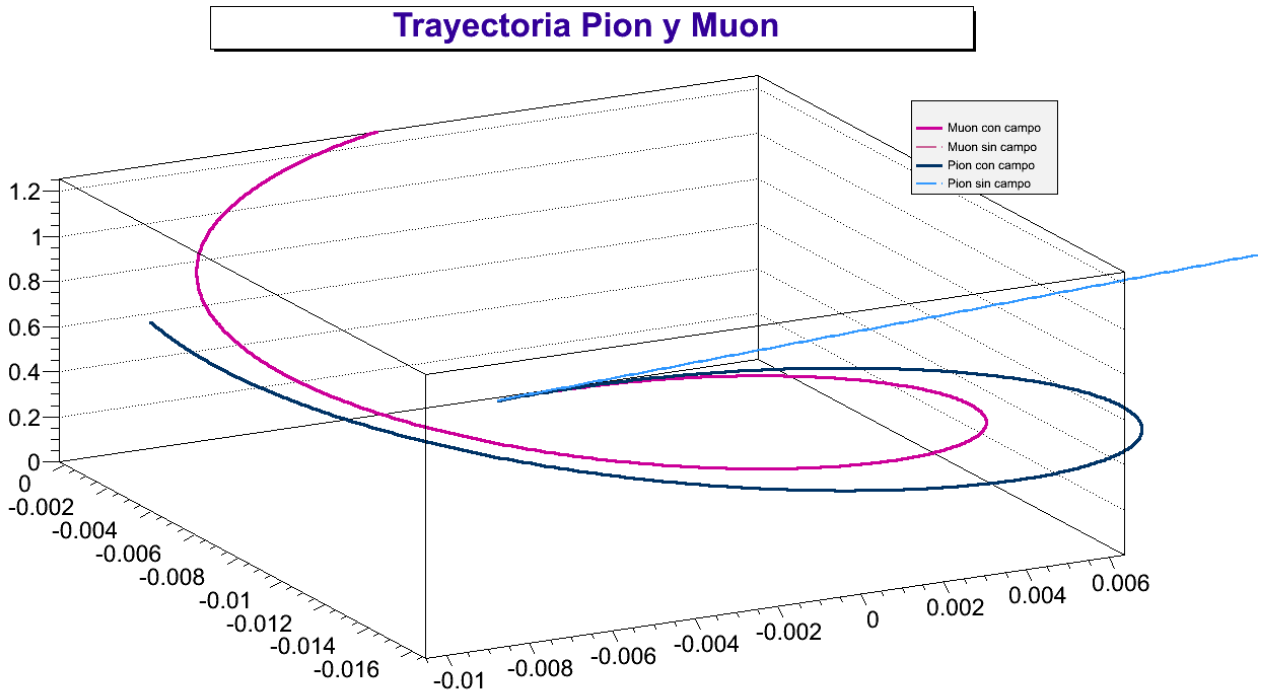


Figura 5.1: Trayectoria en campo magnético de un múon y un pión
En azul claro, se observa la trayectoria que seguirían ambas partículas si no existiera un campo magnético. Se puede observar que el pión se curva más (línea azul) que el múon (línea rosa), esto se debe a que el pión es más ligero.

Supondremos un cilindro de radio $5.1m$ dentro del cual existe un campo magnético uniforme de $0.5T$ en la dirección z. Dadas las coordenadas en el centro del cilindro, se busca conocer cuál es la condición que deben cumplir las partículas para atravesar dicho cilindro. Es claro que habrá algunas partículas poco energéticas que sufran una deflección muy grande y por lo tanto no alcancen a tocarlo, es por ello que se determinarán las condiciones para que esto ocurra, aquellas partículas que no logren cruzar no serán de interés para este análisis pues no son candidatas a alcanzar módulos del detector ACORDE. De geometría analítica, se sabe que el radio de un cilindro está relacionado con las coordenadas x y y de la siguiente manera: $R(t) = x^2(t) + y^2(t)$. Si se utiliza esta ecuación con las posiciones que se han determinado en (5.20), se obtiene la condición que deben cumplir las partículas (muones en este

caso) para atravesar el cilindro. La ecuación que se obtiene es:

$$R^2 = 2P_T^2[1 - Cos(\omega t)] \tag{5.21}$$

Nótese que se ha introducido una nueva cantidad física, el momento transverso, esto es un paso muy importante porque a nivel experimental se utiliza esta cantidad debido a que se puede medir. Pero hay un problema por resolver, el programa generador de eventos, únicamente proporciona momentos, energía, ángulos, entre otros, sin embargo no hay información alguna sobre tiempo. Como se puede observar en (5.21), el tiempo se puede despejar:

$$t = \frac{1}{\omega} Cos^{-1}\left(1 - \frac{R^2}{2P_T^2}\right) \tag{5.22}$$

La ecuación anterior es correcta matemáticamente, sin embargo físicamente no es posible tener un tiempo negativo por lo que es necesario tomar el valor absoluto de la expresión (5.22). Por otro lado, hace falta realizar los ajustes para el sistema de unidades pues el generador de eventos PYTHIA proporciona la información en unidades naturales. Al realizar el ajuste de unidades y sustituir el valor de ω, se obtiene la siguiente ecuación modificada:

$$t = \left| \frac{E}{eBK} Cos^{-1}\left(1 - \frac{(RBK)^2}{2cP_T^2}\right) \right| \tag{5.23}$$

donde $K = \frac{0.561\times10^{27}}{1.602\times10^{-19}}$ y $c = 2.998 \times 10^8 m/s$.

La constante K convierte las unidades de carga eléctrica(Coulombs) y de campo magnético (Tesla), a unidades naturales que son utilizadas en física de partículas. Con esta nueva ecuación, es posible obtener la condición correcta para que las partículas logren cruzar el solenoide cuyo radio es de $5.1m$. Debido a que el dominio del coseno inverso abarca el intervalo $[-1, 1]$, se obtiene una cota cinemática para las partículas. La condición que se debe cumplir es la siguiente:

$$P_T > \frac{RBK}{2c} \tag{5.24}$$

5.2.2. Ángulo ϕ y θ

El momento transverso está definido en términos de la ecuación (5.4), debido a que esta variable se define para ser un invariante, se espera que aún cuando las componentes p_x y p_y del momento cambian por la presencia de un campo magnético, el p_T permanezca inalterado. Esto se puede comprobar sustituyendo los correspondientes valores de momento, después que la partícula se ha propagado a través de dicho campo.

El ángulo ϕ se define en física de partículas, en términos del momento transverso y las componentes de momento en **x** y **y**. Entonces este ángulo se verá afectado cuando la partícula atraviese el campo magnético.

$$\left.\begin{aligned} Cos\phi &= \frac{p_x}{p_T} \\ Sen\phi &= \frac{p_y}{p_T} \end{aligned}\right\} \quad \text{Definición del ángulo } \phi \tag{5.25}$$

Para comparar la distribución de ϕ después de ser propagado por el campo magnético con la distribución original, es necesario que la definición de ϕ sea compatible con la que se usa en el programa generador de eventos, PYTHIA. A continuación se muestra el análisis para cada definición de ϕ, con el fin de utilizar la más conveniente.

Sea $\phi = Sen^{-1}\left(\frac{p_y}{p_T}\right)$, el rango del seno inverso es $\phi \in [-\pi/2, \pi/2]$. El análisis se ha realizado en cada cuadrante del plano XY, como se muestra en la imagen 5.2

- Cuadrante I: El cálculo de ϕ coincide con el proporcionado por PYTHIA
- Cuadrante II: $\phi_{pythia} = \pi - \phi$
- Cuadrante III: $\phi_{pythia} = \pi - \phi$
- Cuadrante IV: $\phi_{pythia} = 2\pi + \phi$

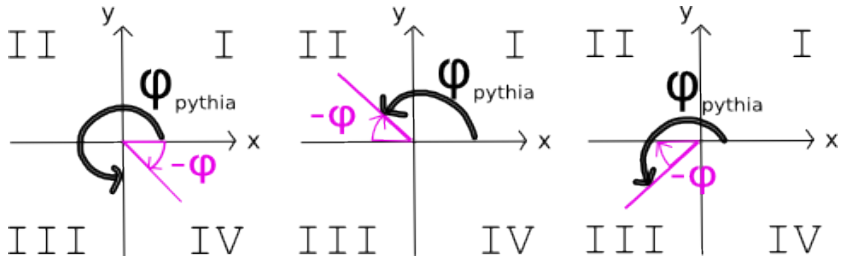


Figura 5.2: Transformaciones para ϕ en cada cuadrante

Si ahora se considera la otra definición (que es equivalente) para ϕ, la forma en que se deben modificar las ecuaciones es diferente pues el rango del coseno inverso es $\phi \in [0, \pi]$. En este caso, se abarcan los cuadrantes I y II con la definición, sólo será necesario determinar la relación para el cuadrante III y IV.

- Cuadrante III y IV: $\phi_{pythia} = 2\pi - \phi$

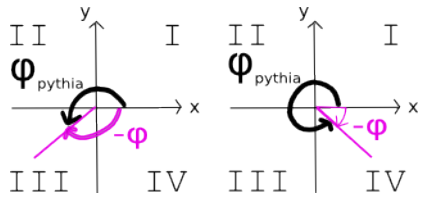


Figura 5.3:

Las imágenes en la fig.5.3 permiten aclarar por qué las transformaciones son de esta manera. En el caso de la definición de ϕ en términos del Cos^{-1}, se puede dividir en dos regiones, cuando $p_y > 0$ y $p_y < 0$, por lo cual se concluye que es mejor utilizar esta definición.

Por otra parte, el ángulo θ se define en términos de p_z y p_T:

$$Cos\theta = \frac{p_z}{p_T} \tag{5.26}$$

Esto implica que no cambiará al atravesar el campo magnético, ya que p_z no cambia durante el trayecto pues se encuentra en la dirección del campo magnético.

5.2.3. Pseudorapidez

La pseudorapidez determina la aceptancia de un detector, es decir, cuál es la región del espacio que un detector abarca y por ende a qué tipo de partículas o procesos podrá observar. El detector ACORDE cubre un valor de $\eta < |1.3|$, resulta importante determinar cómo cambiará esta variable porque será el primer filtro aplicado a los muones para considerarlos candidatos a alcanzar ACORDE. De la ecuación (5.6), se observa que la pseudorapidez depende explícitamente del ángulo θ y anteriormente se concluyó que éste permanece invariante, implicándose que η será también invariante en el trayecto de la partícula dentro del campo magnético.

5.3. Geometría del detector ACORDE

El detector ACORDE está compuesto por un total de 60 módulos, cada uno se conforma por dos paletas de plástico centellador cubriendo un área efectiva de $188 \times 20cm^2$. Estos módulos están colocados en la parte superior del experimento ALICE, como se puede observar en 4.1. Con el fin de determinar el número de muones que pueden arribar al detector ACORDE, se ha supuesto que la propagación de muones a partir del solenoide hasta llegar a él, corresponde al movimiento de una partícula libre. El tiempo de vuelo de las partículas ahora dependerá del plano que alcancen, pues esto definirá la distancia recorrida. En este caso el plano que alcanzarán queda totalmente determinado por la dirección del momento lineal que la partícula posea al estar sobre el solenoide. En la fig.5.4 se muestra la geometría general de los planos de ACORDE.

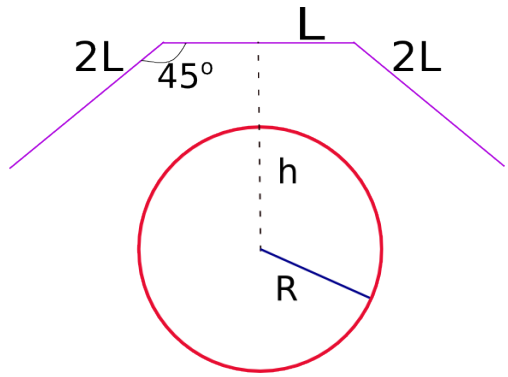


Figura 5.4: Geometría general: Planos de ACORDE

5.3.1. Plano central

El plano central tiene en su parte superior 22 módulos que conforman a ACORDE. Se encuentra a $8.5m$ del punto de interacción $IP2$. El tiempo de vuelo de las partículas que arriben al plano central, dependerá de las coordenadas iniciales sobre el cilindro (solenoide) denominadas (x_c, y_c). Este plano es el más sencillo de analizar porque es horizontal, por lo cual la distancia sobre el eje y no cambiará para distintas posiciones en (x, z). La distancia entre el plano y el IP2 es de $h = 8.5m$. Así que la ecuación para el plano central queda sencillamente expresada como:

$$y = h - y_c \tag{5.27}$$

Este plano es infinito, para tener una descripción completa del plano real se deberá acotar. Utilizando la expresión (5.27), se obtiene el tiempo de vuelo de los muones que se dirigen al plano central:

$$t = \frac{h - 2y_c}{\alpha p_{yc}} \tag{5.28}$$

donde α es una constante.

Dado que el tiempo debe ser una cantidad positiva, $t > 0$ y la cantidad $h - 2y_c > 0$ pues la coordenada y siempre es positiva. De estas dos afirmaciones y usando la ecuación (5.28), se implica naturalmente que $p_{yc} > 0$. La siguiente expresión corresponde a los límites (medidos en metros) del plano central:

- $X \in [-3, 3]$, $Y = 8.6$ y $Z \in [-6, 6]$.

5.3.2. Plano Derecho

Para la ecuación del plano derecho, es necesario hacer una rotación de 45º y una traslación del plano central. Para ello se puede utilizar un punto (x_d, y_d) que se encuentra en el derecho, para determinar este punto se aplicará la rotación y traslación. Sabemos que la longitud del plano derecho es $2L$, se puede determinar un punto sobre el plano (x_d, y_d), tendría el siguiente valor: $(x_d, y_d) = (L(1 + \sqrt{2}), h - \sqrt{2}L)$. En la fig.5.5 se muestra de manera esquemática.

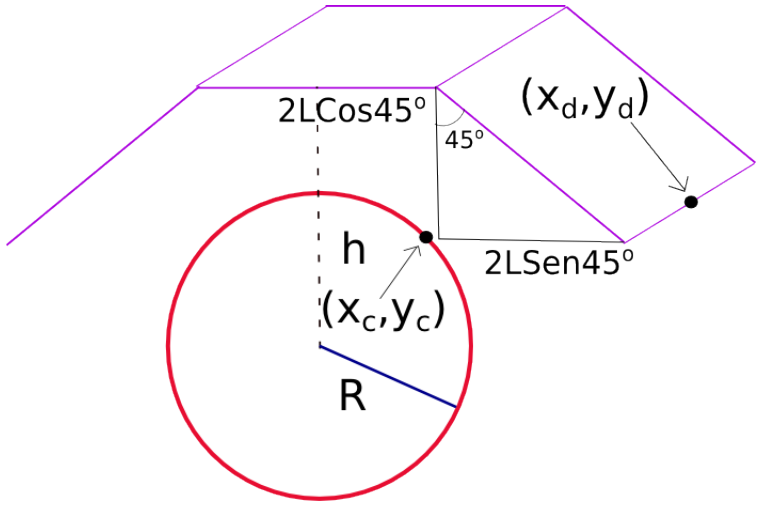


Figura 5.5: Plano superior derecho

La ecuación del plano se obtiene con la normal y un punto dentro de éste. En este caso la normal es: $\mathbf{n}_d = (1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, 0)$. Y por tanto la ecuación del plano es:

$$x + y - L - h = 0 \tag{5.29}$$

Para que las partículas se dirigan hacia el plano derecho, deben cumplir ciertas condiciones, las cuales se enlistan a continuación:

- $L + h > x_c + y_c$ y $p_{xc} + p_{yc} > 0$
- $L + h < x_c + y_c$ y $p_{xc} + p_{yc} < 0$

Estos dos grupos de desigualdades, se deben cumplir simultáneamente para que la partícula alcance el plano derecho. Por otra parte, estas ecuaciones corresponden a un plano infinito, a continuación se enlistan los límites para X, Y, Z en metros.

- $X \in [3.54, 7.11]$, $Y \in [5.18, 8.76]$ y $Z \in [-6, 6]$.

5.3.3. Plano Izquierdo

Para la ecuación del plano izquierdo se utiliza el mismo argumento que el derecho, pero en este caso el punto es $(x_i, y_i) = (-L(1+\sqrt{2}), h - \sqrt{2}L)$ y la normal es $\mathbf{n}_i = (-1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, 0)$. Así la ecuación resulta ser:

$$y - x - L - h = 0 \tag{5.30}$$

Las condiciones que se muestran a continuación, se deben cumplir simultáneamente para un partícula:

- $L + h > y_c - x_c$ y $p_{yc} - p_{xc} > 0$

- $L + h < y_c - x_c$ y $p_{yc} - p_{xc} < 0$

Al igual que en el caso del plano derecho, se deben establecer los límites del plano.

- $X \in [-7.1, -3.54]$, $Y \in [5.18, 8.76]$ y $Z \in [-6, 6]$.

5.3.4. Módulos del detector ACORDE

En el capítulo 4 se mencionó que el detector ACORDE está conformado por 60 módulos. De éstos, 22 se encuentran en el plano superior central, mientras que en los planos laterales hay 18. Por supuesto esta pequeña diferencia en la distribución geométrica tendrá una consecuencia en el número de muones que alcanzan cada uno de los planos. Más adelante se mostrarán las gráficas correspondientes.

5.4. Parámetros de la simulación

En este trabajo se realizaron simulaciones con el generador PYTHIA 8.1 para estudiar la multiplicidad de partículas cargadas y de muones a diferentes energías en el centro de masas. La ventaja de utilizar un simulador, es que se puede controlar la condición de una colisión fijando parámetros, en este caso se utilizaron los siguientes parámetros de colisión:

- Colisión protón-protón a las energías de 0.9, 2.75, 7, 8 y $14TeV$.
- Random:seed esta opción sirve para cambiar la semilla de la generación y obtener una distribución diferente.
- SOFTCD:inelastic , esto sirve para producir colisiones protón-protón en las que sólo hay interacciones suaves e inelásticas, esto significa que la energía no se conservará en las colisiones pero el momento sí.
- 211:mayDecay , este parámetro sirve para indicar que los piones primarios de la colisión deberán decaer. Se ha prendido esto debido a que el pión decae con una mayor probabilidad a muones y antimuones.
- 321:mayDecay , en este caso se indica que decaigan los kaones, los cuales se producen mucho en la colisión y de no pedir que decaigan, no aparecen los productos finales de estas partículas.

Es importante señalar que al prender los decaimientos de kaones y piones no se está forzando la producción de muones, sino mas bien se indica que estas partículas no aparezcan como finales en el resultado del generador de eventos. En un experimento real las observables serán fotones, muones y electrones, las partículas como piones y kaones son reconstruidas mediante la información obtenida de diferentes detectores a partir de sus decaimientos a observables. Los parámetros de colisión se han elegido de esta manera después de revisar cuáles son los mejores para el estudio que se realizó, *mejor* en el contexto de este análisis, significa que hay una gran cantidad de muones en las partículas finales y además el número de candidatos a llegar al detector ACORDE es el mayor, de esta forma se tiene una estadística más alta.

5.5. Resultados

5.5.1. Multiplicidad de partículas cargadas MC

Como se mencionó en el capítulo 3, la multiplicidad de partículas es una observable muy importante en colisiones de hadrones, ya que permite estudiar los mecanismos de producción de partículas y así mejorar los simuladores MC. A continuación se muestra la multiplicidad de partículas cargadas obtenida con los parámetros mencionados en la sección 5.4, esta gráfica concuerda cualitativamente con lo que se ha reportado en artículos sobre multiplicidad de partículas.

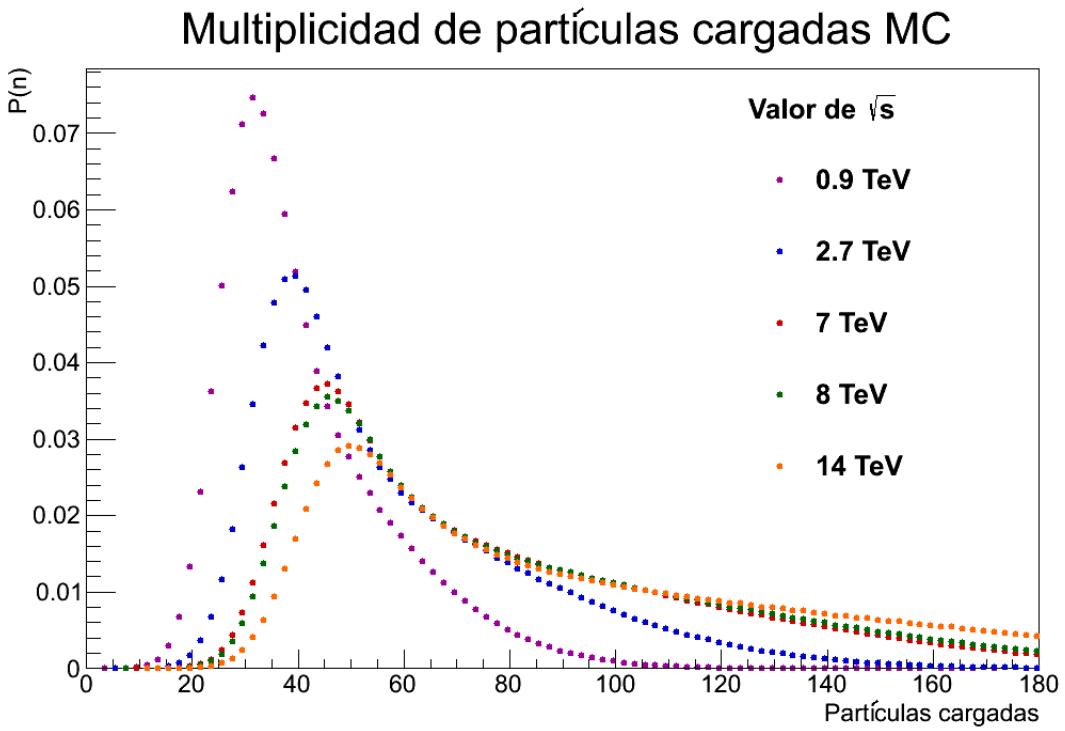


Figura 5.6: Distribución de multiplicidad de partículas cargadas

Posteriormente se realizaron los ajustes para cada una de las energías que se analizaron. En las gráficas que siguen se muestra cada uno de esos ajustes.

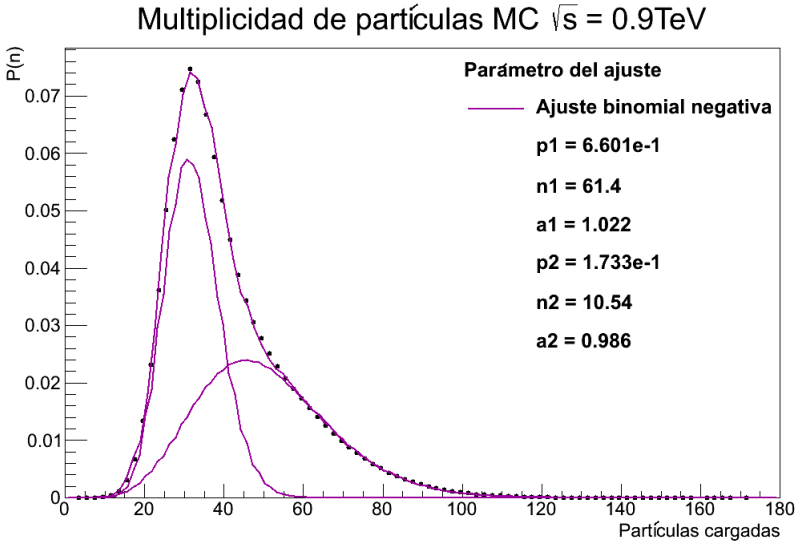


Figura 5.7: Ajustes multiplicidad de partículas cargadas $0.9TeV$

Para una energía de $0.9TeV$ se han utilizado dos distribuciones binomiales negativas, tal como se presenta en la bibliografía[14]. Sin embargo, se puede observar que para una energía de $2.75TeV$ en adelante, ha sido necesario introducir una tercera contribución.

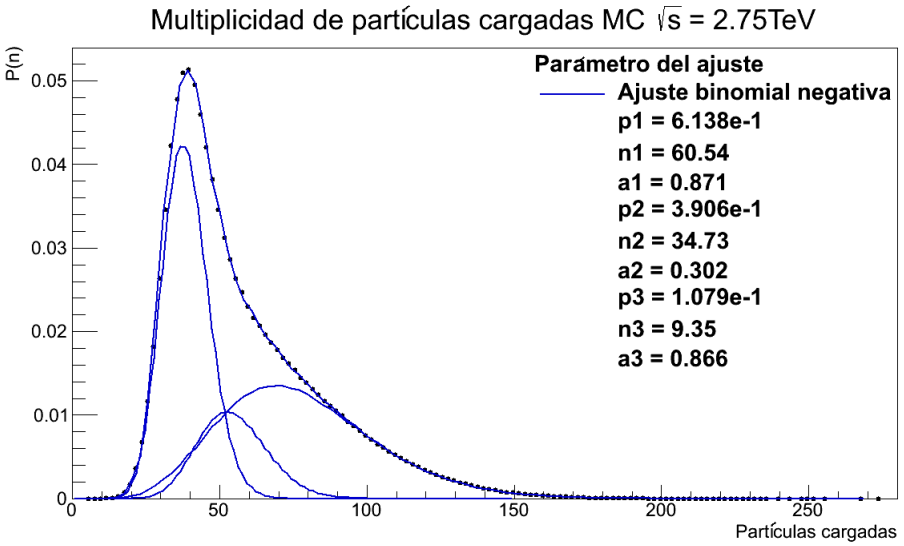


Figura 5.8: Ajustes multiplicidad de partículas cargadas $2.75TeV$

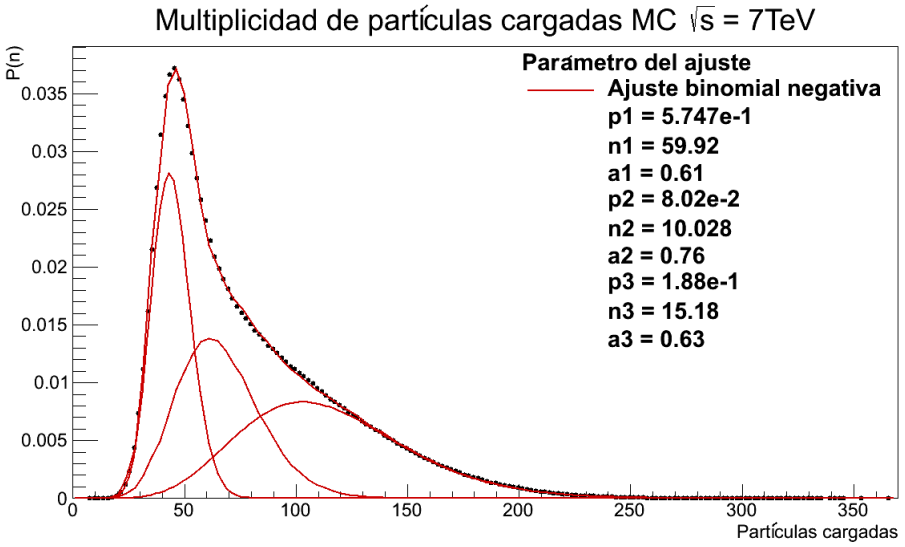


Figura 5.9: Ajustes multiplicidad de partículas cargadas $7TeV$

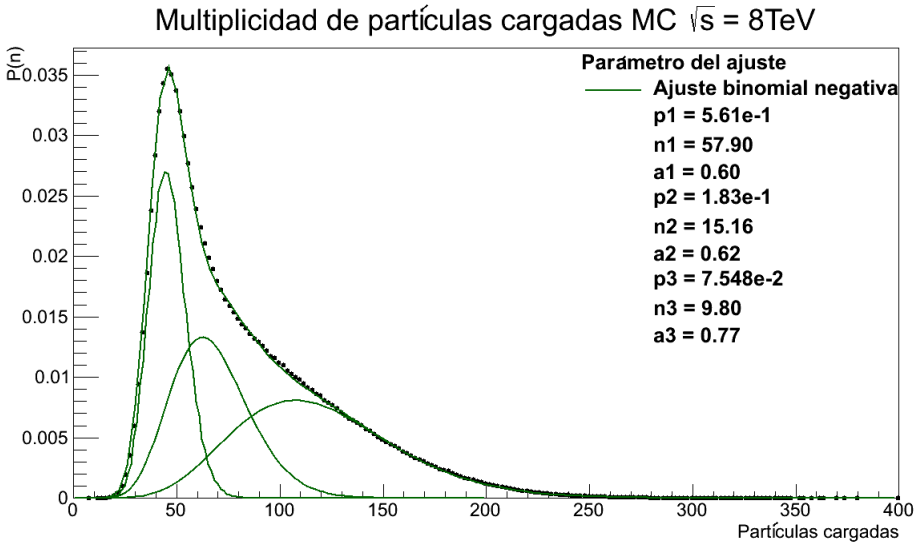


Figura 5.10: Ajustes multiplicidad de partículas cargadas $8TeV$

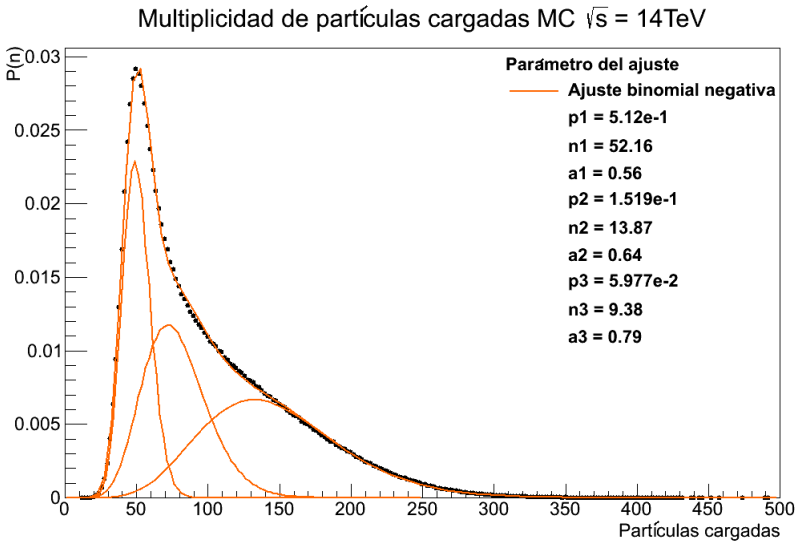


Figura 5.11: Ajustes multiplicidad de partículas cargadas $14TeV$

En las figuras 5.7, 5.8, 5.9, 5.10 y 5.11, p_1, p_2 y p_3 son las probabilidades correspondientes a cada una de las distribuciones; n_1, n_2 y n_3 corresponden al parámetro n de la distribución binomial negativa. Por último, a_1, a_2 y a_3 son factores de amplitud de la distribución. En la siguientes gráficas se muestra la evolución de cada uno de las distribuciones binomiales negativas, de acuerdo a la energía en el centro de masas.

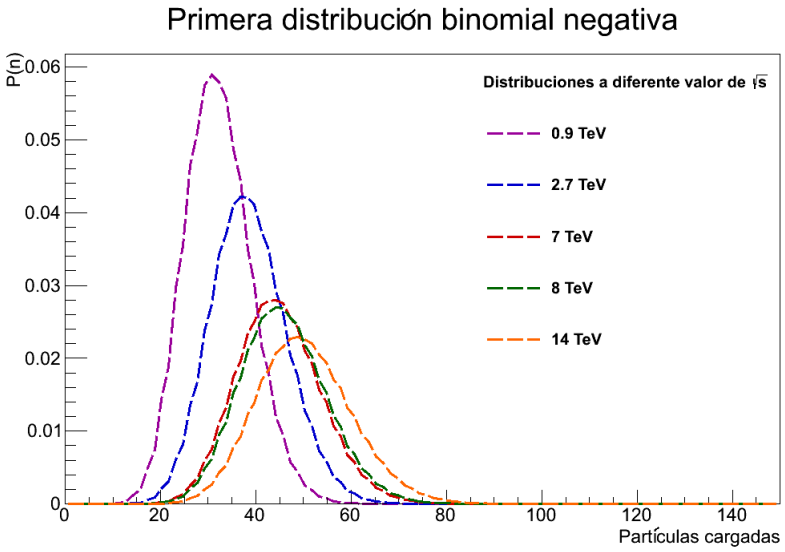


Figura 5.12: Evolución de la primera distribución binomial negativa para partículas cargadas

En esta primera distribución se observa que la media va en aumento conforme la energía, sin embargo la probabilidad de obtenerla disminuye, ya que la distribución se va ensanchando.

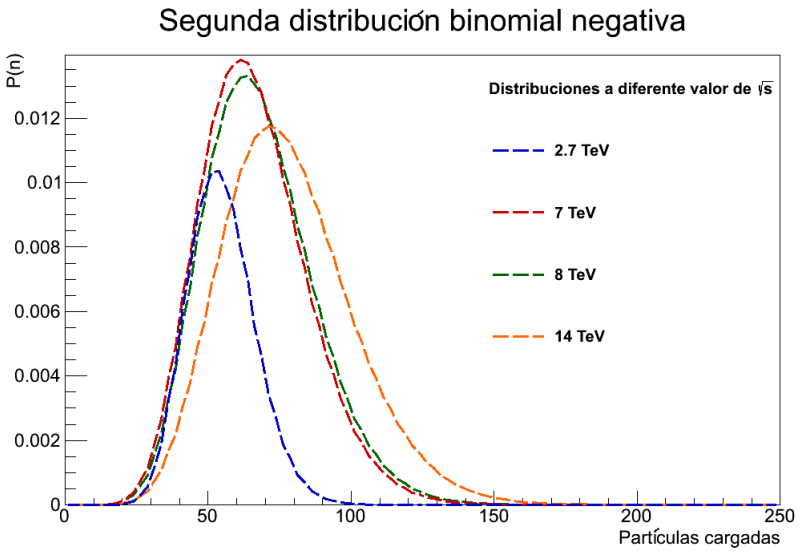


Figura 5.13: Evolución de la segunda distribución binomial negativa para partículas cargadas

La segunda distribución no aparece a una energía de $0.9TeV$, además el comportamiento de ésta es más errático, ya que la probabilidad aumenta y la media también pero sólo en el caso de $2.75TeV$ y $7TeV$, sin embargo para las energías de $8TeV$ y $14TeV$ la probabilidad de obtener la media disminuye respecto a las dos anteriores.

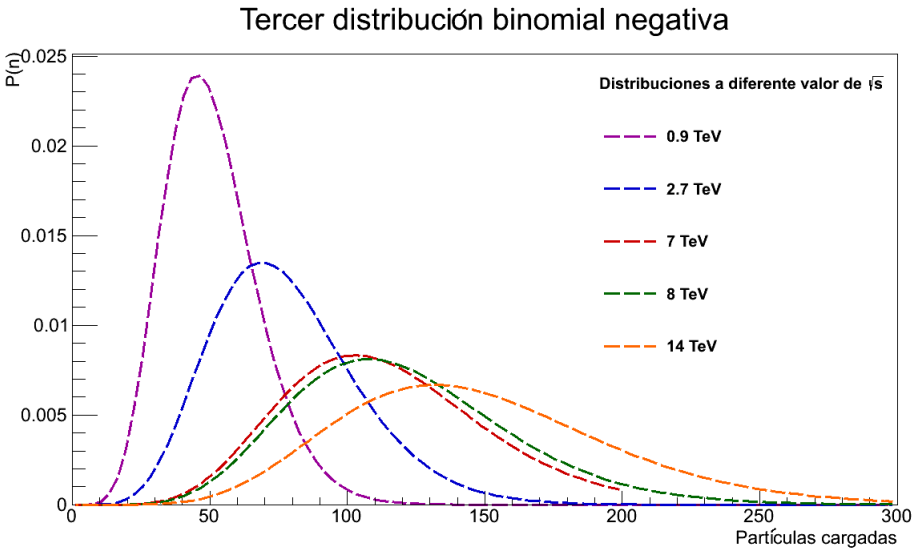


Figura 5.14: Evolución de la tercera distribución binomial negativa para partículas cargadas

En la tercera distribución, la media aumenta con la energía pero la probabilidad de obtenerla disminuye.

5.5.2. Multiplicidad de muones MC

En la figura 5.15 se muestra la multiplicidad de muones, se han analizado las mismas energías que en el caso anterior. Estos muones aún no han pasado ningún corte cinemático o geométrico para determinar si son candidatos o no a alcanzar el detector ACORDE, se muestra la totalidad de muones que se obtuvieron después de 4×10^6 colisiones protón-protón.

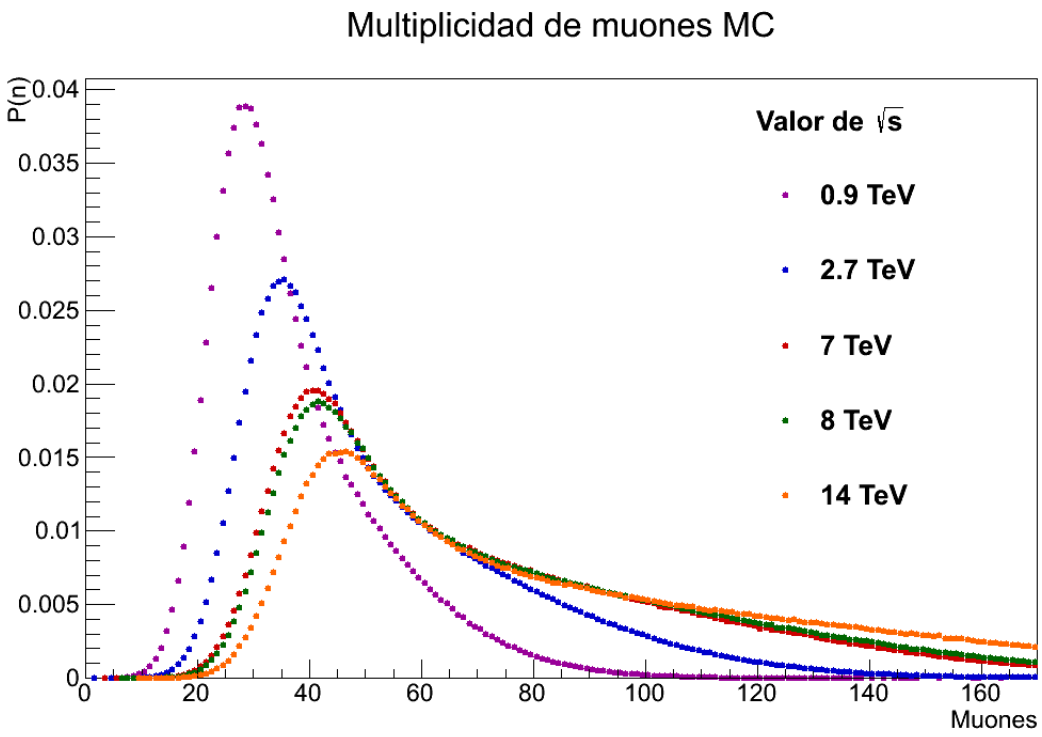


Figura 5.15: Distribución de multiplicidad de muones

A continuación se muestran las gráficas de multiplicidad para los diferentes valores de $\sqrt{s}$, con las correspondientes distribuciones que componen el ajuste.

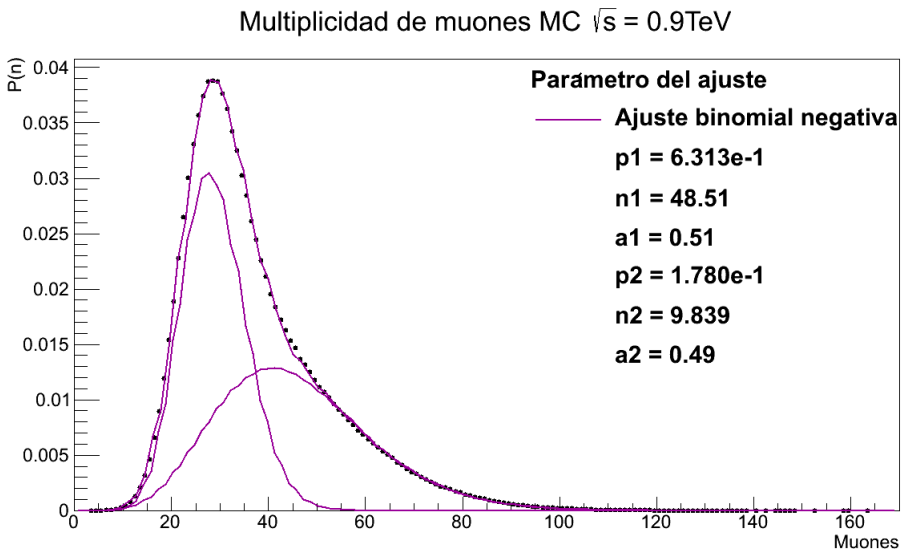


Figura 5.16: Ajustes multiplicidad de muones $0.9TeV$

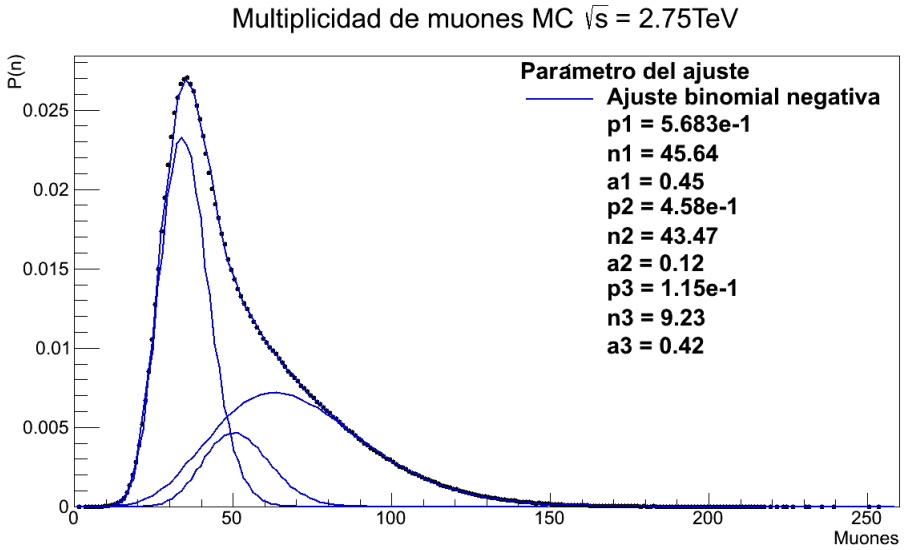


Figura 5.17: Ajustes multiplicidad de muones $2.75TeV$

Al igual que en el caso de partículas cargadas, a partir de $2.75TeV$ se han utilizado tres distribuciones binomiales negativas para poder ajustar el comportamiento.

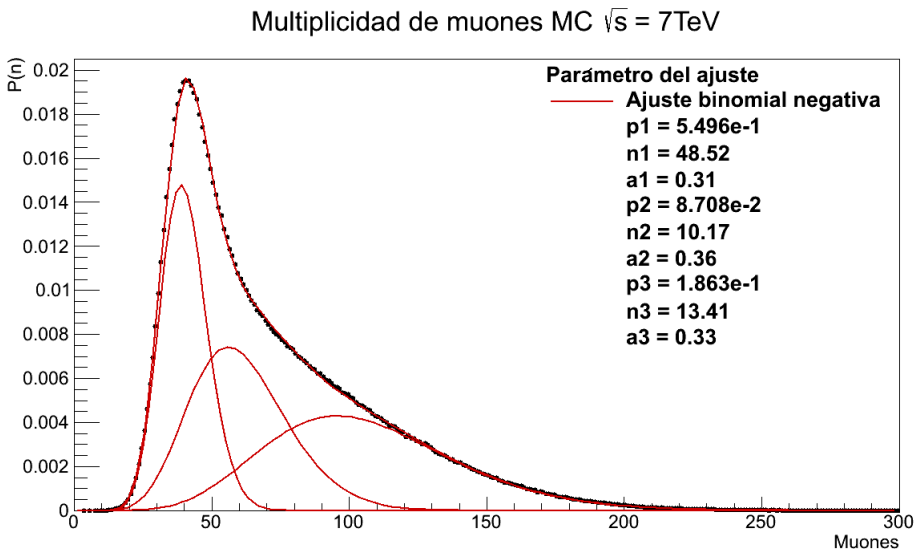


Figura 5.18: Ajustes multiplicidad de muones $7TeV$

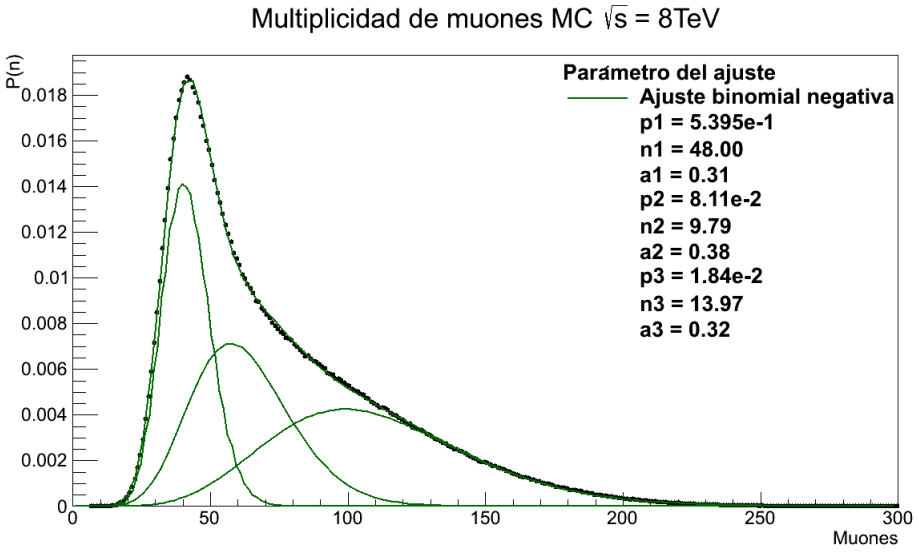


Figura 5.19: Ajustes multiplicidad de muones $8TeV$

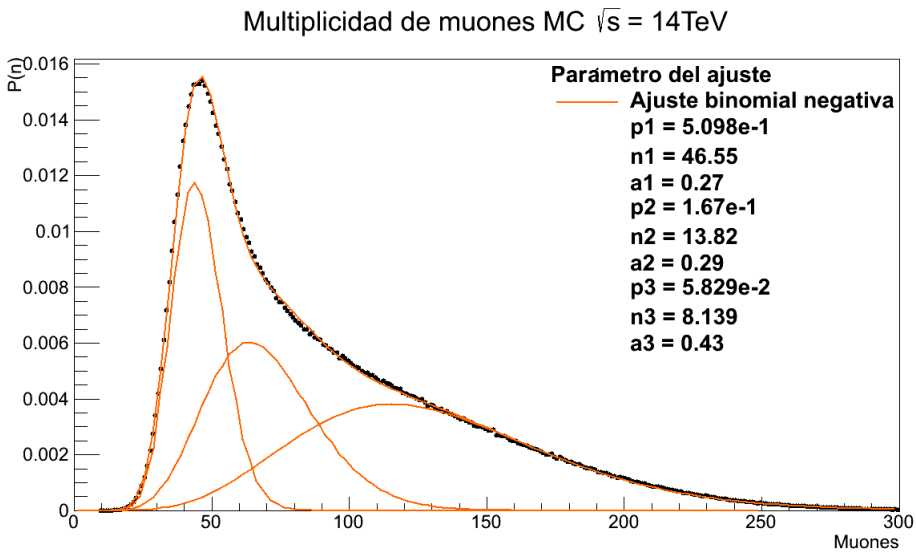


Figura 5.20: Ajustes multiplicidad de muones $14TeV$

En las figuras 5.16, 5.17, 5.18, 5.19 y 5.20, p_1, p_2 y p_3 son las probabilidades correspondientes a cada una de las distribuciones; n_1, n_2 y n_3 corresponden al parámetro n de la distribución binomial negativa. Por último, a_1, a_2 y a_3 son factores de amplitud de la distribución.

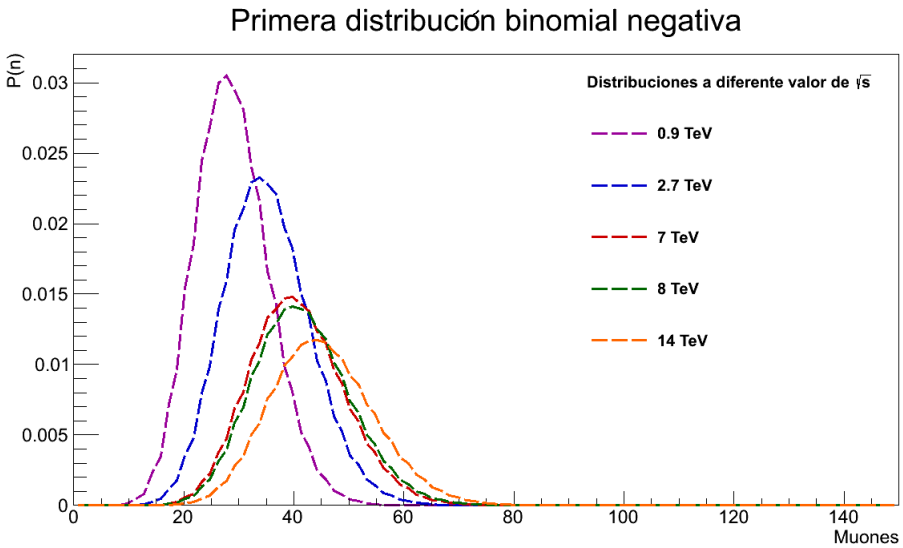


Figura 5.21: Evolución de la primera distribución binomial negativa para muones

La media de la primera distribución binomial va en aumento conforme $\sqrt{s}$ crece. Se observa que la probabilidad de obtener el valor medio disminuye.

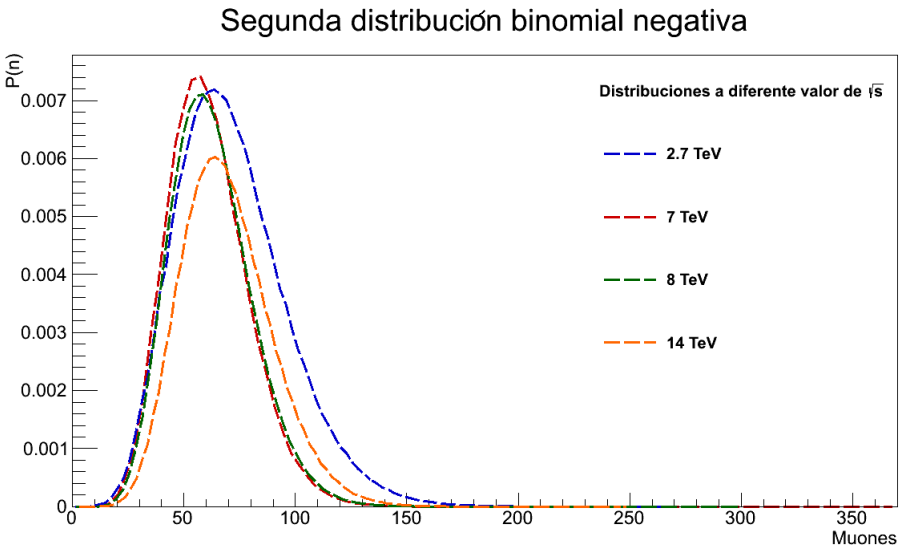


Figura 5.22: Evolución de la segunda distribución binomial negativa para muones

El comportamiento de la segunda distribución es muy semejante para cada valor de $\sqrt{s}$, aunque se observa una disminución en la probabilidad de obtener la media al incremento del valor de $\sqrt{s}$.

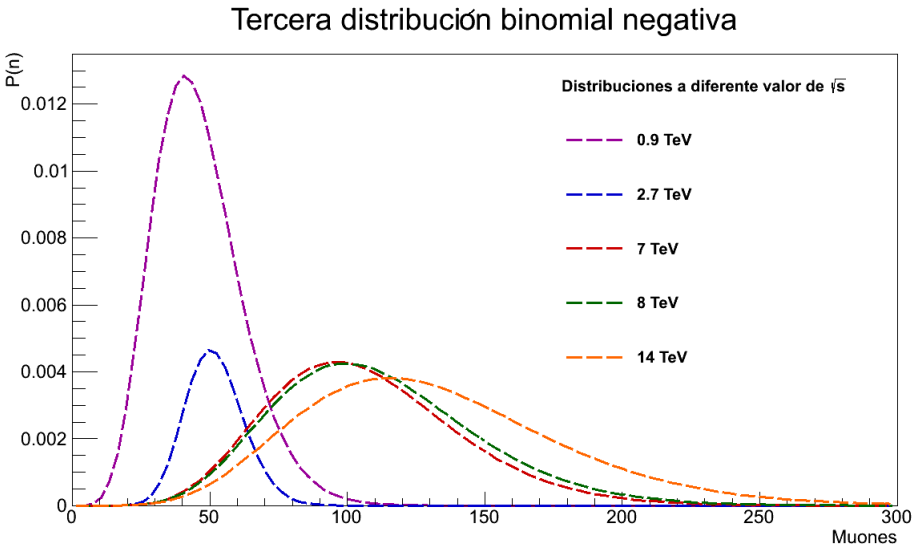


Figura 5.23: Evolución de la tercera distribución binomial negativa para muones

La tercera distribución tiene un cambio drástico entre $0.9TeV$ y $2.75TeV$, pero el comportamiento es parecido en los demás casos, se ensancha bastante la distribución y las probabilidades de obtener la media se asemejan.

5.5.3. Multiplicidad promedio

Las siguientes gráficas muestran que la multiplicidad de partículas promedio está en función de la energía del centro de masas ($\sqrt{s}$), la ecuación que se ha utilizado para hacer el ajuste es de la siguiente forma:

$$\langle n \rangle = aln\sqrt{s} + b \tag{5.31}$$

este comportamiento ha sido observado antes, en el capítulo 3, se mencionó brevemente que en procesos suaves la multiplicidad promedio de partículas se comporta según la ecuación 5.31. Sin embargo, en las siguientes gráficas se observa que el ajuste no es el mejor y se debe al valor obtenido para $\sqrt{s} = 14TeV$.

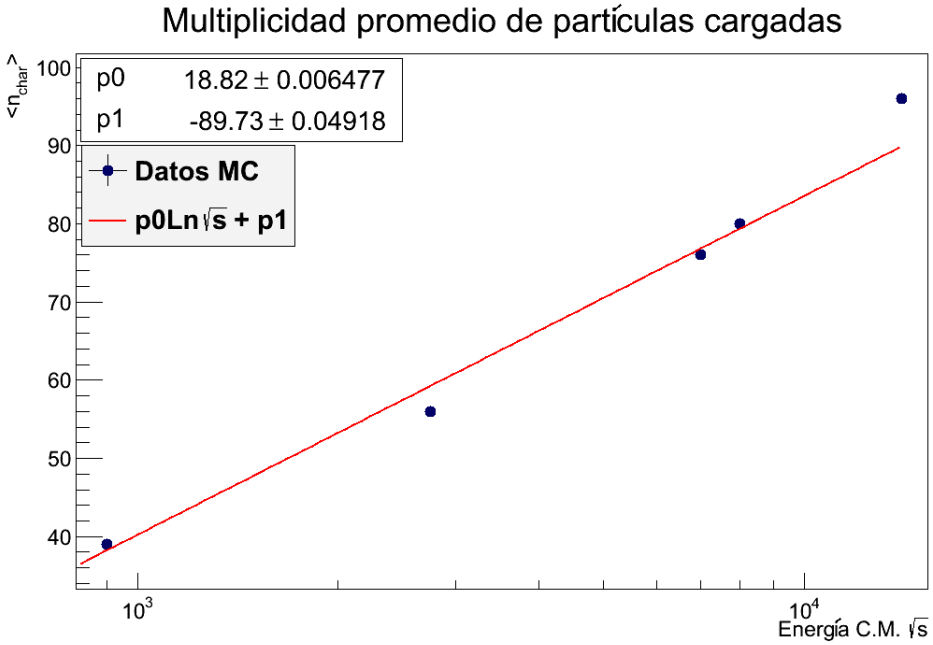


Figura 5.24: Multiplicidad promedio de partículas cargadas

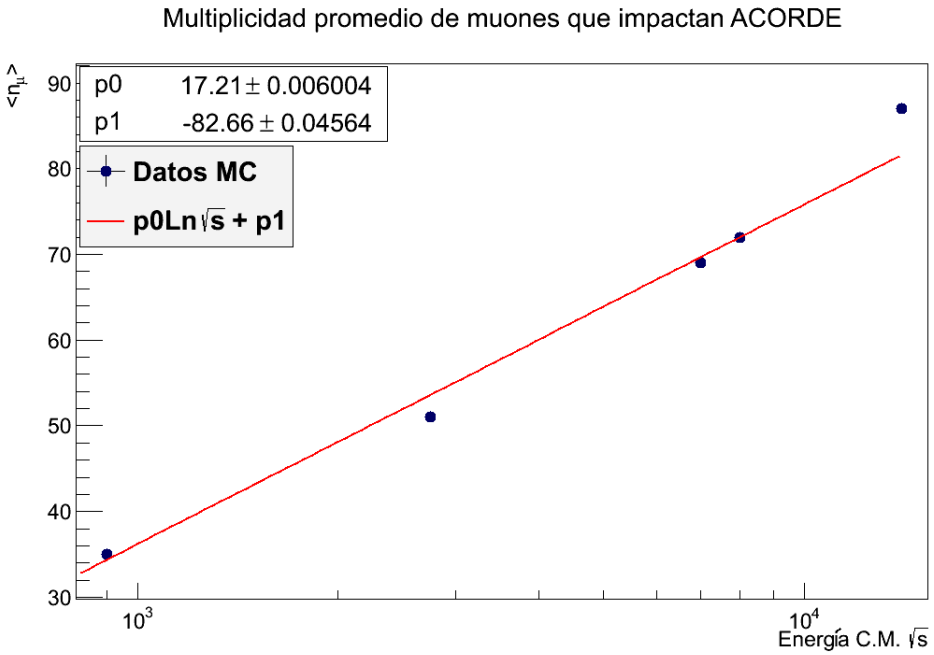


Figura 5.25: Multiplicidad promedio de muones

Se ha obtenido un segundo ajuste que se aproxima mejor a todos los puntos. Proponiendo la siguiente función:

$$\langle n \rangle = aln\sqrt{s} + b\sqrt{s} + c \tag{5.32}$$

sin embargo en la literatura que se ha revisado, no se encontró algún ajuste similar para la dependencia entre $\langle n \rangle$ y $\sqrt{s}$. No se debe olvidar que en este caso, se estudia un Monte Carlo, para energías altas puede suceder que la predicción no sea suficientemente buena, únicamente se puede concluir algo cuando se realice alguna medición en un rango de energía más alto al que se ha estudiado. Es importante tener en cuenta que un simulador, como PYTHIA, da una aproximación de lo que se espera en el experimento real y reproduce cualitativamente los datos, estudios más detallados requieren mejoras en el simulador para que se aproxime cada vez más a las mediciones. A continuación se muestran las gráficas con el ajuste dado por la ecuación 5.32.

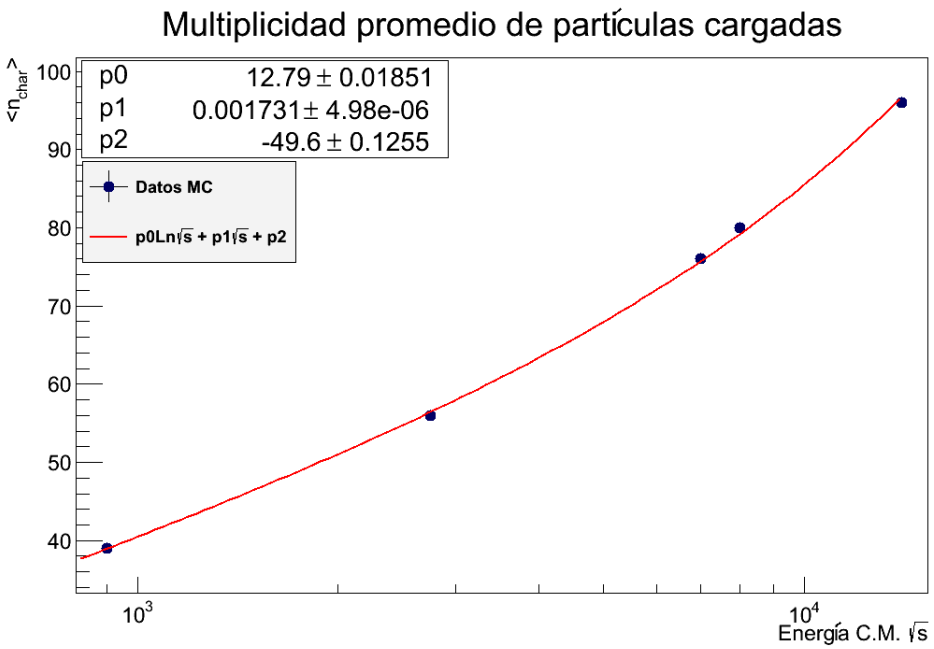


Figura 5.26: Multiplicidad promedio de partículas cargadas

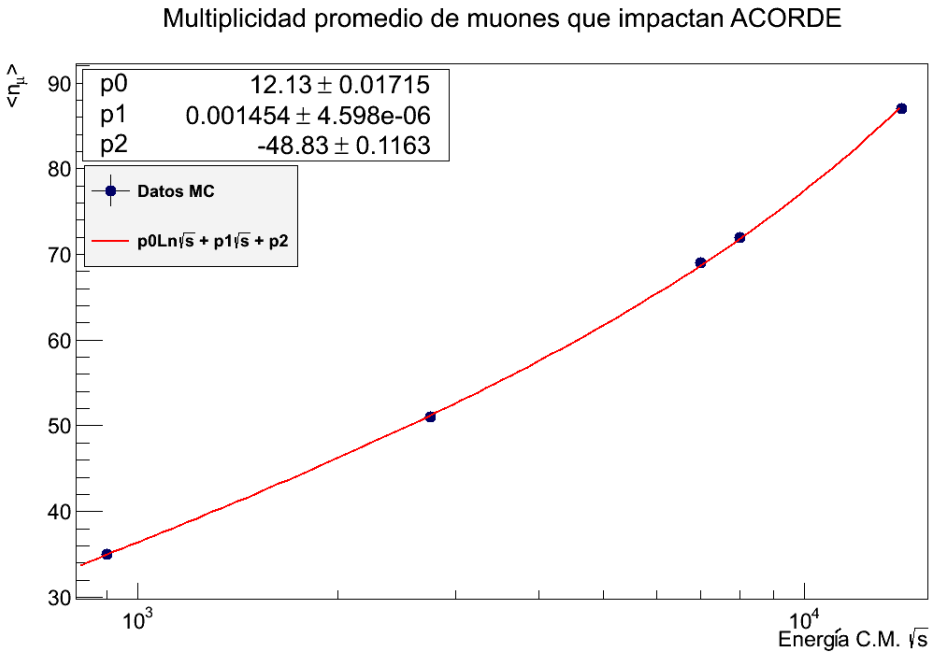


Figura 5.27: Multiplicidad promedio de muones

5.5.4. Multiplicidad de muones en el detector ACORDE

En las secciones anteriores se ha explicado cuál fue el procedimiento para obtener una estimación del número de muones que alcanzan el detector ACORDE, los datos obtenidos de la simulación se analizaron con un programa en lenguaje C++ que se desarrolló especialmente para este trabajo. Las gráficas que se muestran, son una estimación de la multiplicidad de módulos impactados. El detector ACORDE únicamente determina si partículas lo han atravesado en un módulo determinado o no, pero si arriba más de un múon al mismo módulo simultáneamente (ventana de tiempo ACORDE), se registra un único evento en tal módulo. Así que en el caso en que más de un múon llegue al mismo módulo, en el experimento se observa únicamente un disparo y es por ello que se han estudiado las gráficas de multiplicidad de módulos impactados.

Al inicio se tienen todos los muones generados por la simulación de colisiones protón-protón, mediante cortes cinemáticos se determina si los muones son candidatos a alcanzar ACORDE, es decir si están en el rango de η reportado para el detector, si tienen el momento transverso suficiente para cruzar el solenoide que se ha supuesto y si su energía cae en el espectro de medición de ACORDE. Los cortes cinemáticos son los siguientes:

- $P_T > 0{,}382 GeV/c$
- $\eta < |1.3|$
- $Energia_{final} > 0{,}152 GeV$
- $p_y > 0$

Después de estos cortes básicos, se realizan los corte geométricos y se obtienen los muones que alcanzan ACORDE. En las siguientes gráficas, se muestra la probabilidad de impactos en el detector ACORDE debidos a uno o más muones. La generación se realizó de 4×10^6 de eventos para cada una de las energías antes mencionadas.

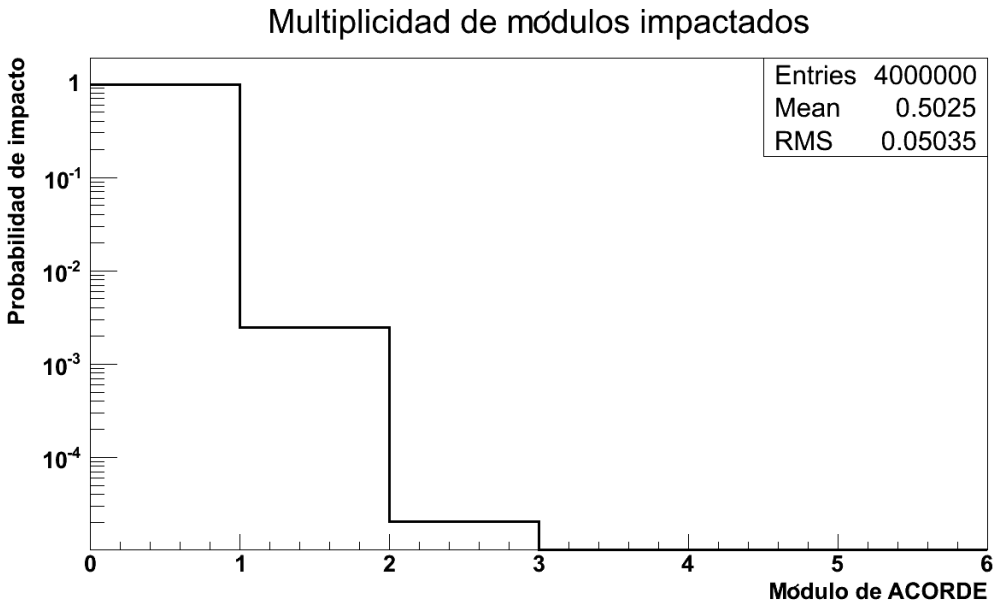


Figura 5.28: Módulos impactados a una energía de $900GeV$

En este caso el mayor número de módulos que puede ser impactado de acuerdo a la simulación es 2. Se observa que la probabilidad de un sólo módulo impactado es mayor en un orden de magnitud, respecto a la probabilidad de tener dos impactos en módulos diferentes para el mismo evento de colisión.

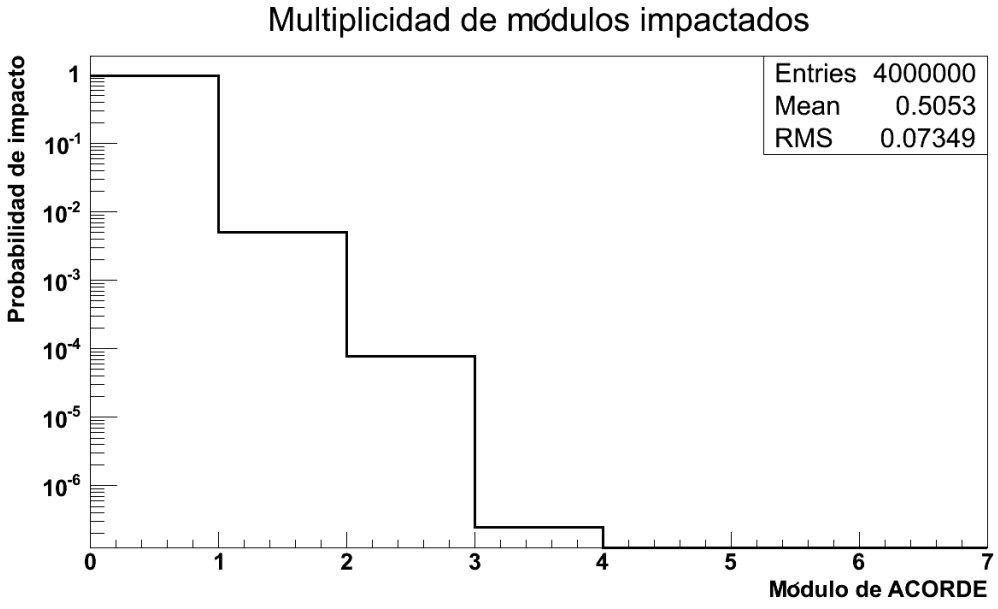


Figura 5.29: Módulos impactados a una energía de $2.75TeV$

Cuando la energía se incrementa a $2.75TeV$, se observa que es probable también que 3

módulos sean impactados en el mismo evento de colisión. Además las probabilidades de tener 1 ó 2 módulos impactados aumentan respecto a $900GeV$.

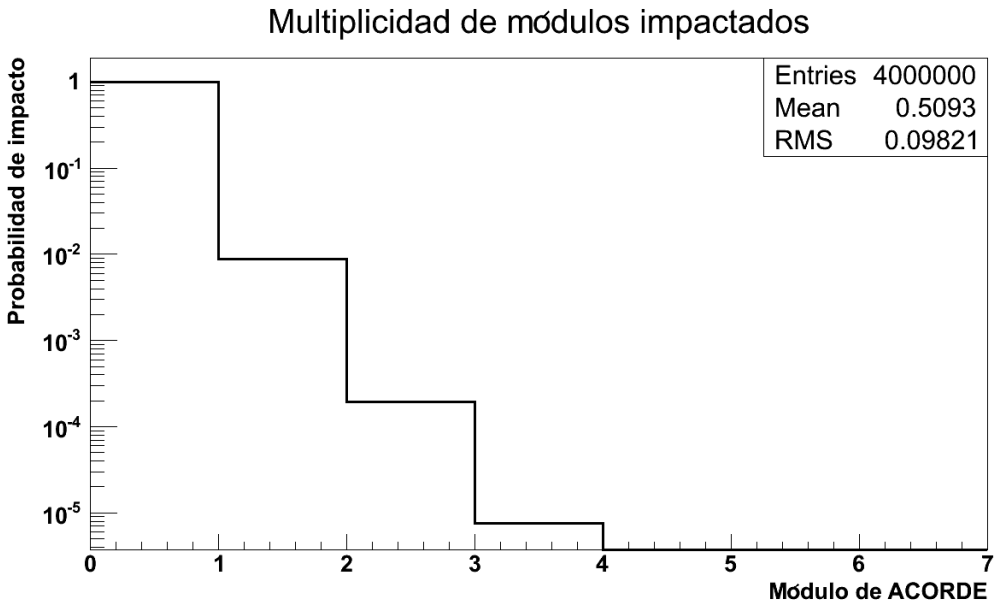


Figura 5.30: Módulos impactados a una energía de $7TeV$

En la figura 5.30, se puede ver que en este caso la multiplicidad máxima de módulos impactados sigue siendo 3, pero la probabilidad de que los muones arriben al detector a aumentado en un orden de magnitud para todas las multiplicidades.

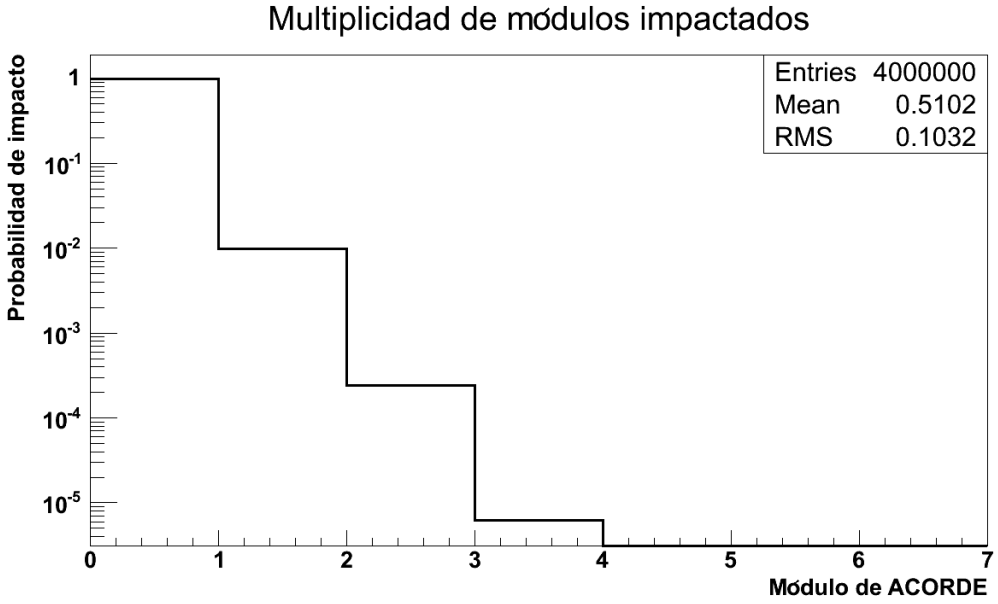


Figura 5.31: Módulos impactados a una energía de $8TeV$

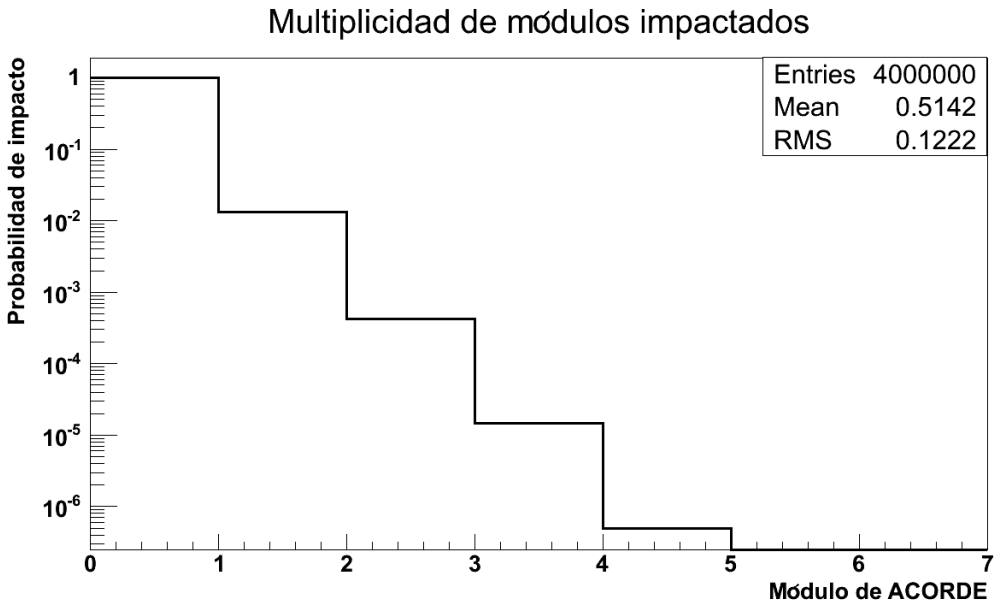


Figura 5.32: Módulos impactados a una energía de $14TeV$

En la figura 5.31 no se observa un cambio significativo porque la diferencia de energía es sólo de $1TeV$, debido a que el comportamiento de la multiplicidad de partículas, tanto muones como partículas cargadas en general, es logarítmico, se alcanza un valor de energía en el cual la multiplicidad crece más lentamente.

En cambio, en la figura 5.32, se observa que aparece la multiplicidad de 4, si se regresa al caso de 7 y $8TeV$, se podrá observar que el aumento relativo en la probabilidad de impacto realmente no es significativa.

Por otra parte, se obtuvieron las gráficas de módulos impactados, las cuales permiten observar que los muones tendrán preferencia hacia la zona central, ya que en esta zona ACORDE cubre un área mayor. A continuación se muestran las gráficas correspondientes a cada energía que se analizó.

La fig.5.33 muestra la distribución de impactos en los módulos de ACORDE, en este caso el número de muones que arriban el detector es de $10,005$. De esta gráfica se puede concluir que los módulos centrales tienen una mayor frecuencia que los laterales, sin embargo esto no se debe a alguna asimetría en la producción de muones sino mas bien, como ya se mencionó, a la geometría del detector. Con el incremento de $\sqrt{s}$, se espera que la distribución sea semejante y únicamente cambie el número de muones que arriban al detector.

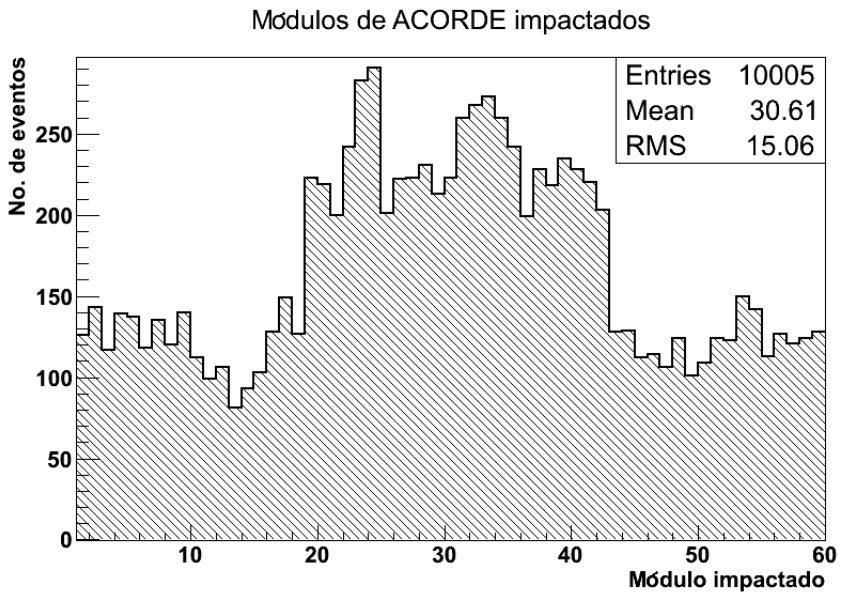


Figura 5.33: Distribución geométrica de impactos en ACORDE a una energía de $900GeV$

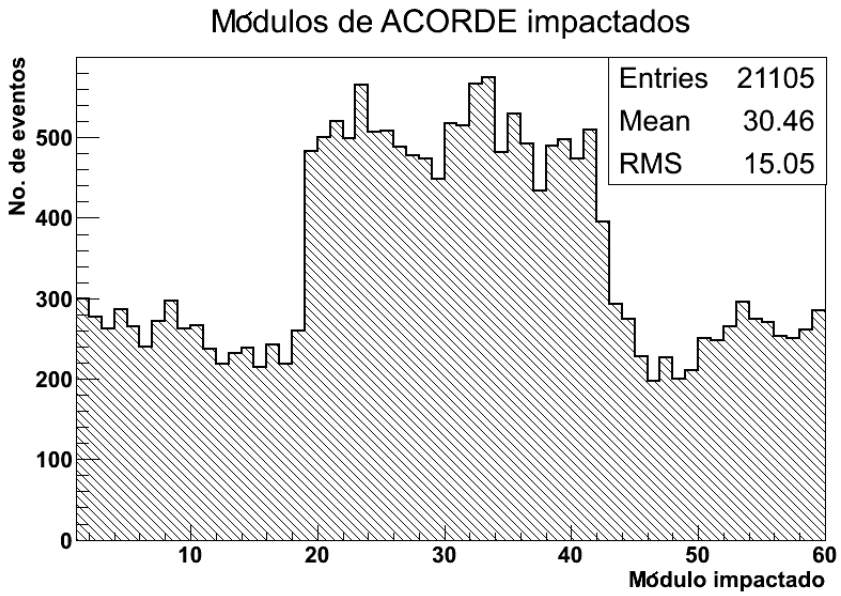


Figura 5.34: Distribución geométrica de impactos en ACORDE a una energía de $2.75TeV$

La cantidad de muones que llegarían a ACORDE se duplica cuando la energía cambia de $900GeV$ a $2.75TeV$, al igual que en el caso anterior se observa que los módulos centrales son más probables, estas gráficas han sido muy importantes en el análisis, ya que se han utilizado para corroborar que la geometría del detector se ha integrado de manera adecuada.

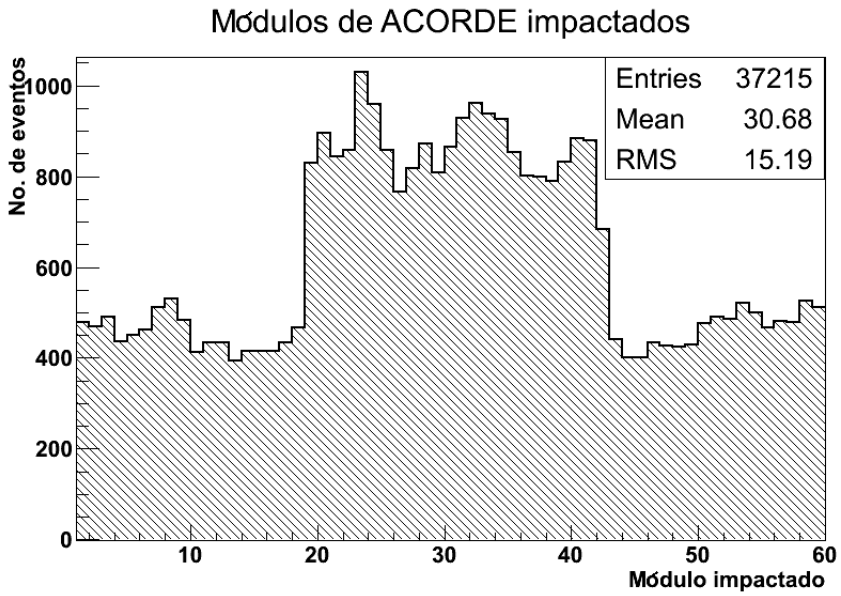


Figura 5.35: Distribución geométrica de impactos en ACORDE a una energía de $7TeV$

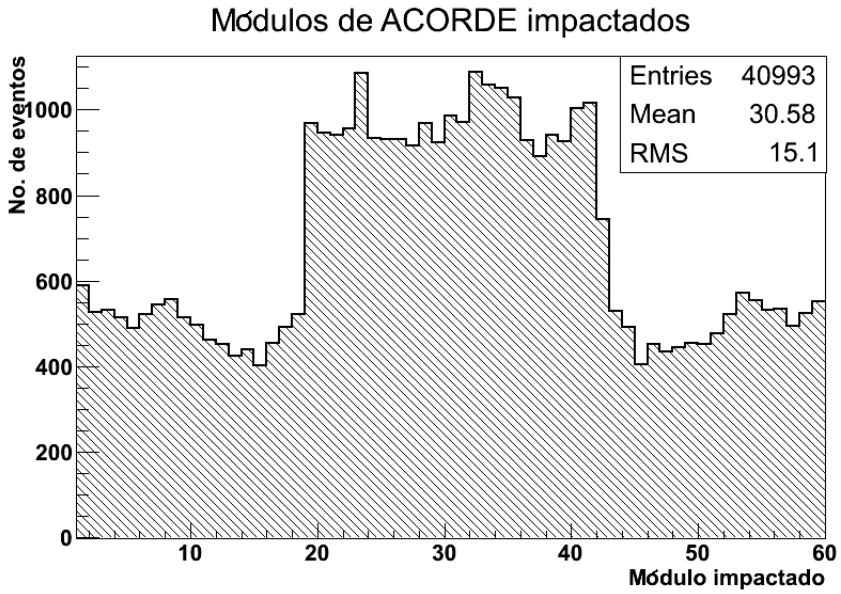


Figura 5.36: Distribución geométrica de impactos en ACORDE a una energía de $8TeV$

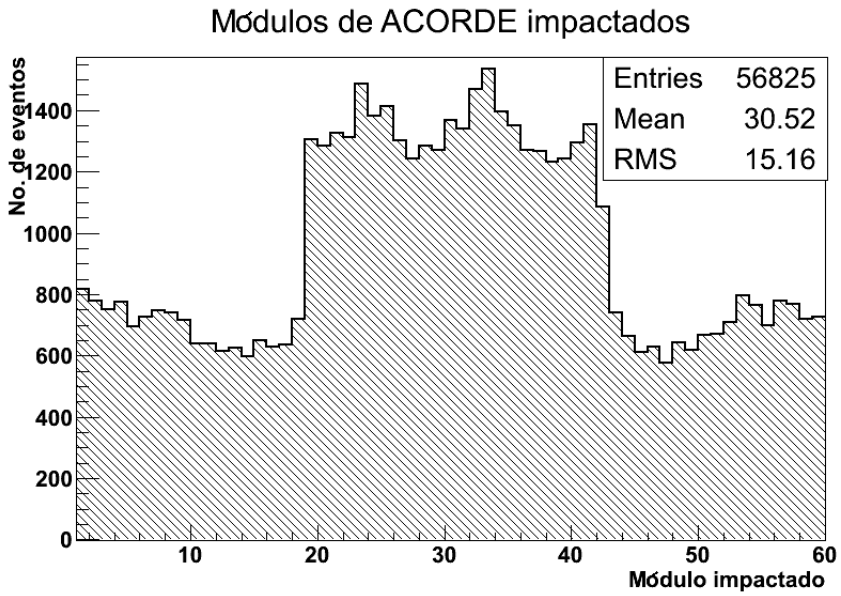


Figura 5.37: Distribución geométrica de impactos en ACORDE a una energía de $14TeV$

A continuación se presenta la distribución de η obtenida al final de la propagación y selección de muones que arriban al detector ACORDE. En la selección de muones, se realizó un corte $\eta < |1.3|$, sin embargo, utilizando la geometría del detector ACORDE, se ha determinado el valor que cubre en pseudorapidez $\eta < |0.52|$.

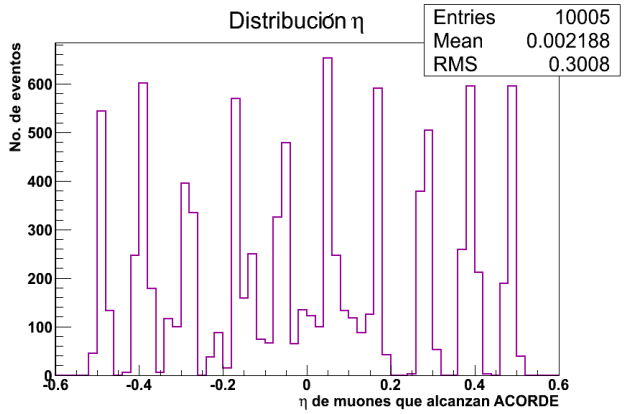
De estas imágenes se puede observar que hay valores de η *prohibidos*, esto se debe al arreglo de módulos que conforma el detector, ya que habrá zonas muertas en donde ACORDE no registra si pasa o no algún múon.

En la tabla 5.1 se presentan razones porcentuales para los muones, el porcentaje de muones que arriban al detector ACORDE, respecto a aquellos producidos es muy bajo, a lo más llega a ser de 0.016 %. Además si se supone un plano completo en vez de módulos separados, la cantidad de muones que arriba es de 8.5 % respecto a estos planos hipotéticos. Por otra parte, aproximadamente un 2 % de los muones que son seleccionados mediante cortes cinemáticos, logran llegar al detector.

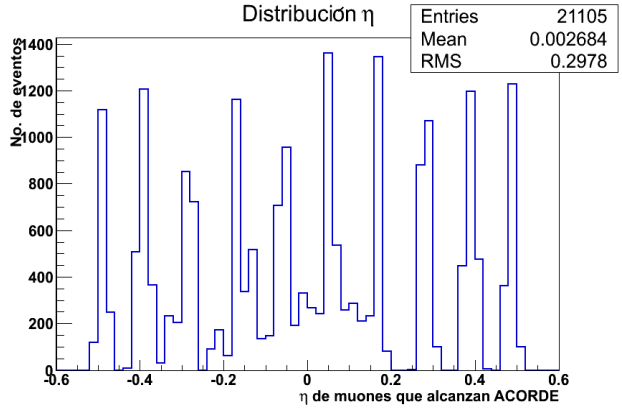
$\sqrt{s}(TeV)$	Totales/Módulos (%)	Cortes/Módulos (%)	Planos/Módulos (%)
0.9	0.007	2.058	8.141
2.75	0.010	2.248	8.5
7	0.013	2.27	8.335
8	0.014	2.314	8.48
14	0.016	2.318	8.376

Tabla 5.1: Razones porcentuales

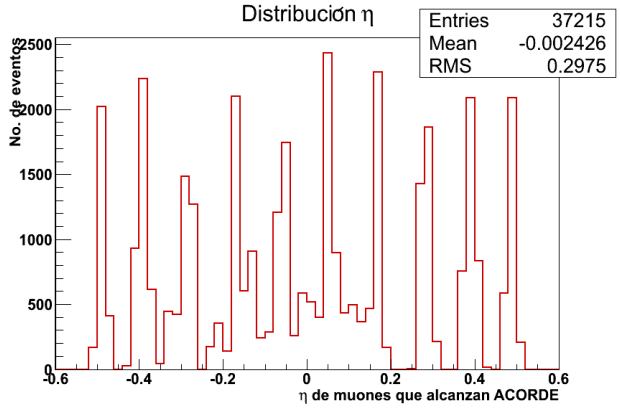
La tabla 5.2, muestra la densidad promedio de partículas, esta cantidad se ha obtenido



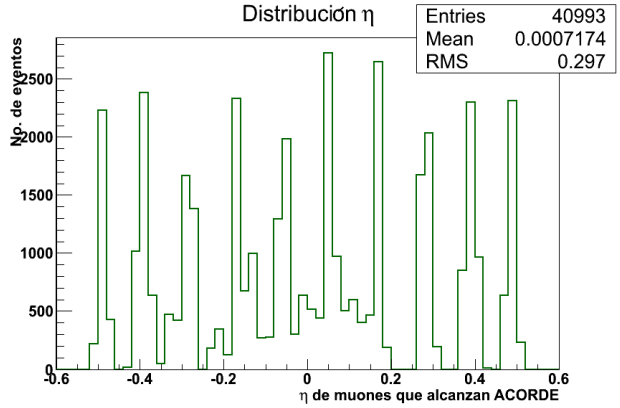
Energía $\sqrt{s} = 0.9TeV$



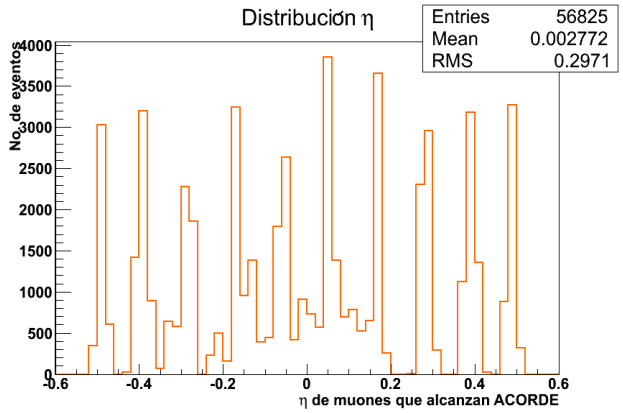
Energía $\sqrt{s} = 2.75TeV$



Energía $\sqrt{s} = 7TeV$



Energía $\sqrt{s} = 8TeV$



Energía $\sqrt{s} = 14TeV$

con el cociente de $\langle n \rangle / \Delta\eta$. Para todos los casos el valor $\Delta\eta = 24$. Se observa cómo esta densidad se incrementa conforme la energía lo hace, esto está de acuerdo con lo que se espera porque a energías mayores la densidad de partículas debe crecer.

$\sqrt{s}(TeV)$ 0.9	Cargadas 1.6	Muones 1.46
2.75	2.3	2.12
7	3.16	2.87
8	3.3	3
14	4	3.62

Tabla 5.2: Densidad promedio de partículas en eta

La energía es una variable muy importante para este estudio, ya que los muones aunque son muy energéticos, perderán $1GeV$ de energía al cruzar los $3m$ de fierro que separan ACORDE de los demás detectores. En la figura 5.38 se muestra cómo se incrementa la energía promedio de los muones que alcanzan el detector.

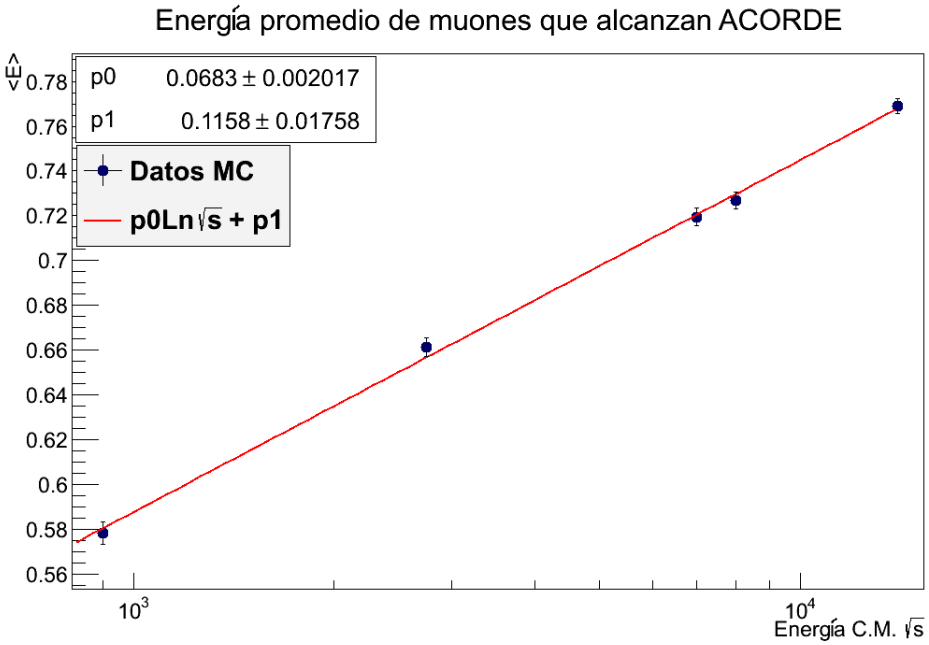


Figura 5.38: Energía promedio de muones detectados por ACORDE

En este caso el ajuste se realizó con la siguiente función $\langle n \rangle = p0ln\sqrt{s} + p1$, donde $p0$ y $p1$ son parámetros constantes.

Conclusiones

Se realizó el estudio de la multiplicidad de muones que alcanzan el detector ACORDE provenientes de colisiones protón-protón, así como de la multiplicidad de módulos impactados por estos muones. Para ello se simularon 4 millones de colisiones, siendo necesario incluir los decaimientos de piones y kaones para obtener la muestra de muones. Se determinaron los cortes en momento transverso, energía y eta para considerar a los muones de la colisión que son candidatos a alcanzar el detector, estos cortes permitieron tener una cantidad de datos menor por analizar y optimizar la selección de muones. Se obtuvo la multiplicidad promedio de partículas cargadas y de muones para procesos suaves, el resultado es similar al que se reporta en experimentos, este hecho se ha utilizado en la tesis como un indicador de que la simulación es igual cualitativamente al experimento, al menos en el caso de la multiplicidad de partículas.

Se obtuvo la distribución geométrica de los impactos en el detector ACORDE y fue posible reproducir la forma exacta de éste, esto indicó que la geometría fue incluida de forma adecuada. También se estudió el porcentaje de muones que arriban a los módulos, respecto a los que llegarían a un supuesto ACORDE conformado por láminas centelladoras y no módulos individuales.

En la figura 5.39 se muestra la gráfica de módulos impactados para los diferentes valores de $\sqrt{s}$, se puede observar que la mayor multiplicidad corresponde a 4, cuando la energía es de $14TeV$. La mayor incidencia se encuentra para un módulo impactado en todas las energías. La probabilidad de que ningún módulo sea impactado es cercana a uno. La figura 5.40 muestra la cantidad de muones que impactan módulos, puede ocurrir que más de un múon toque el mismo módulo, en ese caso el detector ACORDE sólo registra un impacto.

Se espera que este trabajo se utilice en un futuro para obtener una aproximación de la contaminación debida muones provenientes de colisión en el detector ACORDE, además es posible utilizar el mismo esquema para estudiar la propagación de alguna otra partícula como piones y kaones.

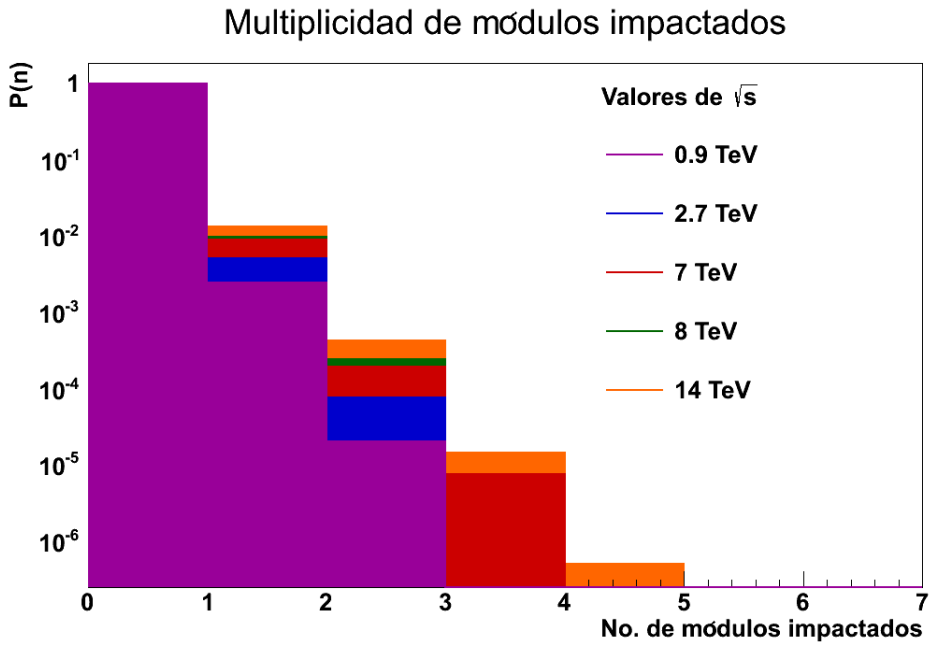


Figura 5.39: Módulos impactados a diferentes valores $\sqrt{s}$

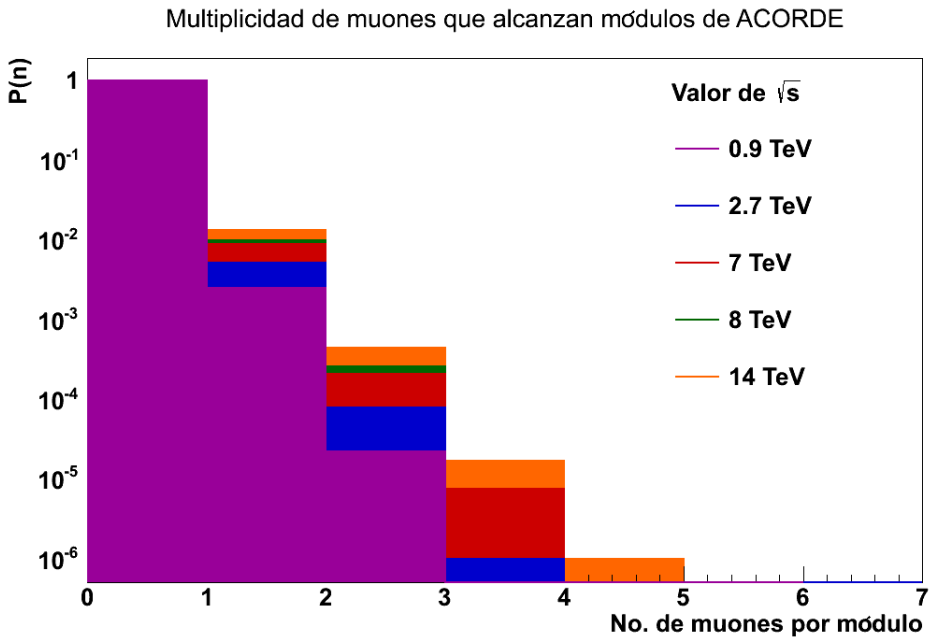


Figura 5.40: Multiplicidad de muones que alcanzan ACORDE a diferentes valores $\sqrt{s}$

La distribución geométrica de los impactos en ACORDE, se muestra a continuación:

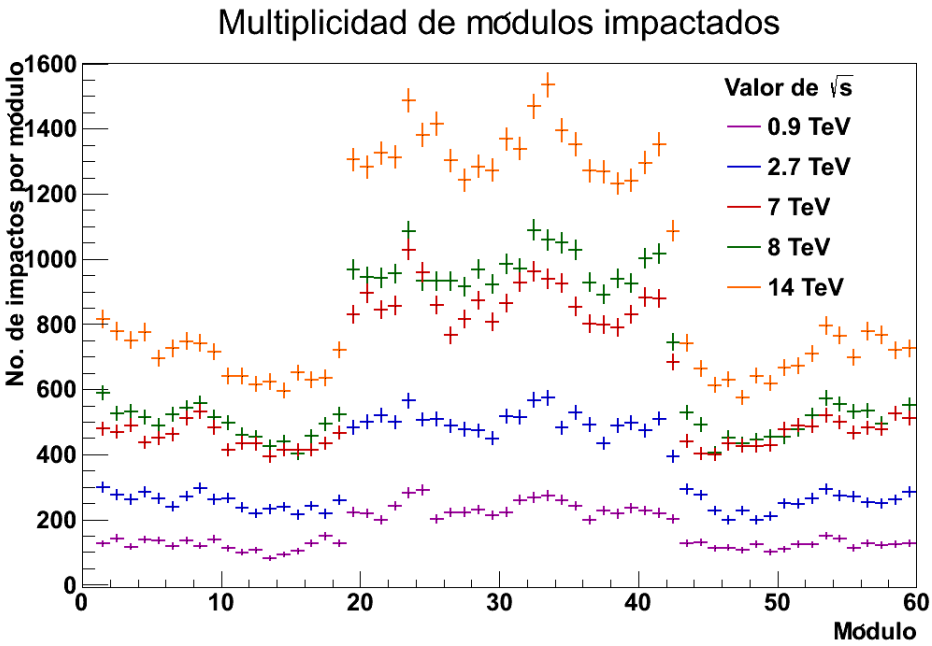


Figura 5.41: Distribución geométrica de impactos a diferentes valores $\sqrt{s}$

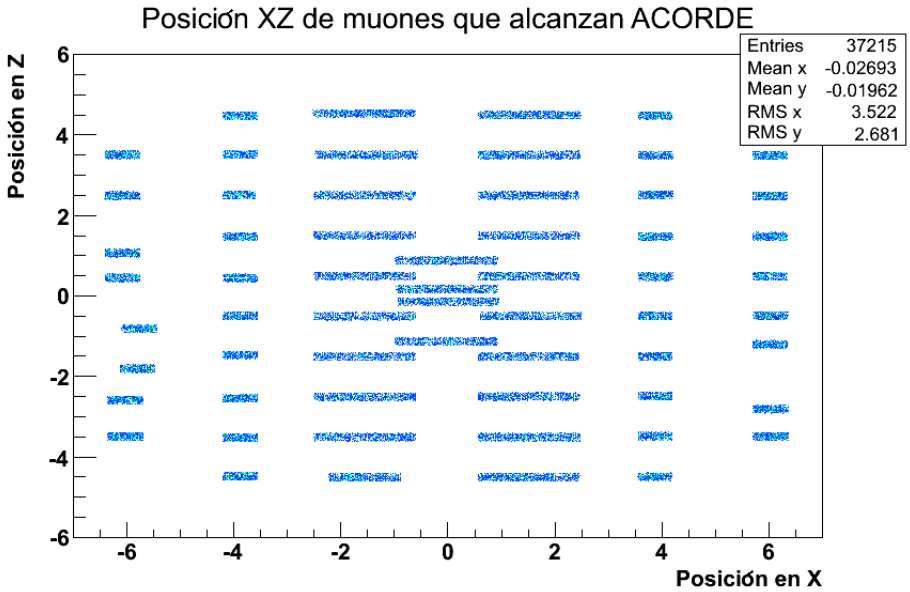


Figura 5.42: Energía de $7TeV$

La posición de los muones se ha utilizado como referencia para determinar si las ecuaciones

son correctas de acuerdo a la geometría de ACORDE. Sólo see muestra el resultado para una energía porque es el mismo para las demás.

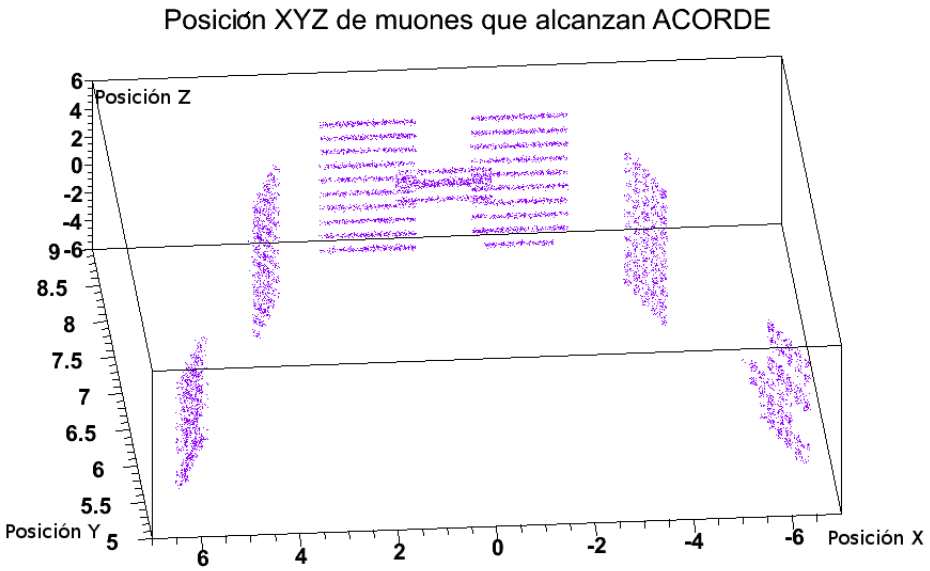


Figura 5.43: Energía de $7TeV$

Del gráfico de multiplicidad de módulos impactados (fig.5.39), se concluye que es posible eliminar el ruido debido a muones provenientes de la colisión si se toman datos a partir de 5 módulos impactados, ya que no se observa alguna contribución con más de 4 módulos impactados. De esta forma se puede asegurar que los datos obtenidos en ACORDE a altas multiplicidades no contienen ruido, sino únicamente miden los rayos cósmicos.

Bibliografía

[1] Martin Brian R. *Nuclear and particle physics, an introduction.* 2^aed. John Wiley and Sons,2009.

[2] Griffiths David.*Introduction to elementary particles.* John Wiley and Sons, 1987.

[3] Herrero M. "The Standard Model". Arxiv. arXiv:hep-ph/9812242v1 , Diciembre 1998.

[4] Krane Keneth.*Modern Physics.* 3^aed. John Wiley and Sons, 2012.

[5] Perkins Donald H.*Introduction to High energy physics.* 4^aed. Cambridge University Press,2000.

[6] Dainton John. "The structure of hadronic physics". Max-Born Preis. Physikalische Blätter, 55,1999.

[7] Seiden Abraham.*Particle Physics, a comprehensive introduction.* Addison Wesley, 2005.

[8] Vogt Ramon. *Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions.* Elsevier, 2007.

[9] Datta Amaresh. *Understanding hard interaction in QCD and the search for the gluon spin contribution to the spin of the proton*, Mayo 2012.

[10] Revista electrónica: http://cerncourier.com/cws/article/cern/53089

[11] http://hypernews.slac.stanford.edu/slacsite/aux/HiPPP/scattering/index.html

[12] http://www.scholarpedia.org/article/Parton_shower_Monte_Carlo_event_generators #Parton_showers

[13] Florkowski Wojciech. *Ultra-relativistic heavy-ion collisions: Lecture II*[Diapositivas] Obtenido de: http://www.ift.uni.wroc.pl/~karp48/images/wf_2.pdf

[14] Grosse Jan, Reygers Klaus. *Charged-Particle Multiplicity in Proton-Proton collisions* [hep-ex] arXiv:0912.0023v2, 2010.

[15] Goulianos K. *Universality of Particle Multiplicities* FERMILAB-Conf-94/266-E.

[16] Giovannini y Ugoccioni.*Clan structure analysis and QCD parton showers in multiparticle dynamics.*. Int. J. Mod. Phys. A20 3897,2005. hep-ph/0405251

[17] Giovannini y Ugoccioni. *Possible scenarios for soft and semi-hard components structure in central hadron-hadron collisions in the TeV region* arXiv:hep-ph/9810446v1, 1998.

[18] Technical report: ALICE EXPERIMENT, 2008

[19] Monteno Marco.Particle Multiplicity in proton-proton collisions with ALICE. J. Phys, 2005, 5 209.

[20] Kalweit Alexander.Particle Identification in the ALICE experiment.arXiv:1107.1514v1 [hep-ex], Julio 2011.

[21] Fantoni A.The ALICE Electromagnetic Calorimeter:EMCAL. J. Phys,2011, 293 012043

[22] Carminati, Giubellino...[et al].ALICE:Physics Performance Report, Volume I. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.,2004,30 1517.
Disponibilidad y acceso: http://iopscience.iop.org/0954-3899/30/11/001/

[23] Cuatle E., Fernández A. [et al]. ACORDE,The ALICE cosmic ray detector. Proceedings of International Cosmic Ray Conference

[24] Sóbol M. *Método de Montecarlo, lecciones populares de matemáticas.* Editorial MIR, 1976.

[25] Bala Rocky. *An Introduction to PYTHIA: The Event Generator*. Julio, 2012.

[26] Sjöstrand, Mrenna ...[et al]. *PYTHIA 6.4, Physics and manual*. Marzo 2006, hep-ph/0603175

[27] Guillaud Jean-Paule.*PYTHIA miniguide.* Laboratorio de Annecy-le-Vieux de fśica de partćulas.