



Universidad Nacional Autónoma  
de México

---

---

Posgrado en Ciencias Físicas

Identificación de las resonancias  $\phi^0(1020)$ ,  
 $\omega^0(782)$  y  $\rho^0(770)$  con datos simulados de pp a  
900 GeV en el experimento ALICE-CERN

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE  
Maestro en Ciencias (Física)

P R E S E N T A :  
Lizardo Valencia Palomo

DIRECTOR DE TESIS: Dr.  
Andrés Sandoval Espinosa

MIEMBRO DEL COMITÉ TUTORAL: Dr. Varlen Grabsky  
MIEMBRO DEL COMITÉ TUTORAL: Dr. Eleazar Cuautle



posgrado en ciencias físicas  
u n a m

2010



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



”La maestría me enseñó que asistir a clases es una pérdida de tiempo y que la mejor forma de aprender es estudiando por mi propia cuenta.”



# Agradecimientos

Quiero empezar dándole las gracias a DIOS por todo lo que me ha dado en la vida, no se qué más le podría pedir. Algunas veces siento miedo de que llegue el día en el que deje de favorecerme porque no podría continuar sin su ayuda.

También me doy gracias a mi mismo por todo el esfuerzo que he venido realizando hasta ahora, pero sobre todo por nunca dejar de soñar. Todo lo que he logrado ha empezado de la misma forma: con mucho trabajo, dedicación, disciplina...y un sueño.

A mis papás por apoyarme siempre, aun cuando ni ellos mismos entienden lo que quiero. Mamá, te agradezco por lo mucho que has hecho por mi, eres mi ejemplo a seguir. Papá, gracias por estar siempre pendiente de todo lo que pueda llegar a necesitar y por ser un amigo. Dicen que conforme pasan los años los hijos van perdiendo la admiración por sus padres, pero en mi caso es todo lo contrario, a cada año me fascino más y más por lo que han hecho por nosotros. Son los mejores padres del mundo, ojalá y algún día pueda llegar a ser como ustedes.

Guillo, eres alguien a quien admiro como no tienes idea, me gustaría poder ser la mitad de lo inteligente que eres, gracias por todo lo que me has enseñado. Jorge, aun cuando aparentes ser muy duro y enojón, se que en el fondo estás muy orgulloso de tu hermanito (aunque sea negro y adoptado) y que ante todo, siempre estás dispuesto a defenderlo.

A papá Emo y mamá Mechita por ser siempre mis segundos padres y cuidar de mi y mis hermanos por tantos años. Espero que, cuando el tiempo llegue, sea yo como ustedes con mis nietos.

Tía Mirna, tía Fina, tío Ramón, Ingrid y Marcy, gracias por su ayuda en todo momento durante estos ya casi 8 años que he estado aquí.

A Fabiola porque aun cuando no compartimos la misma sangre la considero parte de mi familia. Lo que haces por mis papás no tiene precio, muchas gracias.

Anahí, te debo muchísimo, desde el principio fuiste la primera persona con quien me sentí a gusto a su lado. Somos el fiel reflejo de que no importa la diferencia de pensamientos entre dos personas, siempre es posible tener una excelente amistad.

Emiliana, prácticamente la totalidad de mi maestría estuviste a miles de kilómetros de distancia, pero aun en la distancia hemos conservado la amistad. Eres alguien a quien admiro mucho y con quien adoro conversar.

A Felipe por todos los partidos de los pumas que hemos compartido.

Jéssica, eres lo mejor que me ha pasado en la vida, todo en lo que me he convertido estos tres años ha sido gracias a ti. Muchas veces me lo dijiste y aunque lo negaba, tenías razón: algo muy bueno debí haber hecho para que Dios te enviara conmigo.

A Mariano por todas esas largas pláticas sobre futbol y los Pumas.

Marina y Nancy, ustedes son la prueba viviente que el haber estudiado francés ha sido uno de los mayores aciertos de mi vida. Marina, eres una grandiosa amiga, a tu lado hemos podido llorar y reír de todos los temas que se nos han ocurrido; solo recuerda que eres lo peor que me he encontrado en la vida. Nancy, gracias por todas las cosas tan hermosas que me has dicho, estoy seguro que no te das cuenta de ello, pero han sido un gran bálsamo para mi atormentado corazón; nunca dejes de ser mi querida Nancy Debrayes.

Ramoonaa you were my support during those 4 months in Europe, you gave me the strength to survive and pushed me whenever I needed. Even though we argue and fight each time we talk, let me say that you have no idea of how your religion, culture and traditions have shocked my world.

Xóchitl, muchas gracias por defenderme de todos y por confiar en mi.

Lo que hoy estoy logrando se lo debo íntegramente a todos ustedes, fueron ustedes y no yo los que escribieron esta tesis, los que teclearon todas y cada una de esas miles y miles de líneas de programa. En mis momentos de desesperación (sobre todo cuando me encontraba lejos) era suficiente con evocarlos en mi memoria para recobrar todas las fuerzas y ganas para trabajar. Porque yo nada soy sin ustedes y con ustedes lo soy todo, les dedico el trabajo que ahora tienen en las manos.

Siguiendo con los agradecimientos, toca el turno a todos aquellos con los que tuve el agrado de compartir las penalidades y satisfacciones (sobre todo lo primero) que conlleva el estudiar esta maestría. Algunos de ellos son: Adrián, Frank, Heinrich, Lore, Luis Enrique, Paulino y Rox.

A todos los Docs del Grupo Experimental de Física de Altas Energías, en especial al Dr. Andrés Sandoval por toda la ayuda y apoyo que me ha brindado desde que trabajo bajo sus órdenes. Extiendo mi gratitud a mi comité tutorial y los miembros del jurado por tomarse la molestia de leer y hacer correcciones a mi tesis.

También doy gracias a todos los demás del grupo de Física Experimental de Altas Energías del IFUNAM: Adiv, Cerote, Monse, Nacho, Omi, Pablo, Víctor y Vladimir; ojalá y mi próximo equipo de trabajo sea como ustedes, aunque estoy seguro que más de uno nos odió por todas las risas y escándalos que hacíamos en el C-5. Especialmente quiero agradecer a Érick por todas las veces que intercambiábamos puntos de vista sobre nuestro trabajo, las discusiones y explicaciones que nos enriquecían a ambos; el día de mañana será para mí un gusto volver a trabajar contigo.

Hubo otras personas con las que me sentía muy a gusto a su lado y que me hacían olvidar los sinsabores de la vida académica, algunos de ellos son: el Chiapas, Eduardo, Radillo, Diana Yautepec, Paty Cuernavaca, Danny Rebel, Abraham y Adrianita Argumedo.

Agradezco a Liz, Yaneli, Doña Tere y Chato porque sin saberlo forman una parte importante de mi casa.

Para finalizar le doy gracias a la UNAM por permitirme ser parte de máxima casa de estudios de México, estoy muy orgulloso de haber estudiado en esta gran universidad. Ahora que me voy a otro país espero ser un digno representante de mi alma máter.



# Resumen

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC), el proyecto de investigación en Física Nuclear y de Altas Energía más grande de la historia por fin ha empezado a funcionar después de más de 20 años de construcción y planeación. Dentro de él se erige ALICE, el único de sus 6 experimentos dedicado a la Física de Colisiones Nucleares, ya ha recabado sus primeros datos en el otoño pasado y después de una pausa de invierno, ha retomado otra vez su actividad.

El objetivo principal de ALICE es el estudio del Plasma de Quarks y Gluones (QGP), un estado de la materia que se cree existió unas millonésimas de segundo después de la Gran Explosión que dió origen a nuestro Universo y que se caracteriza porque los quarks y gluones se encuentran desconfiados.

Identificar la presencia y formación del QGP no es una tarea sencilla, se han propuesto multitud de observables que podrían servir para este propósito. Dentro de éstas se encuentran la sobreproducción de extrañeza y la modificación de las propiedades de las resonancias, donde la restauración parcial de la simetría quiral y la densidad del medio en el que las partículas decaen juegan un papel muy importante.

En esta tesis se utilizan datos simulados de colisiones protón-protón a 900 GeV en ALICE para realizar la identificación y reconstrucción de tres resonancias:  $\phi^0(1020)$ ,  $\omega^0(782)$  y  $\rho^0(770)$ , se calculan aceptancias, eficiencias, factores de corrección y los espectros de masa invariante se contrastan con la información Monte Carlo del generador de eventos. Para cuantificar qué tan buena han sido las reconstrucciones, se calculan valores de S/R y significancia.

Este estudio es un paso previo, pero a la vez necesario para cuando a finales del presente año se obtengan los primeros datos reales de colisiones plomo-plomo.

# Índice general

Lista de figuras	iv
Lista de tablas	x
1. El Modelo Estándar	1
1.1. Simetrías globales y locales (de norma)	1
1.2. Electrodinámica Cuántica (QED)	1
1.3. Cromodinámica Cuántica (QCD)	2
1.4. La teoría Electrodébil	4
1.4.1. Rompimiento espontáneo de la simetría	4
1.4.2. El modelo de Glashow-Salam-Weinberg (GSW)	6
1.5. El Modelo Estándar (MS)	8
1.5.1. El Lagrangiano	8
1.5.2. Las partículas	9
2. Física de colisiones hadrónicas y nucleares	11
2.1. Colisiones protón-protón	11
2.1.1. Generalidades	11
2.1.2. Mecanismo de producción de partículas	13
2.1.3. El modelo de la bolsa	15
2.2. El Plasma de Quarks y Gluones	16
2.2.1. QGP a altas temperaturas	16
2.2.2. QGP con alta densidad bariónica	16
2.2.3. Espacio fase de QCD	18
2.2.4. ¿Dónde se le puede encontrar?	18

2.3. Signaturas del Plasma de Quarks y Gluones . . . . .	19
2.3.1. Sobreproducción de extrañesa . . . . .	19
2.3.2. El papel de las resonancias . . . . .	21
2.4. Resultados experimentales . . . . .	22
2.4.1. Partículas extrañas . . . . .	23
2.4.2. $\phi^0(1020)$ . . . . .	24
2.4.3. $\omega^0(782)$ . . . . .	24
2.4.4. $\rho^0(770)$ . . . . .	25
3. El LHC y ALICE . . . . .	27
3.1. El Gran Colisionador de Hadrones . . . . .	27
3.2. Un Gran Experimento de Colisión de Iones . . . . .	28
3.2.1. Sistema de Rastreo Interior . . . . .	30
3.2.2. Cámara de Proyeccion Temporal . . . . .	30
3.2.3. Detector de Radiación de Transición . . . . .	31
3.2.4. Tiempo de Vuelo . . . . .	31
3.2.5. Identificador de Partículas con Alto Momento . . . . .	32
3.2.6. Espectrómetro de Fotonos . . . . .	32
3.2.7. Calorímetro Electromagnético . . . . .	32
3.2.8. Detector de Rayos Cósmicos . . . . .	33
3.2.9. Espectrómetro de Muones . . . . .	33
3.2.10. Calorímetro de Cero Grados . . . . .	33
3.2.11. Detector de Multiplicidad de Fotonos . . . . .	34
3.2.12. FMD, V0 y T0 . . . . .	34
3.3. Sistema de Adquisición de Datos (DAQ) . . . . .	35
3.4. Sistema de disparo . . . . .	35
3.4.1. Procesador Central de Disparo (CTP) . . . . .	35
3.4.2. Disparo de Alto Nivel (HLT) . . . . .	36
4. La simulacion . . . . .	37
4.1. AliRoot . . . . .	37
4.2. La reconstrucción . . . . .	39
4.2.1. Vértice primario . . . . .	39

---

4.2.2. Trazas . . . . .	40
4.2.3. Parametro de Impacto . . . . .	41
4.2.4. Identificación de partículas cargadas . . . . .	41
4.3. El análisis . . . . .	44
4.3.1. La muestra . . . . .	44
4.3.2. Criterios de selección . . . . .	45
4.3.3. Ruido combinatorio y extracción de la señal . . . . .	49
4.3.4. Probabilidades a priori . . . . .	50
4.3.5. Ajustes . . . . .	51
4.3.6. Aceptancia y eficiencias . . . . .	51
4.3.7. S/R y significancia . . . . .	52
4.3.8. Comparación con el Monte Carlo . . . . .	52
5. Resultados . . . . .	55
5.1. $\varphi^0(1020)$ . . . . .	55
5.2. $\omega^0(782) + \rho^0(770)$ . . . . .	64
6. Conclusiones . . . . .	75
Bibliografía . . . . .	77
A. Variables cinemáticas . . . . .	81
A.1. Rapidez . . . . .	81
A.2. Pseudorapidez . . . . .	82
B. Ruido combinatorio . . . . .	83
C. Tasa de producción de partículas . . . . .	85



# Lista de figuras

1.1. Potencial $V(\varphi) = m^2 \varphi^* \varphi + \lambda(\varphi^* \varphi)^2$ para un campo escalar complejo para el caso $m^2 < 0$ y $\lambda > 0$ . Las líneas punteadas marcan la región de mínimo potencial. . . . .	5
2.1. Multiplicidad de partículas cargadas en eventos pp y su comparación con colisiones electrón-positrón. La línea sólida es un ajuste logarítmico en s. . . . .	12
2.2. Distribución espacial de las partículas producidas en términos de la pseudorapidez. Los espectros son simétricos respecto a $\eta = 0$ (CM) y al aumentar la energía de la colisión el espectro muestra una planicie en la región central. . . . .	13
2.3. A la izquierda se muestra el campo eléctrico de color $\vec{E}$ entre un quark $q_0$ en $z = 0$ y un antiquark $\bar{q}_0$ en $z = L$ . A la derecha se observa la producción de un quark-antiquark $q_1 \bar{q}_1$ y las fuerzas que se ejercen. . . . .	14
2.4. Potencial $A_0(z)$ para la ecuación de Dirac dada por la expresión 2.2. . . . .	15
2.5. Espacio fase de QCD en el plano de la temperatura $T$ y el potencial barioquímico $\mu$ . . . . .	18
2.6. Diagramas de Feynman a primer orden que muestran cómo se podrían producir quarks extraños en el Plasma de Quarks y Gluones. . . . .	20
2.7. a) Tasa de cambio en la densidad de extrañesa, la línea punteada muestra la contribución de los quarks, la entrecortada la de los gluones y la sólida el total. b) Tiempo de equilibrio, se utiliza la misma notación que en la figura de la izquierda. . . . .	21
2.8. Simulación de cómo se vería el doble pico en el espectro de masa invariante de la $\phi^0(1020)$ en su decaimiento en un par de kaones cargados. . . . .	22

2.9. Resultados de las colaboraciones WA97 y NA57. En ambas gráficas se aprecia claramente que existe una sobreproducción de partículas con extrañesa en colisiones nucleares comparadas con lo que se genera en eventos pA. Los datos fueron tomados en colisiones Pb-Pb a 158A GeV. . . . .	23
2.10. Factor de Wróblewski para diferentes tipos de colisiones en función de la energía del centro de masa. . . . .	24
2.11. Secuencia que muestra el ensanchamiento de la señal de la $\rho$ al pasar de colisiones periféricas a centrales de In-In. . . . .	25
3.1. ALICE. . . . .	29
4.1. Dibujo esquemático que muestra el marco de trabajo de AliRoot. . . . .	38
4.2. Marco de trabajo para el procesamiento de datos. . . . .	38
4.3. A la izquierda se hace la comparación entre la simulación Monte Carlo y la toma de datos online en el experimento real. A la derecha se observa que la reconstrucción offline es la misma para ambos casos. . . . .	39
4.4. Reconstrucción del vértice primario. . . . .	40
4.5. A la izquierda se observa la función de respuesta de la TPC y los valores que le corresponden a cada tipo de partícula. A la derecha se presenta lo mismo pero para el detector de radicación de transición [GO10]. . . . .	42
4.6. Función de respuesta de detectores que sirven para identificar partículas cargadas. A la izquierda el TOF y a la derecha el sistema de rastreo interior [Cri10]. . . . .	43
4.7. Ejemplo de cómo se mejora la eficiencia (líneas sólidas) en la identificación de kaones cuando se tiene el PID de un solo detector y el combinado. En a) solo se tiene la contribución del ITS, en b) la de la TPC y en c) la del TOF, mientras que en d) se aprecia la contribución de todos estos. Los puntos negros indican la contaminación de la señal. . . . .	44
4.8. Número de clusters que deja una partícula en su paso por la TPC habiendo realizado la selección de eventos. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los kaones que provienen de alguna $\phi$ . . . . .	47

4.9. Número de clusters que deja una partícula en su paso por la TPC una vez realizada la selección de eventos. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los piones que provienen de alguna $\omega$ o $\rho$ .	47
4.10. Número de clusters sobre grados de libertad de la traza ajustada. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los kaones que provienen de alguna $\phi$ .	48
4.11. Número de clusters sobre grados de libertad de la traza ajustada. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los piones que provienen de alguna $\omega$ o $\rho$ .	48
4.12. Sigmas al vértice de las partículas que sobreviven los criterios de selección. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los kaones que provienen de alguna $\phi$ .	49
4.13. Sigmas al vértice de las partículas que sobreviven los criterios de selección. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los piones que provienen de alguna $\omega$ o $\rho$ .	49
5.1. Espectro de masa invariante de la $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ con $ y  < 0.9$ y $2.5 < p_T \leq 5.0$ a nivel generador.	57
5.2. Ruido combinatorio y señal de la $\phi$ con las mismas características cinemáticas que la figura anterior.	57
5.3. A la izquierda se presenta la aceptación y a la derecha la eficiencia de la reconstrucción, tal y como se encuentran definidas por las ecuaciones 4.6 y 4.7.	58
5.4. Eficiencia de la selección para los 4 intervalos de $p_T$ , tal y como se encuentra definida por la Ecuación 4.8.	58
5.5. Espectro de la $\phi$ al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros obtenidos previamente, $0 < p_T \leq 0.5$ GeV y $0.5 < p_T \leq 1.2$ GeV.	59
5.6. Espectro de la $\phi$ al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros obtenidos previamente, $1.2 < p_T \leq 2.5$ GeV y $2.5 < p_T \leq 5.0$ GeV.	59



5.7. Comparación de la $\phi$ reconstruida con el Monte Carlo para $0 < p_T \leq 0.5$ Gev y $0.5 < p_T \leq 1.2$ Gev. . . . .	60
5.8. Comparación de la $\phi$ reconstruida con el Monte Carlo para $1.2 < p_T \leq 2.5$ Gev y $2.5 < p_T \leq 5.0$ Gev. . . . .	60
5.9. Ruido combinatorio y señal de la $\phi$ usando PID. . . . .	61
5.10. Espectro de la $\phi$ al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros ya obtenidos, $0 < p_T \leq 0.5$ Gev y $0.5 < p_T \leq 1.2$ Gev y usando el identificador de partículas. . . . .	61
5.11. Espectro de la $\phi$ al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros ya obtenidos, $1.2 < p_T \leq 2.5$ Gev y $2.5 < p_T \leq 5.0$ Gev usando el PID. . . . .	62
5.12. Comparación de la $\phi$ reconstruida con el Monte Carlo para $0 < p_T \leq 0.5$ Gev y $0.5 < p_T \leq 1.2$ Gev. . . . .	62
5.13. Comparación de la $\phi$ reconstruida con el Monte Carlo para $1.2 < p_T \leq 2.5$ Gev y $2.5 < p_T \leq 5.0$ Gev. . . . .	63
5.14. A la izquierda se tiene la eficiencia del PID obtenida a través de la Ecuación 4.9. A la derecha se grafica el factor de corrección en escala logarítmica con y sin usar el PID (Ecuaciones 4.11 y 4.12). . . . .	63
5.15. Comparación entre el número de $\phi$ 's aceptadas y las reconstruidas una vez que son multiplicadas por el factor de corrección. . . . .	64
5.16. Distribución de masa invariante de la $\omega^0(782)$ a la izquierda y la $\rho^0(770)$ a la derecha. Ambas gráficas se obtienen a través de PYTHIA. . . . .	65
5.17. Espectro de masa invariante de la $\omega + \rho \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ con $ y  < 0.9$ y $0.5 < p_T \leq 1.2$ a nivel del generador. . . . .	65
5.18. Izquierda: Ruido combinatorio y señal. Derecha: Señal. En ambos casos se toma $R = 1$ en la ecuación 4.5. . . . .	66
5.19. Gráficas que ya tienen el reescalamiento del ruido. A la izquierda se tiene el ruido combinatorio y señal. A la derecha las diferentes partículas y sus decaimientos que contribuyen a la señal de la $\omega + \rho$ . . . . .	67
5.20. A la izquierda se presenta la aceptación y a la derecha la eficiencia de la reconstrucción para el caso de la $\omega + \rho$ . . . . .	68
5.21. Eficiencia de la selección para la $\omega + \rho$ en los 4 intervalos de $p_T$ . . . . .	68

5.22. Espectro de la $\omega + \rho$ al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros obtenidos previamente, $0 < p_T \leq 0.5$ GeV y $0.5 < p_T \leq 1.2$ GeV. . . . .	69
5.23. Espectro de la $\omega + \rho$ al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros obtenidos previamente, $1.2 < p_T \leq 2.5$ GeV y $2.5 < p_T \leq 5.0$ GeV. . . . .	69
5.24. Comparación de la $\omega + \rho$ reconstruida con el Monte Carlo para $0 < p_T \leq 0.5$ GeV y $0.5 < p_T \leq 1.2$ GeV. . . . .	70
5.25. Comparación de la $\omega + \rho$ reconstruida con el Monte Carlo para $1.2 < p_T \leq 2.5$ GeV y $2.5 < p_T \leq 5.0$ GeV. . . . .	70
5.26. Ruido combinatorio y señal de la $\omega + \rho$ usando PID. . . . .	71
5.27. Espectro de la $\omega + \rho$ al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros ya obtenidos, $0 < p_T \leq 0.5$ GeV y $0.5 < p_T \leq 1.2$ GeV y usando el identificador de partículas. . . . .	71
5.28. Espectro de la $\omega + \rho$ al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros ya obtenidos, $1.2 < p_T \leq 2.5$ GeV y $2.5 < p_T \leq 5.0$ GeV usando el PID. . . . .	71
5.29. Comparación de la $\omega + \rho$ reconstruida con el Monte Carlo para $0 < p_T \leq 0.5$ GeV y $0.5 < p_T \leq 1.2$ GeV. . . . .	72
5.30. Comparación de la $\omega + \rho$ reconstruida con el Monte Carlo para $1.2 < p_T \leq 2.5$ GeV y $2.5 < p_T \leq 5.0$ GeV. . . . .	72
5.31. A la izquierda se tiene la eficiencia del PID. A la derecha se gráfica el factor de corrección con y sin usar el PID. . . . .	73
5.32. Comparación entre el número de $\omega$ 's y $\rho$ 's aceptadas y las reconstruidas una vez que son multiplicadas por el factor de corrección. . . . .	73
C.1. Potencial de la ecuación de Schrödinger para las diferentes regiones dadas por 2.2. . . . .	86



# Lista de tablas

1.1. Los campos del Modelo Estándar y sus números cuánticos. . . . .	7
1.2. Quarks. . . . .	9
1.3. Leptones. . . . .	9
1.4. Bosones de norma. . . . .	9
3.1. Características del haz que circulará en el LHC. . . . .	28
4.1. Propiedades de las partículas a estudiar. . . . .	45
4.2. Número de clusters en la TPC. . . . .	46
4.3. Número de clusters en la TPC/NGL. . . . .	47
4.4. Parámetro de impacto. . . . .	48
5.1. S/R, significancia y $\phi^0(1020)$ reconstruidos . . . . .	56
5.2. S/R, significancia y $\omega^0(782)+\rho^0(770)$ reconstruidos . . . . .	64



# Capítulo 1

## El Modelo Estándar

Uno de los conocimientos más profundos de la Física de Partículas adquirido por el ser humano en el siglo pasado es que las interacciones están regidas por simetrías. De tal forma que imponiendo una simetría de norma a las ecuaciones, se ha llegado a modelar el comportamiento de las partículas elementales con una precisión y exactitud nunca antes vista. En el presente capítulo se construirá paso a paso el Modelo Estándar, el cual es el marco teórico que se tiene para estudiar a los componentes más básicos de la materia, todo esto en base a las simetrías de norma.

### 1.1. Simetrías globales y locales (de norma)

Decimos que algún Lagrangiano presenta una simetría de norma cuando es invariante ante una transformación del tipo

$$\psi(x) \longrightarrow \psi'(x) = e^{-i\tau \cdot \Theta} \psi(x) \quad (1.1)$$

donde  $\psi(x)$  es la función de onda,  $\tau$  los generadores del grupo de dicha transformación y  $\Theta$  los parámetros de ésta. Cuando estos últimos no dependen de las coordenadas, decimos que se trata de una transformación global, mientras que si existe esa dependencia, se tiene una transformación local o transformación de norma.

### 1.2. Electrodinámica Cuántica (QED)

Consideremos el Lagrangiano para un electrón libre [Qui97]

$$L = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.2)$$

y le aplicamos la transformación de norma 1.1, pero ahora  $\tau = 1$  y  $\Theta = \alpha(x)$ , es decir, la transformación será local y perteneciente al grupo  $U(1)$ . Para que 1.2 sea invariante

bajo esta transformación, es necesario reemplazar la derivada ordinaria por la llamada derivada covariante

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu$$

donde  $A_\mu$  es un bosón del campo que se transforma como

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha$$

y con esto se tendrá que el Lagrangiano original será invariante bajo la transformación de norma aplicada:

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\psi\psi = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu.$$

Pero además, para tener una descripción completa, es necesario un término que describa la energía cinética del campo de norma. Este nuevo término también debe preservar su forma ante la transformación propuesta, lo indica que dicho término solo puede depender del bosón del campo y sus derivadas, es decir, debe contener el tensor de esfuerzos del campo

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.3)$$

Ya con todo esto podemos escribir el Lagrangiano de QED:

$$L = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.4)$$

Esta ecuación nos indica que [CL82]:

1. Añadir un término de masa está prohibido por la invarianza de norma, lo cual indica que la partícula de norma, el fotón para este caso, no tiene masa.
2. El acoplamiento del fotón con el electrón está contenido en el término de la derivada covariante.
3. El fotón no tiene acoplamientos con él mismo, ya que no posee carga.

### 1.3. Cromodinámica Cuántica (QCD)

A mediados del siglo pasado, Yang y Mills generalizaron las transformaciones de norma a grupos  $SU(N)$  no abelianos, lo cual nos lleva a una transformación del campo más general. Históricamente la primera aplicación exitosa de la teoría Yang-Mills fue la unificación de la fuerza débil y la electromagnética, sin embargo, primero se presenta la teoría de norma de la interacción fuerte (QCD) ya que su estructura es una introducción más simple a la teoría de Yang-Mills.

En QCD se tienen tres campos para cada sabor de quark, los cuales se acomodan en tripletes de color:  $q^T = (q_r, q_g, q_b)$  donde los subíndices de las entradas indican rojo, verde y azul, respectivamente. El Lagrangiano libre es [HM84],[CG98]:

$$L = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m)q. \quad (1.5)$$

Ahora vamos a requerir que la anterior ecuación sea invariante bajo una transformación de norma local de la forma

$$q(x) \longrightarrow Uq(x) \equiv e^{i\alpha_a(x) \lambda_a} q(x)$$

aquí  $A_a$  con  $a = 1, \dots, 8$  es un conjunto de matrices de  $3 \times 3$  linealmente independientes y con traza igual a cero conocidas como matrices de Gell-Mann, las cuales son las generadoras del grupo  $SU(3)$ , que es al que pertenece QCD.

De nueva cuenta utilizamos la derivada covariante que definimos como

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_3 A_a G_\mu^a$$

donde  $g_3$  es la constante de acoplamiento fuerte y  $G_\mu^a$  se transforma de la siguiente forma

$$G_\mu^a \longrightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g_3} \partial_\mu \alpha - f_{abc} \alpha_b G_\mu^c \quad (1.6)$$

siendo  $f_{abc}$  las constantes de estructura del grupo en el que estamos trabajando. Ya con esto tendremos que el Lagrangiano será invariante bajo la transformación propuesta, pero de nueva cuenta debemos tener un término que describa la energía cinética del bosón de campo. Este término será

$$-\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$$

para el cual:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_3 f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c. \quad (1.7)$$

Con todo lo anterior finalmente llegamos al Lagrangiano de QCD invariante de norma:

$$L = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g_3 (\bar{q}\gamma^\mu A_a q) G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}.$$

Dado que existen 6 quarks y 8 gluones, podemos poner la anterior ecuación como:

$$L = \sum_{f=1}^6 [\bar{q}_f i\gamma^\mu (\partial_\mu + ig_3 A_a G_\mu^a) q_f - m_f \bar{q}_f q_f] - \sum_{a=1}^8 \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}. \quad (1.8)$$

De esta ecuación podemos inferir:

1. Nuevamente el bosón de norma no posee masa



2. Se puede apreciar la naturaleza no-Abeliana del tensor de esfuerzos  $G^a_{\mu\nu}$  en el último término de la ecuación 1.7.
3. El término de energía cinética incluye la interacción del bosón de norma con él mismo hasta un grado cuártico.

## 1.4. La teoría Electrodébil

Hasta ahora tanto QED como QCD han sido relativamente fáciles de construir. Esto radica en que las partículas intermediarias de dichas interacciones, el fotón y el gluón, no poseen masa. Esto ha sido de gran alivio, pues como se vió en las secciones precedentes, un término de masa no será invariante bajo una transformación de norma. Sin embargo, para el caso de la unificación de la fuerza electromagnética y la débil (teoría Electrodébil) es necesario que los bosones intermediarios posean masa.

### 1.4.1. Rompimiento espontáneo de la simetría

Consideremos un Lagrangiano que describe un campo escalar complejo  $\varphi$  y dado por la expresión [AH04]

$$L = (\partial_\mu \varphi)(\partial^\mu \varphi^*) - m^2 \varphi^* \varphi - A(\varphi^* \varphi)^2.$$

Ahora aplicamos una transformación de norma local al Lagrangiano tal y como lo hicimos en la sección 1.2, de tal forma que con el procedimiento ya conocido se llega a

$$L = (\partial_\mu + ieA_\mu)\varphi(\partial^\mu - ieA^\mu)\varphi^* - m^2 \varphi^* \varphi - A(\varphi^* \varphi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}. \quad (1.9)$$

Tomado  $m^2 < 0$  y  $A > 0$  pues de esta forma el valor de expectación del vacío es diferente de cero. Ahora bien, escribamos  $\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_1 + i\varphi_2)$  para obtener un potencial ( Figura 1.1 ) donde el mínimo cumple

$$\varphi_1^2 + \varphi_2^2 = v^2 = -\frac{m^2}{A}$$

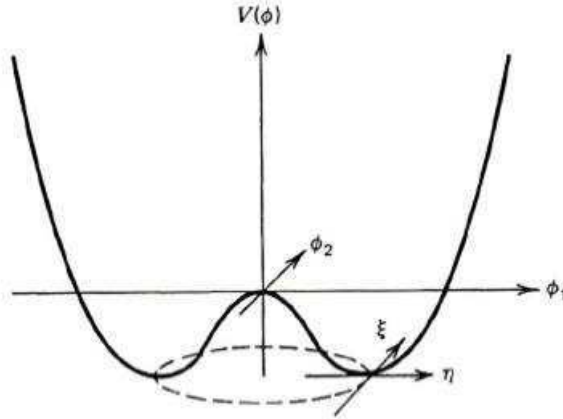


Figura 1.1: Potencial  $V(\varphi) = m^2\varphi^*\varphi + A(\varphi^*\varphi)^2$  para un campo escalar complejo para el caso  $m^2 < 0$  y  $A > 0$ . Las líneas punteadas marcan la región de mínimo potencial.

y hacemos un desarrollo alrededor de la circunferencia donde la segunda derivada del potencial es positiva, de tal forma que escogemos  $\varphi_1 = v$  y  $\varphi_2 = 0$  y escribimos

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x)).$$

El procedimiento que acabamos de realizar, en el que se escoge de forma arbitraria el valor del vacío físico de entre un número infinito de posibilidades, se conoce como rompimiento espontáneo de la simetría. Insertando  $\varphi(x)$  en 1.9 tendremos que

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - v^2 A \eta^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu A^\mu \\ & - ev A_\mu \partial^\mu \xi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \text{términos de interacción} \end{aligned} \quad (1.10)$$

aquí podemos observar que el bosón de norma ha adquirido  $\sqrt{\text{masa}}$ , cuyo valor es  $m_{A_\mu} = ev$ . De igual forma se tiene que para el escalar  $\eta$ ,  $m_\eta = \sqrt{2}Av$ . Sin embargo se ha originado una partícula  $\xi$  no masiva, a la que se le conoce como bosón de Goldstone. Para evitar este problema hay que darnos cuenta de que

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x)) \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x))e^{i\xi(x)/v}$$

de tal forma que podemos apreciar que los campos están relacionados por una transformación de norma a primer orden y por consiguiente los podemos eliminar definiendo una nueva norma, la cual es conocida como norma unitaria:

$$\varphi \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h(x))e^{i\theta(x)/v} \quad \text{y} \quad A_\mu \longrightarrow A_\mu + \frac{1}{ev} \partial_\mu \theta.$$

Introduciendo esto en 1.9 se tendrá que

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - v^2 A h^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 A_\mu A^\mu - A v h^3 - \frac{1}{4} A h^4 \\ & + \frac{1}{2} e^2 A_\mu A^\mu h^2 + v e^2 A_\mu A^\mu h - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Donde podemos apreciar que ha desaparecido el bosón de Goldstone, ya que ha sido absorbido por el bosón de norma para que éste obtenga su masa, a este procedimiento se le conoce como mecanismo de Higgs. De igual manera, el escalar  $h$  que aparece en 1.11 y que provee de masa a la mediadora de la interacción se le conoce como bosón de Higgs.

### 1.4.2. El modelo de Glashow-Salam-Weinberg (GSW)

Este modelo pertenece al grupo de simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , donde las constantes de acoplamiento son  $g_2$  y  $g_1$  respectivamente. Denotaremos  $T_a$  a los 3 generadores del isospin, mientras que al de la hypercarga lo escribiremos como  $Y$ . Estos últimos están relacionadas con el generador de la carga eléctrica por medio de la relación Gell-Mann-Nishijima  $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ .

A continuación se acomodan las componentes izquierdas ( $\psi^L(x) = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi(x)$ ) de los campos fermiónicos en dobletes y las componentes derechas ( $\psi^R(x) = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi(x)$ ) en singuletes, tal y como se muestra en la tabla 1.1. Nótese que en dicha tabla el índice recorre los 3 dobletes-singuletes de los leptones y los quarks incluyendo los tres colores de estos últimos, sin embargo, y para efectos de hacer más fácil la notación, suprimiremos el índice de color. Ahora bien, escribimos el Lagrangiano de Dirac (1.2) pero ahora sin la componente de masa en términos de los dobletes y singuletes izquierdos y derechos, al cual le imponemos una simetría de norma  $SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$\mathcal{L} = i[\bar{e}_R^i \gamma_\mu \partial^\mu e_R^i + \bar{L}_L^i \gamma_\mu \partial^\mu L_L^i + \bar{u}_R^i \gamma_\mu \partial^\mu u_R^i + \bar{d}_R^i \gamma_\mu \partial^\mu d_R^i + \bar{Q}_L^i \gamma_\mu \partial^\mu Q_L^i]$$

$$Q_L^i, L_L^i \longrightarrow Q_L^i, L_L^i = e^{iT \cdot \alpha(x)/2 + i\beta(x)Y/2} Q_L^i, L_L^i$$

$$u_R^i, d_R^i, e_R^i \longrightarrow u_R^i, d_R^i, e_R^i = e^{i\beta(x)Y/2} u_R^i, d_R^i, e_R^i$$

y para asegurar la invariancia del Lagrangiano bajo esta transformación, nuevamente debemos sustituir la derivada ordinaria por la derivada covariante

$$D_\mu Q_L^i, L_L^i = (\partial_\mu - \frac{i}{2} g_2 T_a \cdot W_\mu^a + \frac{i}{2} g_1 B_\mu) Q_L^i, L_L^i \quad (1.12)$$

$$D_\mu u_R^i, d_R^i, e_R^i = (\partial_\mu + \frac{i}{2} g_1 B_\mu) u_R^i, d_R^i, e_R^i \quad (1.13)$$

donde  $W_\mu^a$  son los 3 campos de norma para el grupo  $SU(2)_L$  y  $B_\mu$  es el correspondiente para  $U(1)_Y$ .

Tabla 1.1: Los campos del Modelo Estándar y sus números cuánticos.

	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$T$	$T_3$	$Q$		
$Q_L^i = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	3	2	1/6	1/2	+1/2	+2/3
$u_R^i = u_R$	$e_R$	$t_R$	3	1	2/3	0	0	+2/3
$d_R^i = d_R$	$s_R$	$b_R$	3	1	-1/3	0	0	-1/3
$L_L^i = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	1	2	-1/2	1/2	+1/2	0
$e_R^i = e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$	1	1	-1	0	0	-1
$\nu_R^i = \nu_R^e$	$\nu_R^\mu$	$\nu_R^\tau$	0	0	0	0	0	0
$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$			1	2	1/2	1/2	+1/2	+1
							-1/2	0

Añadiendo los términos cinéticos para los campos de norma como ya hemos hecho anteriormente obtenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_1 = & \sum_i (\overline{L}_L^i i \not{D} L_L^i + \overline{Q}_L^i i \not{D} Q_L^i) + \sum_i (\overline{e}_R^i i \not{D} e_R^i + \overline{u}_R^i i \not{D} u_R^i + \overline{d}_R^i i \not{D} d_R^i) \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.14)$$

donde la definición de los últimos dos términos está dada por 1.3 y 1.7 respectivamente.

Para introducir términos de masa a los bosones mediadores de la fuerza débil utilizaremos el mecanismo de Higgs para romper la simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  pero preservando la  $U(1)$  y así tener al fotón no masivo. Para este fin postulamos la existencia de un doblete de isospin de dos campos escalares complejos que se acople de una forma invariante de norma a los bosones vectoriales. Además necesitamos que uno de los campos complejos sea eléctricamente neutro, que su valor de expectación no sea cero y con  $Y_\phi = \pm 1$ . Dadas estas consideraciones podemos escribir entonces

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_2 = & - \sum_{i,j} (\overline{L}_L^i G_{i,j}^l e^j \phi + i \overline{Q}_L^i G_{i,j}^u u^j \sigma_2 \phi^* + \overline{Q}_L^i G_{i,j}^d d^j \phi + \text{hermitianos conjugados}) \\ & + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - m^2 \phi^\dagger \phi + A(\phi^\dagger \phi)^2 \end{aligned} \quad (1.15)$$

aquí  $G^f$  son las matrices de acoplamiento de Yukawa. Sumando 1.14 y 1.15 obtenemos el Lagrangiano de la Teoría Electrodébil, de tal forma que al escribirlo completo y de forma explícita (ver [MBJ01]) se pueden obtener las siguientes conclusiones:

1. El bosón de Higgs es una partícula escalar y neutra con masa  $M_H = \sqrt{2} m$ .
2. Las masas de los bosones vectoriales es  $M_{W^\pm} = \frac{1}{2} g_2 v$  y  $M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} v$ . La notación de éste y el anterior punto se puede ver en la sección precedente.

3. El acoplamiento del Higgs a los campos fermiónicos es proporcional a la masa de estos.
4. El Higgs tiene interacciones con él mismo hasta un orden cuártico.
5. No existen corrientes neutras que cambien el sabor de los quarks en diagramas a nivel de árbol.
6. Sin embargo, en las interacciones quark-bosón  $W^\pm$  existe una matriz diferente de la identidad que permite la mezcla de quarks, la cual lleva por nombre matriz CKM.

## 1.5. El Modelo Estándar (MS)

Existen dos formas de dar a conocer el MS, una es como lo hemos venido haciendo hasta ahora, es decir, en términos de densidades Lagrangeanas. La segunda es presentando las partículas que hasta hoy en día se consideran como los bloques fundamentales de la materia, así como los bosones de norma, que son los encargados de la interacción entre éstas.

### 1.5.1. El Lagrangiano

El MS es una teoría basada en los campos mostrados en la Tabla 1.1 y las simetrías de norma  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Una vez que estas simetrías y los campos con sus números cuánticos están especificados, el Lagrangiano del MS queda determinado por la invariancia de norma, localidad y renormalización. El Lagrangiano del MS puede dividirse en varias partes [Qua06],[Sar08]:

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{Norma} + \mathcal{L}_{Materia} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs}. \quad (1.16)$$

El primer término es puramente el Lagrangiano de norma, el cual está dado por

$$\mathcal{L}_{Norma} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

donde está contenida la energía cinética de los bosones de norma así como las interacciones con ellos mismos. El siguiente término en 1.16 es

$$\mathcal{L}_{Materia} = i\bar{Q}_L^i \not{D} Q_L^i + \bar{u}_R^i i\not{D} u_R^i + \bar{d}_R^i i\not{D} d_R^i + \bar{L}_L^i i\not{D} L_L^i + \bar{e}_R^i i\not{D} e_R^i$$

aquí se tiene la energía cinética de los fermiones y sus interacciones con los campos de norma que están contenidos en las derivadas covariantes. Es importante aclarar que como ya se incluye la interacción fuerte, a las derivadas covariantes dadas por 1.12 y 1.13 habrá que añadirles a ambas ecuaciones el término gluónico dado por  $ig_3 A_a G_\mu^a$

El tercer término de 1.16 es la interacción del campo del Higgs con los fermiones, la cual es del tipo Yukawa y de ahí se origina el nombre de esta parte

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = iG^u \overline{Q^i} j_2 \quad d \overline{Q^i} j_1 \quad e \overline{L^i} j_R \phi + \text{hermitianos conjugados.}$$

Finalmente tenemos el Lagrangiano del Higgs que tiene la expresión

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi + A(\phi^\dagger \phi)^2,$$

esta parte contiene la energía cinética del campo del Higgs, sus interacciones de norma y el potencial. Se puede ver que, dados los valores de la Tabla 1.1 solo se genera masa para los bosones  $W^\pm$  y  $Z$ .

### 1.5.2. Las partículas

En las siguientes tablas se sintetizan los resultados obtenidos en las últimas décadas por parte de la Física Experimental de Altas Energías [Gro06].

La Tabla 1.2 presenta las masas y cargas de los quarks. En la Tabla 1.3 se tiene la masa y carga de todos y cada uno de los leptones. Nótese que en ambos casos las líneas de separación horizontales sirven para delimitar los quarks y leptones que pertenecen a la misma familia-generación. De igual forma, hay que tener en cuenta que todas las anteriores partículas poseen espín  $\frac{1}{2}$  y por consiguiente son fermiones. Finalmente, la Tabla 1.4 muestra las características de los bosones vectoriales (espín 1), donde la cuarta columna de izquierda a derecha se refiere a la fuerza en la que dicho bosón es intermediario.

Tabla 1.2: Quarks.

Sabor	Carga (e)	Masa (MeV)
u	$\frac{2}{3}$	1.5 – 3.0
d	$-\frac{1}{3}$	3 – 7
c	$\frac{2}{3}$	$95 \pm 25$
s	$-\frac{1}{3}$	$1,250 \pm 90$
t	$\frac{2}{3}$	$4,200 \pm 70$
b	$-\frac{1}{3}$	$174,000 \pm 3,300$

Tabla 1.3: Leptones.

Leptón	Carga (e)	Masa (MeV)
e	-1	$.510 \pm 4 \times 10^{-8}$
$\nu_e$	0	$< 2 \times 10^{-3}$
$\mu$	-1	$105.658 \pm 9 \times 10^{-6}$
$\nu_\mu$	0	$< 2 \times 10^{-3}$
$\tau$	-1	$1,776.99 \pm .29$
$\nu_\tau$	0	$< 2 \times 10^{-3}$

Tabla 1.4: Bosones de norma.

Símbolo	Nombre	Carga (e)	Fuerza	Masa (GeV)
$\gamma$	Fotón	0	Electromagnética	0
$W^\pm$	Corrientes cargadas	$\pm 1$	Débil	$80.403 \pm 0.029$
$Z^0$	Corriente neutra	0	Débil	$91.1876 \pm 0.0021$
g	Gluón	0	Fuerte	0



# Capítulo 2

## Física de colisiones hadrónicas y nucleares

La forma en la que se prueba el Modelo Estándar es haciendo chocar partículas unas con otras. Los métodos más usuales son colisiones  $e^-e^+$ ,  $e^-p$ ,  $pp$  y  $AA$ , donde éste último hace referencia a núcleos. A lo largo de los últimos 40 años se han recabado una gran cantidad de datos que hasta la fecha han servido para dar más fuerza al marco teórico que se expuso anteriormente. En el presente capítulo se hablará de los conceptos básicos que se usan en los experimentos de Física de Altas Energías, los modelos fenomenológicos y sus consecuencias.

### 2.1. Colisiones protón-protón

Para entender la física que existe en las colisiones nucleares, primero se debe estudiar lo concerniente a las colisiones protón-protón, ya que como sabemos un núcleo atómico se encuentra compuesto por nucleones. En este caso, dado que los protones poseen carga eléctrica, son susceptible a ser manipulados por campos eléctricos y magnéticos, que son con los que se puede inducir una colisión entre partículas a altas energías.

#### 2.1.1. Generalidades

Una cantidad básica en las colisiones  $pp$  es la relacionada con la cantidad de partículas que se producen en cada uno de estos choques. Como bien sabemos, la masa y la energía son dos caras de la misma moneda, de tal forma que es claro que mientras mayor sea la energía con la que hagamos colisionar los protones, mayor será la cantidad de partículas producidas.

En el caso que tratamos, la sección eficaz total de reacción, está dada por:

$$\sigma_{\text{total}} = 48 + 0.522(\ln p)^2 + (-4.51)\ln p \quad \text{mb}$$



mientras que la sección eficaz elástica es:

$$\sigma_{\text{elástica}} = 11.9 + 26.9 p^{-1.21} + 0.169(\ln p)^2 + (-1.85)\ln p \quad \text{mb}$$

en ambos casos,  $p$  es el momento de uno de los proyectiles y claramente

$$\sigma_{\text{inelástica}} = \sigma_{\text{total}} - \sigma_{\text{elástica}}$$

Dentro de las colisiones inelásticas podemos discernir dos diferentes tipos. Una de ellas son las difractivas, las cuales son aquellas en las que los proyectiles que interactúan son excitados y pierden poca cantidad de energía, el resultado de esto es que la producción de partículas es muy pobre. Por el contrario, las colisiones no-difractivas son aquellas donde la cantidad de partículas originadas por la colisión es abundante.

Así mismo, de entre todas las partículas producidas, existe una clasificación dependiendo del momento transversal que acarrean. Aquellas que cumplen con que su  $p_t < 1$  GeV se les denomina partículas suaves, mientras que aquellas con  $p_t > 1$  GeV son llamadas partículas duras.

Los datos experimentales en colisiones pp muestran que el 80 %-90 % de las partículas que se producen son piones y el resto son básicamente nucleones, kaones, electrones y muones. A este número de partículas producidas se les conoce como multiplicidad. En un experimento real es mucho más fácil detectar a las partículas cargadas que aquellas que no poseen carga, por lo que es más común hablar de multiplicidad de partículas cargadas (figura 2.1).

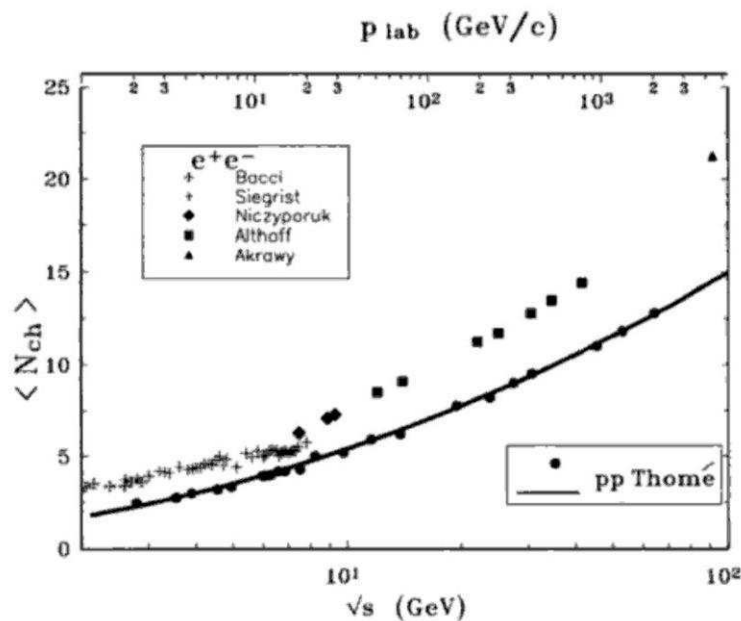


Figura 2.1: Multiplicidad de partículas cargadas en eventos pp y su comparación con colisiones electrón-positrón. La línea sólida es un ajuste logarítmico en  $s$ .

De entre las partículas producidas en colisiones pp, es muy común poder observar en las regiones de fragmentación, algunas que poseen un momento muy similar al que traían los proyectiles. A esto se le conoce como el efecto de la partícula líder. De tal forma que los eventos pp se diferencian de aquellas interacciones  $e^+e^-$  porque en estas últimas no se presenta el efecto de las partículas líder.

Ya con lo anterior, lo normal es preguntarse sobre la distribución espacial que tienen las partículas producidas. Como se menciona en el Apéndice A, cuando el momento de una partícula es mucho mayor que su masa en reposo, la rapidez y la pseudorapidez son prácticamente iguales, de tal forma que aprovechando que esta última involucra únicamente el ángulo al que es detectada una partícula, pues es más común su uso en la Física de Altas Energías (figura 2.2).

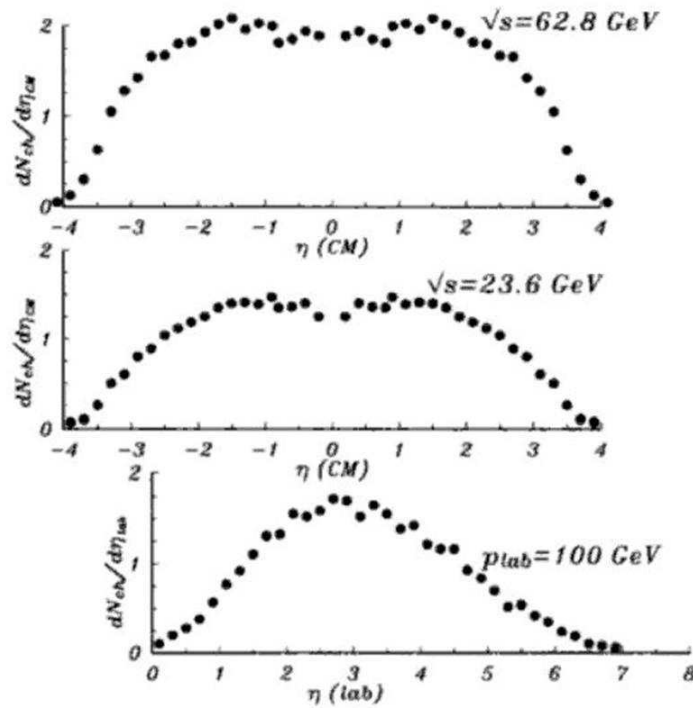


Figura 2.2: Distribución espacial de las partículas producidas en términos de la pseudorapidez. Los espectros son simétricos respecto a  $\eta = 0$  (CM) y al aumentar la energía de la colisión el espectro muestra una planicie en la región central.

### 2.1.2. Mecanismo de producción de partículas

La existencia de los 3 colores de quarks y los 6 sabores de estos, así como la naturaleza no-Abeliana de la Cromodinámica Cuántica, hacen que dicho campo de norma posea la propiedad conocida como libertad asintótica. Esto quiere decir que a grandes energías los partones se comportan como si estuvieran libres, mientras que para energías pequeñas la constante de acoplamiento crece [Gri08]:

$$\alpha_s(|q^2|) = \frac{12\pi}{(11n - 2n_f)\ln(|q^2|/\Lambda^2)} \quad |q^2| \gg \Lambda^2 \quad (2.1)$$

donde  $q$  es el momento transferido,  $n_f$  el número de sabores,  $n$  el número de colores y  $\Lambda$  un parámetro a obtener de los experimentos para prevenir las divergencias a bajas energías.

Fenomenológicamente, esto se representa como un potencial lineal proporcional a la separación entre quarks, razón por la cual se dice que QCD posee un potencial de confinamiento, donde la constante de proporcionalidad es la tensión de la cuerda  $k$ , la cual se estima que es del orden de  $1 \text{ GeV/fm}^{-1}$ . Por lo anterior, podemos imaginar un par quark-antiquark unidos por un "tubo de color" donde la partícula  $q_0$  con carga de color  $q$  se localiza en  $z = 0$  y su antipartícula con color  $-q$  en  $z = L$  (figura 2.3). El campo eléctrico de color  $\vec{E}$  dentro del tubo se encuentra dirigido en la dirección positiva del eje  $z$  y dicho tubo de color tiene una sección transversal de área  $A$ .

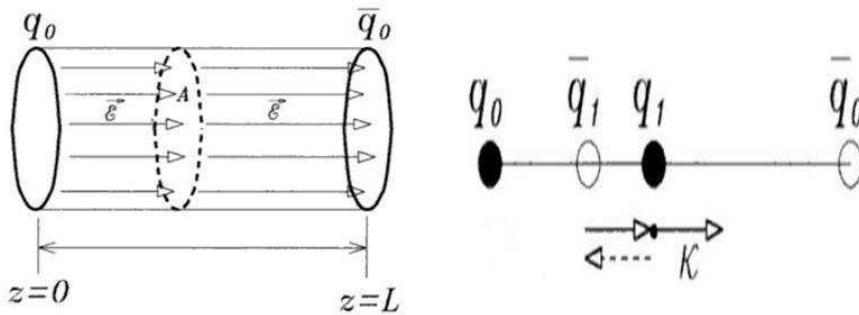


Figura 2.3: A la izquierda se muestra el campo eléctrico de color  $\vec{E}$  entre un quark  $q_0$  en  $z = 0$  y un antiquark  $\bar{q}_0$  en  $z = L$ . A la derecha se observa la producción de un quark-antiquark  $q_1\bar{q}_1$  y las fuerzas que se ejercen.

Cuando la separación  $L$  entre  $q_0$  y  $\bar{q}_0$  excede un cierto valor de umbral, la aparición de un quark  $q_1$  y su antiquark  $\bar{q}_1$  se hace posible, de tal forma que la fuerza que actúa en  $q_1$  debido a  $q_0$  se cancela por la fuerza ocasionada por  $\bar{q}_1$  (figura 2.3). A esto se le conoce como apantallamiento y por consiguiente el potencial que siente  $q_1$  es  $V(z) = -kz$ . De tal forma que podemos asociar  $V(z)$  como la componente espacial  $A_0(z)$  de un potencial  $A$  cuya parte temporal tomamos como cero. Así mismo, podemos discernir tres regiones con diferentes valores de potencial:

$$A_0(z) = \begin{cases} 0 & z \leq 0 \quad \text{Region I} \\ -kz & 0 \leq z \leq L \quad \text{Region II} \\ -kL & L \leq z \quad \text{Region III} \end{cases} \quad (2.2)$$

<sup>1</sup> En realidad el confinamiento es algo que aun no se ha podido entender del todo en la Física de Partículas y lo que aquí se presenta es de carácter puramente descriptivo

Ahora bien, considérese un quark con  $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$  en el mismo potencial estático. La figura 2.2 nos muestra  $A_0(z) + m_T$  por encima de la cual se tiene la región de energía positiva; así mismo se hace referencia a  $A_0(z) - m_T$ , donde lo que se encuentra abajo de esta línea punteada se conoce como la región de energía negativa. De acuerdo a la teoría del mar de Dirac, el vacío se encuentra lleno en todos sus niveles por partículas con energías negativas mientras que los niveles para las partículas con energía positiva se encuentran vacíos, de tal forma que una partícula que se encuentre en la región I negativa puede tunear la barrera de potencial y aparecer en la región III positiva dejando un hueco de donde salió, es decir, este mecanismo muestra cómo se pueden producir dichos pares de partícula-antipartícula.

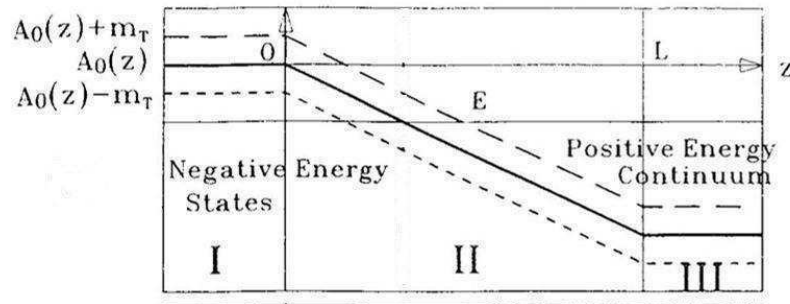


Figura 2.4: Potencial  $A_0(z)$  para la ecuación de Dirac dada por la expresión 2.2.

A partir de esto (ver Apéndice C) se obtiene una expresión que nos indica la tasa de producción de quarks en un campo eléctrico de color:

$$\frac{\Delta N}{\Delta t \Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{k^2}{4\pi^3} \exp \left[ -\frac{\pi m^2}{k} \right] \quad (2.3)$$

Usando esta expresión y las masas constituyentes  $m_u = m_d = 0.325 \text{ GeV}$  y  $m_s = 0.45 \text{ GeV}$  se obtiene que:

$$\frac{\text{Tasa de producción de } s\bar{s}}{\text{Tasa de producción de } u\bar{u}} = 0.214 \quad (2.4)$$

$$\frac{\text{Tasa de producción de } s\bar{s}}{\text{Tasa de producción de } q\bar{q} = s\bar{s}} = 0.107 \quad (2.5)$$

### 2.1.3. El modelo de la bolsa

Una forma muy sencilla de imaginarnos el confinamiento es pensar a los hadrones como una bolsa y los partones adentro de ésta, de tal manera que dicha bolsa ejercerá una cierta presión  $B$  sobre las partículas que contiene, pero a su vez, éstas harán lo mismo para equilibrar el sistema debido a su energía cinética. De esta forma, el confinamiento surge de forma natural en este modelo.

## 2.2. El Plasma de Quarks y Gluones

Sigamos empleando el modelo de la bolsa para visualizar a los hadrones. Por lo explicado, es fácil imaginar que la presión hacia afuera ejercida por los partones puede llegar a ser tal que rompa la bolsa que los contiene. Se dice entonces que ocurre una transición de fase entre la materia cromodinámica contenida en la bolsa y la desconfiada. A este nuevo estado de la materia se le conoce como Plasma de Quarks y Gluones (QGP).

Existen dos formas para que la presión ocasionada por los partones sea mayor que la de la bolsa que lo contiene:

1. La temperatura de los partones es muy alta.
2. La materia cromodinámica tiene una muy alta densidad de bariones.

### 2.2.1. QGP a altas temperaturas

Consideremos un sistema de quarks y gluones en equilibrio térmico, ocupando un volumen  $V$ , con potencial barioquímico nulo (igual número de quarks y antiquarks). Si tomamos quarks, antiquarks y gluones no masivos y no interactuantes, la presión de este sistema está dada por

$$P = [g_g + \frac{7}{8} \times (g_q + g_{\bar{q}})] \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (2.6)$$

donde  $g_g$ ,  $g_q$  y  $g_{\bar{q}}$  son los factores de degeneración de los gluones (8, pero con 2 polarizaciones cada uno), quarks y antiquarks. Para el caso de estos últimos:

$$g_q = g_{\bar{q}} = N_c N_s N_f$$

con  $N_c$  el número de colores (3),  $N_s$  los spins (2) y  $N_f$  los sabores (tomamos 2). Con esto se obtiene que  $P = 37\pi^2 T^4 / 90$ , por lo que la temperatura crítica a partir de la cual la bolsa ya no podrá contener a los partones será cuando la presión que estos generan sea mayor a la presión de la bolsa ( $B$ ), de tal forma que:

$$T_c = \frac{90}{37\pi^2} B^{1/4}. \quad (2.7)$$

Si tomamos  $B^{1/4} = 206 \text{ MeV}$  ([Won94]) encontraremos que  $T_c \sim 144 \text{ MeV}$ .

### 2.2.2. QGP con alta densidad bariónica

Ahora veamos cómo producir el Plasma de Quarks y Gluones aun cuando  $T = 0$  pero con la condición de que el contenido bariónico del sistema vaya aumentando. Debido al principio de exclusión de Pauli, conforme tengamos más y más partones, estos tendrán

que ir ocupando niveles de energía cada vez mayores hasta que la presión que genere toda esta cantidad de materia en la bolsa ya no la pueda contener y se propicie así un estado desconfinado de quarks y gluones rico en número bariónico.

Empecemos escribiendo el número de posibles estados en un volumen  $V$  en la configuración de momentos:

$$\frac{g_q V}{(2\pi)^3} 4\pi p^2 dp$$

dada la naturaleza fermiónica de los quarks y antiquarks, cada estado no puede ser ocupado por dos de estos si tienen los mismos números cuánticos, por lo que la cantidad máxima de quarks por volumen (densidad) hasta el nivel de momento de Fermi  $\mu_q$  es de

$$N_q = \frac{g_q V}{(2\pi)^3} \int_0^{\mu_q} 4\pi p^2 dp = \frac{g_q V}{6\pi^2} \mu_q^3$$

de tal forma que la densidad de quarks será

$$n_q = \frac{N_q}{V} = \frac{g_q}{6\pi^2} \mu_q^3. \quad (2.8)$$

Mientras que la densidad de energía será:

$$e_q = \frac{E_q}{V} = \frac{g_q}{(2\pi)^3} \int_0^{\mu_q} 4\pi p^3 dp = \frac{g_q}{8\pi^2} \mu_q^4$$

usando la relación entre presión y energía:

$$P_q = \frac{1}{3} \frac{E}{V} = \frac{g_q}{24\pi^2} \mu_q^4 \quad (2.9)$$

la transición de fase se dará cuando la presión ejercida por los partones sea mayor a una presión crítica, que a su vez es igual a la de la bolsa que los contiene y resolviendo para  $\mu_q$ :

$$\mu_q = \left( \frac{24\pi^2}{g_q} B \right)^{1/4}$$

De tal forma que la densidad necesaria para lograr la transición de fase se conoce al insertar esta última ecuación en 2.8

$$n_B(\text{QGP}) = \frac{4}{3} \frac{h}{24\pi^2} g_q^{-1/4} B^{3/4}. \quad (2.10)$$

Tomando los mismos valores numéricos que en el caso anterior, para  $g_q$  y  $B$  obtenemos que  $n_B(\text{QGP}) = 0.72/\text{fm}^3$  y  $\mu_{u,d} = 434 \text{ MeV}$ , lo cual es alrededor de 5 veces mayor que la densidad nuclear normal ( $n_B = 0.14/\text{fm}^3$ ) y casi el doble de momento de Fermi ( $\mu = 251$ ).

### 2.2.3. Espacio fase de QCD

En la figura 2.5 se observa el espacio fase de QCD, ahí se muestra que la materia nuclear que conocemos existe para bajas temperaturas y densidad bariónica semejantes a la materia nuclear. Sin embargo, si llegamos a comprimir un núcleo lo suficiente, podemos realizar una transición de fase al Plasma de Quarks y Gluones rico en bariones, aun cuando la temperatura permanezca nula. Si por el contrario, en vez de comprimirla la calentamos, volveremos a tener el nuevo estado de la materia desconfinado [Tak07].

Cabe aclarar que la existencia de un punto crítico donde coexisten el Gas Hadrónico y el QGP también es posible.

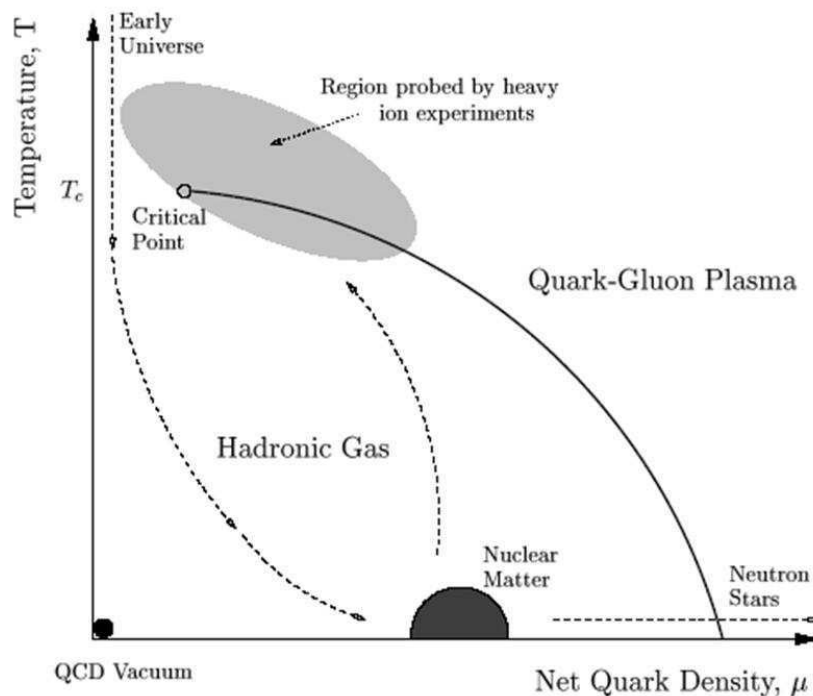


Figura 2.5: Espacio fase de QCD en el plano de la temperatura  $T$  y el potencial bariónico  $\mu$ .

### 2.2.4. ¿Dónde se le puede encontrar?

Las formas de producir el Plasma de Quarks y Gluones son: a temperaturas muy elevadas o en medios con una alta densidad de materia (figura 2.5).

El orden de magnitud de la temperatura al que se piensa se puede producir dicho estado de QCD es de unos 150 MeV, lo cual corresponde a una temperatura aproximadamente 100,000 veces más caliente que en el núcleo de nuestro sol. La pregunta es: ¿dónde podemos encontrar dichas condiciones? Hoy en día, la teoría del Big Bang es la más aceptada para explicar el origen del universo, en donde se dice que todo lo que hoy conocemos se encontraba concentrado en un solo punto, de tal forma que al hacer

explosión dió origen a lo que llamamos planetas, estrellas, galaxias, etc... Siguiendo este mismo razonamiento, se cree que unos cuantos microsegundos después del estallido existieron las condiciones de temperatura elevadas para que los quarks y gluones no se encuentren en confinamiento.

Para el otro mecanismo de formación, en el que se necesitan grandes densidades de materia, se especula que las regiones ideales para encontrar este plasma sería en las estrellas de neutrones. La razón es porque dichas estrellas llegan a poseer varias masas solares en regiones relativamente pequeñas <sup>2</sup>.

## 2.3. Signaturas del Plasma de Quarks y Gluones

A principios de la década de los 80's se propuso una de las posibles signaturas que se pueden medir para verificar la formación del Plasma de Quarks y Gluones [RM82]. Desde aquel entonces, a esta propuesta se le conoce como la sobreproducción de extrañesa, la cual se ha convertido en un área de investigación muy activa. También se han hecho propuestas de cómo identificar este nuevo estado de la materia haciendo uso de resonancias. A continuación se detallan estos dos mecanismos.

### 2.3.1. Sobreproducción de extrañesa

Este concepto se basa principalmente en dos hechos:

- Restauración parcial de la simetría quiral.
- Tiempo en el que la producción de extrañesa alcanza el equilibrio.

#### Restauración parcial de la simetría quiral

Como se vió en el capítulo anterior, en el marco del Model Estándar es común separar los campos fermiónicos según su quiralidad (componentes izquierdas y derechas), donde el término que los acopla es su masa  $m$ . Al hacer tender esta última a cero, las componentes izquierdas y derechas se encontrarán desacopladas, de tal forma que el Lagrangeano de QCD con 3 quarks no masivos será independiente ante rotaciones quirales. Razón por la cual se dice que en el límite de masas nulas, QCD posee simetría quiral.

En colisiones nucleares el contenido inicial de extrañesa es cero, ya que como sabemos, los nucleones tienen únicamente como constituyentes quarks de la primera familia. Los demás sabores de quarks se encuentran solamente en el mar, por consiguiente, la materia extraña que se pueda encontrar después de una colisión nuclear a altas energías tiene que ser forzosamente creada por la colisión. Pero además de esto se encuentra el hecho

---

<sup>2</sup> Para mayor información sobre el Plasma de Quarks y Gluones en Astrofísica se puede consultar [KYM05]



de que el número cuántico  $S$  es una cantidad conservada, razón por la cual cada quark extraño debe ser creado junto con su antipartícula.

Ahora bien, tomemos en cuenta que en un gas puramente hadrónico la energía que se requiere para producir una partícula extraña es muy alta. Por ejemplo, la creación de una partícula  $\Lambda$  se realiza predominantemente por medio de la reacción  $\pi + N \rightarrow K + \Lambda$  con una energía en centro de masa de 530 MeV. Sin embargo, resultados obtenidos por medio de QCD en la red predicen que debido a la transición de fase ocasionada por el desconfinamiento de los partones produciría una especie de restauración de la simetría quiral, donde la masa de los quarks es menor a que si estuvieran contenidos en los hadrones. En este nuevo estado de la materia, el umbral de energía necesario para la producción de un par  $s\bar{s}$  será de aproximadamente 300 MeV.

El hecho de que los quarks no posean masa nula en el QGP, pero sí una mucho menor en relación a su masa constituyente al estar confinados dentro de la bolsa hadrónica hace que la restauración de esta simetría sea solo de forma parcial y no total.

En este medio, la sección eficaz de producción debido a quarks es prácticamente la misma que la que se obtiene por gluones. En la figura 2.6 se pueden ver los diagramas de Feynman a primer orden para los principales mecanismos de producción de  $s\bar{s}$ .

Sin embargo, la principal contribución a la producción de extrañesa será debido a la gran abundancia de gluones existentes en el Plasma. Se estima que la proporción del número de gluones será aproximadamente 5 veces mayor a la de los quarks [LR04].

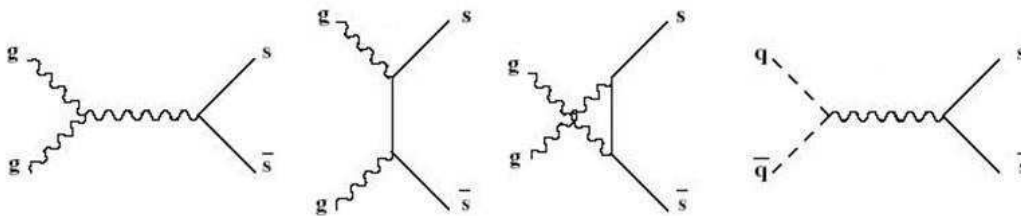


Figura 2.6: Diagramas de Feynman a primer orden que muestran cómo se podrían producir quarks extraños en el Plasma de Quarks y Gluones.

## Equilibrio

Como puede uno imaginarse, la producción de quarks extraños no puede seguir de forma indefinida, debe haber un momento en el que la tasa de producción y aniquilación de extrañesa sean iguales. El tiempo que se tarda el sistema en llegar a este equilibrio está dado por

$$\tau = \frac{n_s}{dn_s/dt}$$

donde  $n_s$  es la densidad de quarks extraños. Claramente primero hay que conocer el término del denominador. Éste se puede apreciar en la figura 2.7 a, donde, como ya se

había anticipado anteriormente, la principal contribución es debida a los gluones. En la misma figura pero a la derecha, se observa que  $\tau$  es de aproximadamente 10 fm/c para una temperatura de 200 MeV y decrece a unos pocos fm/c para  $T = 300$  MeV.

En el escenario de un gas de hadrones, las simulaciones numéricas muestran que el tiempo en el que el sistema inicial alcanzaría el equilibrio excede el tiempo correspondiente al proceso de colisión de iones pesados por cuando menos un orden de magnitud [Bon06].

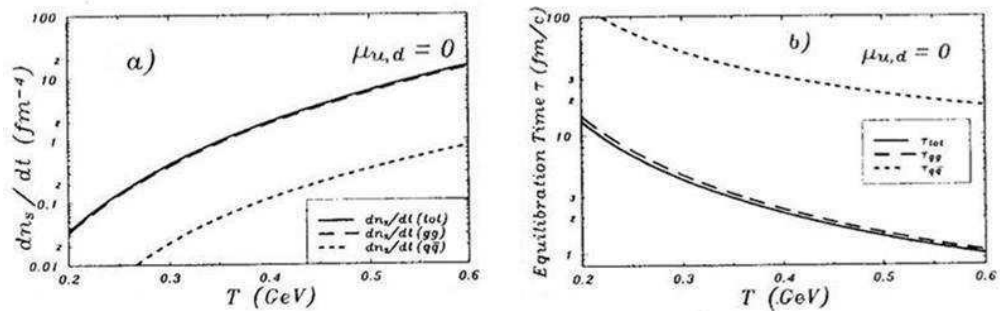


Figura 2.7: a) Tasa de cambio en la densidad de extrañesa, la línea punteada muestra la contribución de los quarks, la entrecortada la de los gluones y la sólida el total. b) Tiempo de equilibrio, se utiliza la misma notación que en la figura de la izquierda.

### 2.3.2. El papel de las resonancias

La utilidad de las resonancias en el estudio del Plasma de Quarks y Gluones radica en que debido a sus tiempos de vida tan cortos, se puede obtener información muy útil de este nuevo medio. Este es el caso de las partículas  $\phi^0$ ,  $\omega^0$  y  $\rho^0$ , quienes debido a su decaimiento mediado por la fuerza fuerte decaen dentro de la bola de fuego originada por las colisiones nucleares.

#### Dispersión sucesiva

Se espera que el medio donde decaigan las resonancias sea de una densidad muy grande. Aunado a esto, las partículas hijas originadas por el decaimiento y que a su vez son las que usaremos para poder "ver" la partícula madre de la cual vienen (amplia explicación en el capítulo 4) son altamente sensibles al medio, por lo que se esperaría que sufran una gran dispersión a su paso por el Plasma. Esta dispersión sucesiva originaría una pérdida de señal de la resonancia [Pla08].

Para la  $\rho^0$  y la  $\phi^0$  debido a que también pueden decaer a través de un canal puramente leptónico (aunque la tasa de decaimiento es muchísimo menor que la del canal hadrónico) y dado que los leptones no interactúan con la materia cromodinámica mas que de forma electromagnética, se espera que su redispersión en este medio sea mucho menor. El espectro de masa invariante que se obtenga de esta forma puede ser usado como comparación con el que se tendría en el caso hadrónico.

### Modificación de propiedades

Como recién se dijo, el decaimiento de una partícula es dependiente del medio en el que suceda. Al atravesar el medio tan denso como lo puede ser el QGP ha motivado a teorizar que algunas de las propiedades de las partículas madres como anchura, masa y espectro se verán afectadas.

Se cree que la restauración parcial de la simetría quiral ocasionará que la distribución de masa invariante de la  $\phi^0(1020)$  en el canal  $K^+K^-$  presente un pico adicional a una masa poco menor como se encuentra simulado en la figura 2.8.

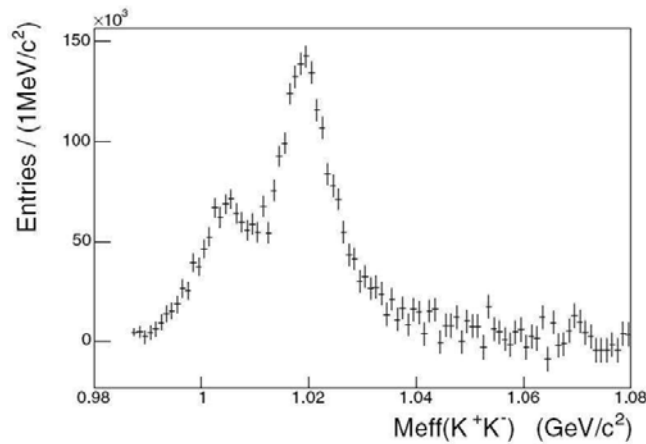


Figura 2.8: Simulación de cómo se vería el doble pico en el espectro de masa invariante de la  $\phi^0(1020)$  en su decaimiento en un par de kaones cargados.

Para  $\rho^0$  existen predicciones que hablan de un aumento en su anchura. Y en el caso de su masa no hay un común acuerdo, ya que se habla tanto de un aumento, decremento o incluso de que no exista variación alguna.

### Evolución de la bola de fuego

Debido al corto tiempo de vida de las resonancias, a través de éstas se pueden realizar estudios de la evolución de la bola de fuego. En el caso específico de la  $\rho^0$  y la  $\omega^0$ , se tiene que  $c\tau \sim 1.3$  y  $23$  fm/c, lo cual es comparable al tiempo en el que dicha bola de fuego puede existir.

## 2.4. Resultados experimentales

Los principales aceleradores que han realizado experimentos de colisiones nucleares han sido el Super Protón Síncrotrón (SPS) en CERN, el Síncrotrón de Gradiente Alternante (AGS) y el Colisionador de Iones Pesados Relativistas (RHIC), estos dos últimos ubicados en el Laboratorio Nacional de Brookhaven (EUA). Cabe aclarar que de estos, los dos primeros fueron experimentos de blanco fijo y solo el último realiza colisiones entre dos haces de núcleos de oro.

### 2.4.1. Partículas extrañas

A lo largo de los años se han recolectado una gran cantidad de datos al hacer chocar núcleos de diversos números atómicos en diferentes condiciones: periféricas, semi-centrales y centrales.

En la figura 2.9 se presentan los resultados de la colaboración WA97 (Área Oeste 97) y NA57 (Área Norte 57) en el SPS. El eje de las abscisas indica el número de nucleones participantes en la colisión y la ordenada el número de cuentas normalizado a las cuentas obtenidas en las colisiones entre protón y Berilio. Claramente se observa un aumento en la producción de partículas que contienen quarks extraños para núcleos cada vez más pesados. Pero más importante aún, es el hecho de que dicha sobreproducción es mucho más pronunciada conforme mayor sea la extrañesa de la partícula.

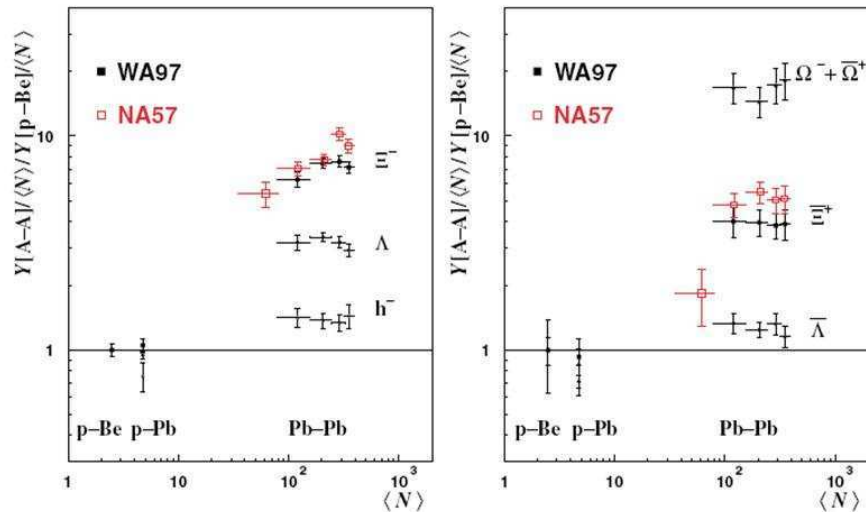


Figura 2.9: Resultados de las colaboraciones WA97 y NA57. En ambas gráficas se aprecia claramente que existe una sobreproducción de partículas con extrañesa en colisiones nucleares comparadas con lo que se genera en eventos  $pA$ . Los datos fueron tomados en colisiones Pb-Pb a 158A GeV.

Una forma muy empleada de estudiar la producción de extrañesa es por medio del Factor de Wróblewski

$$W_s = \frac{2 \langle s\bar{s} \rangle}{\langle u\bar{u} \rangle + \langle d\bar{d} \rangle}$$

el cual cuenta los pares de  $s\bar{s}$ ,  $u\bar{u}$  y  $d\bar{d}$  creados en la colisión.

La figura 2.10 nos muestra el factor de Wróblewski para diferentes tipos de eventos. En el caso de colisiones entre leptones y nucleones, dicho factor es casi constante para un gran rango de energías, sin embargo, para el caso de eventos entre núcleos se observa que el factor de Wróblewski se duplica.

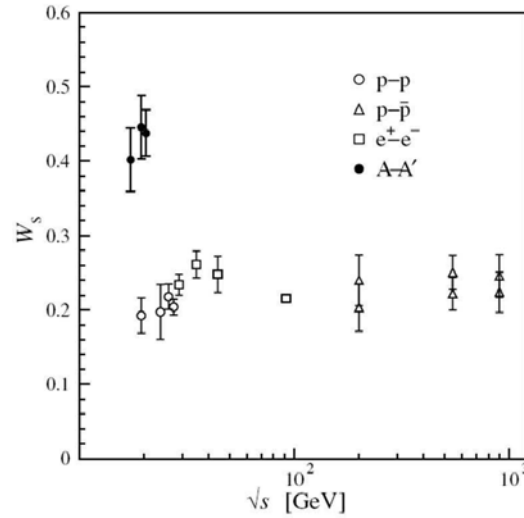


Figura 2.10: Factor de Wróblewski para diferentes tipos de colisiones en función de la energía del centro de masa.

#### 2.4.2. $\phi^0(1020)$

La colaboración NA49 realizó mediciones de esta partícula en el canal  $\phi \rightarrow k^+ + k^-$  pero no se observa ningún cambio en masa ni anchura [Col08b].

De igual forma, el grupo CERES hizo mediciones tanto en el canal de kaones cargados como en el leptónico ( $e^+e^-$ ). Sus resultados concuerdan con lo medido en NA49, pero no con lo publicado por NA50 en donde la incidencia de  $\phi$ 's que decaen en dos muones es de 2 a 4 veces mayor que en el canal medido por NA49 [col06b].

PHENIX también ha estudiado el decaimiento  $\phi \rightarrow k^+ + k^-$  sin encontrar cambios en la masa ni en la anchura [Col05c].

#### 2.4.3. $\omega^0(782)$

Esta partícula ha sido estudiada junto con la  $\phi$  y la  $\rho$  como indicadores de la sobreproducción de extrañesa por medio del cociente:

$$\frac{\text{BR}_{\mu\mu}^{\phi} \sigma_{\phi}}{\text{BR}_{\mu\mu}^{\rho} \sigma_{\rho} + \text{BR}_{\mu\mu}^{\omega} \sigma_{\omega}}$$

en las colaboraciones NA50 y NA38 sobre una gran variedad de núcleos a través del canal de dos muones cargados [Col01d] y [Col02]. Se observa que dicho cociente crece conforme aumenta el número de participantes en las colisiones.

De igual forma, la colaboración PHENIX ha estudiado a la  $\omega$  en eventos protón-protón y deuterio-oro [Col07]. En estos experimentos los canales de decaimiento estudiados fueron  $\omega \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$  y  $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$ , encontrándose que la masa de esta resonancia es la misma que la encontrada en la literatura.

2.4.4.  $\rho^0(770)$ 

El experimento NA60 realizó colisiones entre núcleos de Indio para diferentes centralidades y se estudió el decaimiento de la  $\rho$  en su canal muónico. Se concluyó que en el proceso de ir de colisiones periféricas a centrales, se observa un ensanchamiento de la señal, aunque el valor central de la masa permanece siendo el mismo, tal y como se puede observar en la figura 2.11 [Dam07].

STAR se dió a la tarea de estudiar a esta resonancia en su decaimiento a dos piones cargados en eventos pp y colisiones periféricas entre núcleos de oro. Los resultados muestran que existe un desplazamiento en el pico de la masa invariante hacia valores menor de lo establecido. En promedio, dichas fluctuaciones en el valor de la masa son entre 40 y 70 MeV respectivamente. Así mismo se encuentra que este fenómeno es dependiente del  $p_T$  de las partículas [col04b].

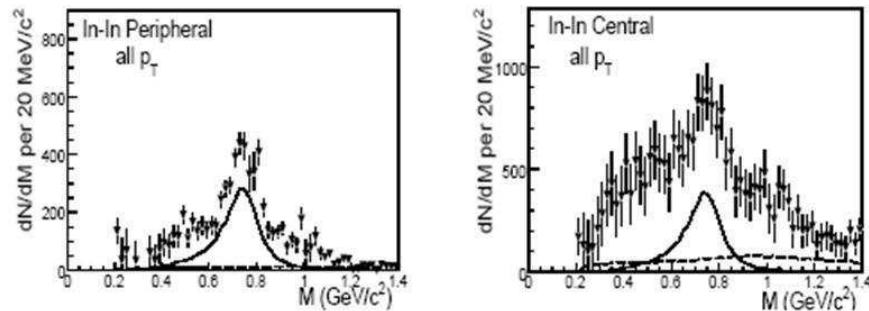


Figura 2.11: Secuencia que muestra el ensanchamiento de la señal de la  $\rho$  al pasar de colisiones periféricas a centrales de In-In.



# Capítulo 3

## El LHC y ALICE

En este capítulo se hablará de cómo se llevará al cabo el experimento en el que se estudiará el Plasma de Quarks y Gluones. Para llevar al cabo lo anterior es menester hablar sobre el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) y de Un Gran Experimento de Colisión de Iones (ALICE). De este último hablaremos en forma extensa ya que detallaremos el funcionamiento de cada uno de los detectores que lo componen, el método de adquisición de datos y los diferentes sistemas de disparo para iniciar la toma de lecturas provenientes de los detectores.

### 3.1. El Gran Colisionador de Hadrones

El LHC es el acelerador-colisionador de partículas más grande del mundo ya que mide 27 km de circunferencia. Se encuentra localizado en la frontera entre Suiza y Francia a un promedio de 100 metros bajo tierra en un túnel donde hasta hace 10 años funcionó el Gran colisionador de Electrones y Positrones (LEP).

Una ventaja del LHC sobre cualquier otro de los grandes aceleradores del mundo, es que aprovecha la infraestructura del Centro Europeo de Investigaciones Nucleares (CERN), ya que utiliza como pre-inyectores toda una cadena de aceleradores construidos a lo largo de los poco más de 55 años de vida de este centro de investigaciones.

Dentro del anillo del LHC existen 6 grandes experimentos:

- Un Gran Experimento de Colisión de Iones (ALICE).- Se hablará de él extensamente en la siguiente sección.
- Un Aparato Toroidal del LHC (ATLAS) y Solenoide Compacto de Muones (CMS).- Sus tópicos de investigación serán, entre otros, la búsqueda del Bosón de Higgs, física más allá del Modelo Estándar, partículas supersimétricas y dimensiones extras [Col94a],[Col94b].
- Un bonito experimento del Gran Colisionador de Hadrones (LHCb).- Estudiará la violación de la simetría CP utilizando partículas que contenga belleza (b) [Col98b].



- Gran Colisionador de Hadrones delantero (LHCf).- Medirá las partículas producidas en la región delantera de rapidez ( $y$ ). Este detector se encuentra localizado en las cercanías de ATLAS [Col05b].
- Medición de la Sección Eficaz Total Difractiva y Elástica (TOTEM).- Ubicado cerca de CMS, medirá la sección eficaz total de los procesos difractivos y las dispersiones elásticas [Col99c].

Algunas propiedades importantes del haz que circulará en el LHC están en la Tabla 3.1. Para mayor información con respecto a esto, se puede consultar [LHC04].

Tabla 3.1: Características del haz que circulará en el LHC.

	p-p	Pb-Pb
Energía máxima (TeV)	7.0	2.76/nucleón
Tiempo entre colisiones (ns)	25	100
Luminosidad inicial ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$10^{33}$	$10^{27}$
Luminosidad nominal ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$10^{34}$	$10^{30}$
Bonches por haz	2835	592
Partículas por bonche	$10^{11}$	$7 \times 10^7$
Longitud del bonche (cm)	7.5	7.5
Anchura del bonche ( $\mu\text{m}$ )	16	16

## 3.2. Un Gran Experimento de Colisión de Iones

De entre todos los experimentos en el LHC, ALICE será el único que se especializará en física de iones pesados donde buscará estudiar el QGP, un estado de la materia que se cree existió unos microsegundos después de La Gran Explosión que dió origen al universo en el que vivimos. Durante la planeación de este experimento y en vista de los datos que se tenían de colisiones nucleares, los detector fueron diseñados para ser funcionales hasta una multiplicidad de 8,000 partículas cargadas por unidad de rapidez ( $dN_c/dy = 8,000$ ). Sin embargo, hoy en día dichas extrapolaciones han resultado exageradas, ya que los resultados de RHIC muestran que para las energías que se tendrán en ALICE, la cota superior de partículas cargadas producidas estará dada por  $dN_c/dy = 4,000$  [Col08a].

La figura 3.1 muestra el interior de ALICE, donde es importante mencionar que se utiliza un sistema de coordenadas derecho con origen en el Punto de Interacción (IP), en donde la parte positiva del eje Z apunta al lado A, la del eje X sale de la imagen y la del Y apunta hacia arriba.

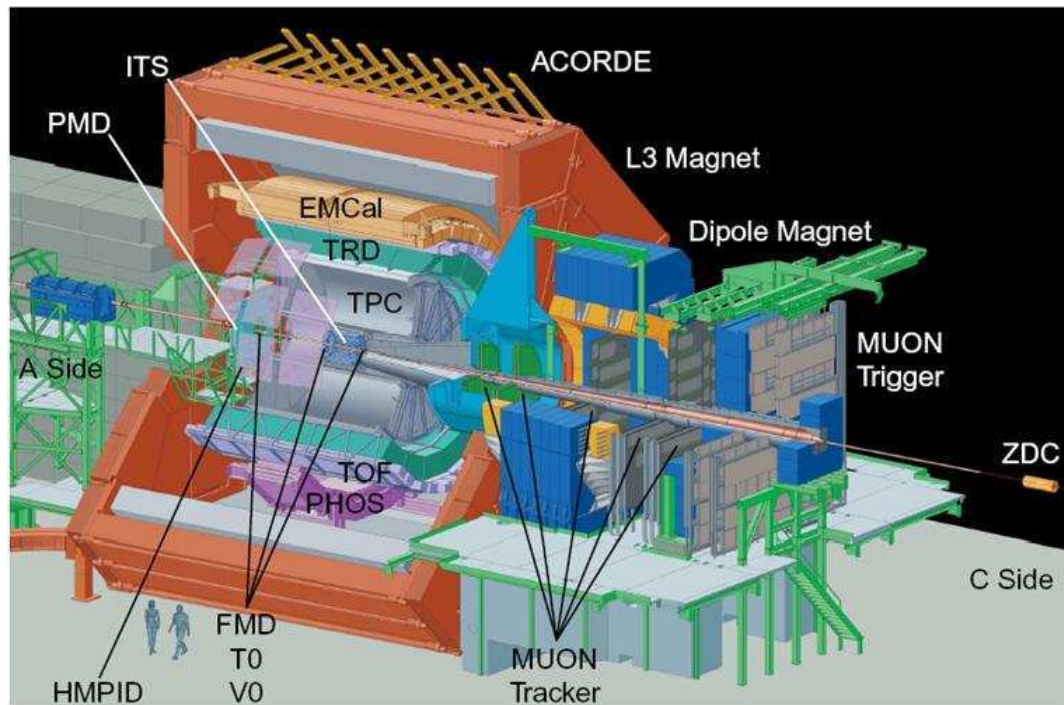


Figura 3.1: ALICE.

Los detectores que conforman ALICE pueden ser divididos en 3 grupos:

- Barril Central.- Se denomina as3 al conjunto de detectores que se localizan en  $|y| < 0.9$ , entre los que se encuentran el Sistema de Rastreo Interior (ITS), la C3mara de Proyecci3n Temporal (TPC), el Detector de Radiaci3n de Transici3n (TRD), el Tiempo de Vuelo (TOF), Identificador de Part3culas con Alto Momento (HMPID), el Calor3metro Electromagn3tico (EMCAL), el Espectr3metro de Fotones (PHOS) y el Detector de Rayos C3smicos (ACORDE). Todos los antes mencionados tienen una cobertura de  $360^\circ$  en  $\phi$  excepto los 3ltimos 4.
- Espectr3metro de Muones.- Localizado en la regi3n trasera de rapidez, como su nombre lo indica, est3 especializado en la detecci3n de muones. Est3 compuesto por diferentes detectores que ayudar3n para esta finalidad.
- Detectores Delanteros.- Grupo de detectores de menor tama3o que los que conforman los grupos anteriores, se localizan en las regiones delanteras y traseras de rapidez. Aqu3 podemos encontrar al Detector de Multiplicidad Delantera (FMD), el Tiempo 0 (T0), V3rtice 0 (V0), Detector de Multiplicidad de Fotones (PMD) y el Calor3metro de Cero Grados (ZDC). Cada uno de estos est3 dividido en dos partes, de tal forma que una mitad se sit3a en la regi3n delantera de rapidez y la segunda en la trasera, las excepciones son el PMD y el FMD. Aqu3 solo el ZDC no cubre todo el 3ngulo azimutal.

### 3.2.1. Sistema de Rastreo Interior

Las principales tareas del ITS son: localizar el vértice primario de la interacción con una resolución de al menos  $100 \mu\text{m}$ , reconstruir vértices secundarios a partir de los decaimientos de hiperones<sup>1</sup>, así como mesones D y B. De igual forma rastreará e identificará partículas con momento menor a  $200 \text{ MeV}/c$ , mejorará la resolución angular y de momento de las partículas reconstruidas por la TPC así como la reconstrucción de las partículas que atraviesen regiones no sensibles de esta última. Como se podrá ver, el ITS está presente en prácticamente todos los temas de estudio de ALICE, razón por la cual este detector es de suma importancia [Col99a].

El ITS consiste de seis capas cilíndricas de detectores de silicón, localizados en un radio que va de los 3.9 a los 43 cm del punto de interacción y cubre el rango de pseudorapidez dado por  $|\eta| < 0.9$ .

Dada la alta densidad de partículas esperadas para las colisiones nucleares y con el objetivo de lograr una alta precisión en la medición del parámetro de impacto, se ha escogido que las dos capas más internas sean las del Detector de Pixeles de Silicón (SPD) seguido por dos capas del Detector de Deriva de Silicón (SDD). Las últimas dos capas, donde la densidad de partículas será mucho menor, son recubiertas en ambos lados por el Detector de Desnudo de Silicón (SSD).

Tanto el SDD como SSD serán capaces de identificar partículas por medio de la pérdida de energía de éstas cuando atraviesan el material ( $dE/dx$ ). Donde la resolución será capaz de realizar la separación  $\pi/K$  hasta los  $450 \text{ MeV}/c$  y  $p/K$  hasta  $1 \text{ GeV}/c$ . Así mismo, el SSD será crucial para empatar las trazas que provienen de la TPC al ITS.

### 3.2.2. Cámara de Proyección Temporal

La Cámara de Proyección Temporal es el detector de seguimiento más importante del Barril Central y está optimizado para proveer, junto con los demás detectores que pertenecen a este grupo, mediciones del momento de partículas cargadas con buena resolución para poder separar las trazas [Col00b].

La TPC tiene un volumen sensible de 5 metro de longitud y un radio que va desde los 0.85 hasta los 2.5 m con un volumen de  $90 \text{ m}^3$ , lo cual la convierte en la TPC más grande del mundo. Este detector contiene de una mezcla de gases, de tal forma que cuando una partícula cargada lo atraviesa ionizará el gas. Gracias a una diferencia de potencial generada por el cátodo central, los electrones derivan hasta las cámaras multialambricas colocadas en ambos extremos de este cilindro donde son detectadas y de esta forma se puede conocer las coordenadas de las trazas. Gracias a la ionización del gas, la Cámara de Proyección Temporal también servirá para identificar partículas por medio del  $dE/dx$ .

<sup>1</sup> Partículas que contengan el quark extraño.

El anterior proceso le demora  $90 \mu\text{s}$  a la TPC, lo cual lo convierte en el detector más lento de todo el experimento. Esto es de suma importancia, ya que una vez que un evento es aceptado, no se puede medir ningún otro en los siguientes  $90 \mu\text{s}$ , lo cual originará una gran cantidad de eventos apilados. A una luminosidad de  $3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  se espera que 30 colisiones sean detectadas junto con el evento que generó el disparo. Aún así, las trazas de estos eventos apilados podrán ser eliminadas durante las reconstrucciones, ya que éstas apuntarán a diferentes vértices de aquel que generó el disparo del evento.

### 3.2.3. Detector de Radiación de Transición

El TRD proveer la identificación de los electrones con momento mayor a  $1 \text{ GeV}/c$ . Por debajo de este valor, dichas partículas podrán ser identificadas por la TPC. Junto con los datos del ITS y la TPC será posible estudiar la producción de resonancias de mesones vectoriales; de igual forma, con una buena resolución del parámetro de impacto del ITS, se podrá reconstruir el decaimiento semileptónico de partículas que contengan encanto y belleza. También fue diseñado para proporcionar un disparo rápido para partículas cargadas con gran momento y mejorar la identificación de  $Y$ 's y  $J/\psi$ 's con alto  $p_t$  y jets [Col01b].

Este detector tiene un radio que va de los 2.9 a los 3.7 m y su funcionamiento se basa en detectar la radiación de transición ocasionada cuando una partícula cargada se propaga a través de medios con distinta constante dieléctrica. Esta radiación de transición son fotones emitidos en la región de los rayos X, sin embargo, dado que la probabilidad para que ocurra esta emisión es sumamente baja y puesto que esta probabilidad también es dependiente del factor  $\gamma$  relativista, se ha dispuesto de una gran cantidad de capas para que dicho proceso sea más favorable.

### 3.2.4. Tiempo de Vuelo

Este detector servirá para la identificación de partículas (PID): por debajo de los  $2.5 \text{ GeV}/c$  para piones y kaones, mientras que por encima de los  $4 \text{ GeV}/c$  para poder discernir piones de kaones y kaones de protones. El TOF proporcionará identificación de grandes muestras de piones, kaones y protones evento por evento. Además, a nivel inclusivo, los kaones identificados permitirán estudios de masa invariante, en particular la detección de estados abiertos para sabores pesados y resonancias de mesones vectoriales como la  $\phi$  [Col00a].

El TOF cubre un área activa de  $140 \text{ m}^2$  dividido en 18 sectores y localizado a un radio de 3.8 m. Esta hecho de de cámaras resistivas multihorificios muy delgadas ( $250 \mu\text{m}$ ), de tal forma que cuando una partícula cargada lo atraviesa se origina una avalancha. Este dispositivo le provee una resolución del orden de picosegundos.

### 3.2.5. Identificador de Partículas con Alto Momento

Identificador de Partículas con Alto Momento está dedicado a la medición inclusiva de hadrones identificados con  $p_t > 1$  GeV. El objetivo es mejorar la capacidad de ALICE para identificar partículas permitiendo el reconocimiento de hadrones cargados más allá del intervalo de momento en el que se puede hacer el PID, ya sea a través de la medición de la pérdida de energía (ITS y TPC) o por medio de la determinación del tiempo de vuelo (TOF). Este detector fue construido para extender el rango en el que se pueden discriminar piones de kaones y kaones de protones, en un análisis traza por traza, hasta los 3 y 5 GeV respectivamente [Col98a].

El HMPID está basado en la técnica de los detectores de Imagen de Anillo Cherenkov (RICH), en donde una partícula inmersa en un medio al desplazarse a una velocidad mayor que la de la luz en dicho material, emite un cono de luz que es detectado por un contador de fotones. Los 11 m<sup>2</sup> de superficie de este detector, lo convierten en la aplicación a escala más grande de esta técnica.

### 3.2.6. Espectrómetro de Fotones

El Espectrómetro de Fotones es un espectrómetro electromagnético de alta resolución, su principal objetivo es el estudio de las propiedades térmicas y dinámicas de la fase inicial de la colisión extraídas del bajo momento transversal de las mediciones directas de fotones y del estudio de la supresión de jets al medir la correlación de  $\pi^0$ 's con gran  $p_t$  y jets de  $\gamma$ 's [Col99b].

El PHOS está formado por densos cristales centelladores de tungstato de plomo, se encuentra localizado a una distancia de 4.6 m del punto de interacción, cubriendo prácticamente un cuarto de unidad en pseudorapidez ( $|\eta| \leq 0.12$ ) y 100° en el ángulo azimutal. Adelante del PHOS se encuentra una serie de cámaras multialámbricas denominadas Veto de Partículas Cargadas (CPV) y como su nombre lo indica, sirven para marginar a las partículas cargadas de los conteos del Espectrómetro de Fotones.

### 3.2.7. Calorímetro Electromagnético

La construcción de este detector comenzó en el 2008 con el objetivo de permitir que ALICE explore en detalles la física de la supresión de jets en un gran rango de cinemática [Col06a].

Este calorímetro está hecho de centellador de plomo, su geometría cilíndrica está adherida al imán L3, a 4.5 m de la línea de haz, cubre  $|\eta| \leq 0.7$ ,  $\Delta\phi = 107^\circ$  y se sitúa en forma opuesta al PHOS.

### 3.2.8. Detector de Rayos C3smicos

Es un detector de rayos c3smicos que consiste en un arreglo de pl3sticos centelladores colocados en la cara superior del im3n L3. Servir3 para calibrar y alinear algunos detectores de rastreo y para detectar muones atmosf3ricos, lo cual permitir3 el estudio de rayos c3smicos altamente energ3ticos en la regi3n conocida como la rodilla del espectro de energ3as de los rayos c3smicos [Col05a].

### 3.2.9. Espectr3metro de Muones

La detecci3n de muones se realiza en la regi3n de rapidez comprendida por  $-4.0 < \eta < -2.5$ , con este detector se tendr3 el espectro completo de resonancias de mesones vectoriales pesados ( $\phi$ ,  $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $Y$ ,  $Y'$  y  $Y''$ ) al medirlos en su canal de decaimiento  $\mu^+$  y  $\mu^-$ . La medici3n simult3nea de todas las especies de quarc3nias con el mismo aparato permitir3 la comparaci3n directa de su tasa de producci3n como funci3n de diferentes par3metros de la colisi3n. De igual forma ser3 posible hacer estudios sobre la producci3n de sabores abiertos pesados [Col08a].

El espectr3metro de muones consiste de un absorbedor frontal que retendr3 a los hadrones y fotones que provengan del v3rtice de la interacci3n; un sistema de rastreo compuesto por 10 planos de detecci3n; un dipolo magn3tico; una pared de filtro seguida por 4 c3maras de disparo y un recubrimiento alrededor de la tuber3a de Berilio que transporta el haz para proteger a las c3maras de interacciones primarias y secundarias producidas a grandes valores de rapidez.

### 3.2.10. Calor3metro de Cero Grados

El n3mero de nucleones participantes es la observable m3s directa relacionada con la geometr3a de las colisiones nucleares; esto puede ser estimado al medir la energ3a que llevan los nucleones espectadores a  $0^\circ$  con respecto a la direcci3n del haz, con lo que tambi3n se puede determinar el plano de la reacci3n en las colisiones nucleares, 3sta es la tarea llevada al cabo por el ZDC [Col01c].

En ALICE dos juegos del ZDC ser3n colocados a 116 m a cada lado del Punto de Interacci3n (IP), adem3s, dos peque3os calor3metros electromagn3ticos se situar3n a 7 m del IP, uno en cada lado. Los espectadores cargados ser3n separados de los neutros por el campo magn3tico, por consiguiente se tendr3n dos detectores separados: uno para los neutrones espectadores (ZN), localizado entre las tuber3as y el otro para los protones (ZP), ubicado a un lado de la tuber3a por donde se curvar3an las part3culas positivas. Tanto el ZN como el ZP se localizan en unas plataformas que los pueden remover de sus posiciones cuando no son utilizados y as3 protegerlos de la radiaci3n ionizante.

### 3.2.11. Detector de Multiplicidad de Fotones

La multiplicidad y la distribución espacial ( $\eta$ ,  $\phi$ ) de fotones en la región  $2.3 \leq \eta \leq 3.7$  estará a cargo del Detector de Multiplicidad de Fotones. Estas medidas también proporcionarán estimaciones de la energía electromagnética transversa y el plano de reacción. Los datos arrojados darán información importante de la transición de fase y la ecuación de estado de la materia [Col01a].

El PMD es un solo detector detector de gas localizado 3.64 m del IP y del lado contrario al conjunto del Espectrómetro de Muones. Está formado por un convertidor de fotones (que genera una cascada) ensandwichado entre dos planos, donde el primero de estos funciona como CPV (como en el PHOS). Dado que a este detector le toma mucho tiempo hacer la lectura de un evento ( $\sim 100\mu\text{s}$ ) no puede ser usado dentro de los algoritmos de disparo.

### 3.2.12. FMD, V0 y T0

El Detector de Multiplicidad Delantera suministrará la información de la multiplicidad de partículas cargadas en el rango de pseudorapidez  $-3.4 \leq \eta \leq -1.7$  y  $1.7 \leq \eta \leq 5.0$ . Estos datos permitirán el estudio de la fluctuación de la multiplicidad para diferentes eventos y también ayudar a definir el plano de la reacción para cada uno de estos. Pero tampoco podrá ser usado para disparar la toma de datos por la cantidad de tiempo ( $> 1.2\mu\text{s}$ ) que le toma la lectura de un evento. Este detector se encuentra dividido en 3 partes: el FMD2 y FMD3 son iguales y cada uno se colocará a ambos lados del ITS; mientras que el FMD1 (de un tamaño significativamente menor) estará unos cuantos centímetros adelante del V0A [Col04a].

La principal función del V0 es ser el gatillo que dispare la toma de datos. Dado que la dependencia entre la cantidad de partículas registradas en el V0 y el número de partículas primarias emitidas es conocida, este detector servirá como indicador de la centralidad de la colisión. La interacción del haz transportado por la tubería de berilio con el gas residual que ahí mismo se encuentra produce trazas en los detectores de ALICE, los cuales pueden ser distinguidos de las verdaderas colisiones nucleón-nucleón o núcleo-núcleo a través del V0. Está hecho de plástico centellador dividido en celdas, lo cual permite que al ser impactado por partículas cargadas emita un pequeño destello luminoso, las fibras corredoras de frecuencia que se encuentran insertadas en el centellador conducen este pequeño flujo de fotones hasta unos tubos fotomultiplicadores que amplifican la señal.

El T0 genera el comienzo del cronometraje del TOF y así se podrá conocer el tiempo real de la colisión. La precisión del tiempo que se toma es de 50 ps, con lo que se podrá definir la posición del vértice primario con una incertidumbre de  $\pm 1.5$  cm en el eje Z y así poder discriminar entre interacciones del gas residual y el haz de partículas; está de más señalar que esto corroborará la información proporcionada por el V0.

### 3.3. Sistema de Adquisición de Datos (DAQ)

Como ya se pudo ver en las anteriores secciones, ALICE estudiará una gran variedad de observables física utilizando diferentes condiciones, por lo que la tarea principal del DAQ será el de proveer un acceso eficiente a los datos de eventos físicos interesantes así como su alojamiento permanente para posteriores análisis.

En un principio se estimó que un ancho de banda de 1.25 GB/s para transferir la información de los detectores a las bases de datos donde estos se alojarían de forma permanente sería suficiente [Col95]. Sin embargo, el número de observables físicas y eventos de interés es tan grande que, como veremos en la siguiente sección, se han tenido que idear maneras de cómo llevar al cabo esta adquisición de datos.

### 3.4. Sistema de disparo

El objetivo del Sistema de Disparo es seleccionar eventos de la forma más eficiente. En general los eventos más interesantes para la Física de Altas Energías no ocurren con mucha frecuencia en las colisiones de partículas, por lo que es menester poder discernir entre estos y aquellos sucesos que no tengan mucha relevancia para hacer estudios. Sin embargo, es muy importante tener en cuenta que al nivel del disparo, aquellos datos que sean rechazados se perderán para siempre, ya que no hay manera de recuperarlos.

También ha quedado claro que los detectores que conforma a ALICE tienen tiempos muertos diferentes, por lo que los disparos para la toma de datos deben estar agrupados en niveles que contengan detectores con tiempos muertos del mismo orden de magnitud.

#### 3.4.1. Procesador Central de Disparo (CTP)

El CTP genera tres niveles de disparo con diferentes latencias<sup>2</sup>, las cuales son del tipo hardware, es decir, el análisis se hace en base a las lecturas proporcionadas por los detectores mismo.

Como característica fundamental de cada nivel de disparo está lo que se conoce como protección del pasado-futuro, el cual restringe la toma de datos que ocurre cuando una señal de disparo se encuentra en proceso; con esto se busca impedir la superposición de eventos cuando estos se apilan. Por ejemplo, en el caso de colisiones Pb-Pb una condición razonable de protección a la TPC es rechazar eventos cuando uno haya sido aceptado en un intervalo de  $\pm 90 \mu\text{s}$  debido al tiempo de derive de los electrones. Sin embargo, en eventos p-p la apilación de eventos siempre está presente debida a la gran luminosidad, pero se tiene la ventaja que la multiplicidad en este caso es mucho menor.

Los tres niveles de disparo del Procesador de disparo son:

---

<sup>2</sup> El tiempo que le toma al sistema en tomar la decisión de aceptar o rechazar los datos generados por el evento.



- Nivel 0 (L0).- El tiempo de latencia en este primer disparo es de  $1.2 \mu\text{s}$  después de que la interacción haya sucedido. Para las colisiones Pb-Pb los detectores participantes son T0, PHOS, ZDC, EMCAL, ACORDE, V0 y TRD; mientras que en p-p: T0, PHOS, EMCAL, ACORDE, TOF, V0, TRD y SPD.
- Nivel 1 (L1).- Aquí la toma de decisión demora de  $6.5 \mu\text{s}$ . Para p-p participan el PHOS, TOF, TRD, ZDC y EMCAL; para Pb-Pb es exactamente lo mismo pero sin el TOF.
- Nivel 2 (L2).- Aquí el proceso es un poco más elaborado, por lo que la señal de decisión tarda  $88 \mu\text{s}$  en llegar a los detectores.

### 3.4.2. Disparo de Alto Nivel (HLT)

Este es el Nivel 3 (L3) de disparo para la toma de datos, pero es más conocido como Disparo de Alto Nivel. Se le denomina así porque es el último reducto por el que tienen que atravesar los datos de la colisión para ser finalmente escritos en los bancos de datos. A diferencia de los anteriores niveles, el L3 es un disparo de software, en el que interviene un gran conjunto de computadoras multiprocesadores que hacen la reconstrucción del evento en paralelo y en vuelo, de tal forma que la información proveída es mucho más completa que los disparos de hardware. Todo este proceso demora unos cuantos milisegundos, sin embargo hay que aclarar que es obvio que dicho análisis no puede tener la misma precisión que el estudio que se lleva de manera offline.

Pero las utilidades del HLT van más allá de lo anterior, ya que tiene la capacidad de reducir el tamaño del evento al poder seleccionar regiones de interés (lectura parcial de detectores) y así comprimir los datos.

# Capítulo 4

## La simulación

En el capítulo anterior se habló de forma minuciosa sobre el hardware de ALICE, sin embargo, nada se dijo sobre la forma en la que los datos reales y los simulados serán manipulados. Por consiguiente, ahora nos enfocamos a la descripción detallada del software de simulación y análisis empleado en este trabajo. Así mismo se hablará el camino recorrido desde la generación de los eventos, el transporte de las partículas a través de los diferentes detectores del experimento y la simulación de la respuesta del detector pasando por la implementación del ruido en la señal, hasta los archivos que pueden ser utilizados en el análisis. De este último se comentará todo el procedimiento llevado al cabo para obtener los resultados que se mostrarán en el siguiente apartado.

### 4.1. AliRoot

AliRoot es el paquete de software oficial del experimento ALICE, se basa en un ambiente de trabajo Orientado a Objetos y se apoya fundamentalmente en otro programa llamado Root, el cual es ampliamente utilizado en el mundo de la Física de Altas Energías. Así mismo se encuentra complementado por AliEn que le proporciona a AliRoot acceso al Grid. En la figura 4.1 se puede observar claramente los diferentes generadores de eventos (EvGen) que emplea AliRoot, así como los que sirven para simular los detectores (Virtual MC) y que a su vez se encuentran ligados con todos y cada uno de los detectores (por medio del Steer).

El papel que desempeña AliRoot se puede resumir de la siguiente forma [Hri06]: las interacciones primarias son simuladas por los generadores de eventos, los cuales producen partículas que llevan consigo su propia historia (cinemática, madres, hijas, punto de producción y decaimiento, etc). A continuación se transportan estas mismas a través de los diferentes detectores que conforman ALICE, los cuales son modelados usando GEANT 3. Este proceso ocasiona la producción de hits, es decir, puntos en los que se deposita energía. Luego se introduce la simulación de la respuesta del detector y los hits se transforman en digits y sdigits, es aquí donde también se añade la simulación

del ruido. En la figura 4.2 se muestra la transición de hits/trazas a digits/detector como respuesta desintegrada, ya que las trazas son "desintegradas" y solo por medio de sus etiquetas se puede acceder a la información Monte Carlo que acarrean las partículas que originaron dicha traza. Adicionalmente, existe la opción de convertir los digits en datos crudos para estimar el tamaño que tendrán los datos reales.

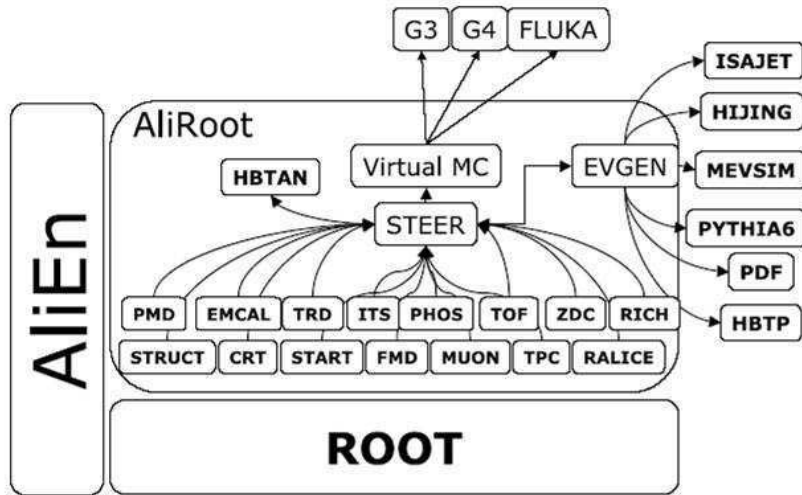


Figura 4.1: Dibujo esquemático que muestra el marco de trabajo de AliRoot.

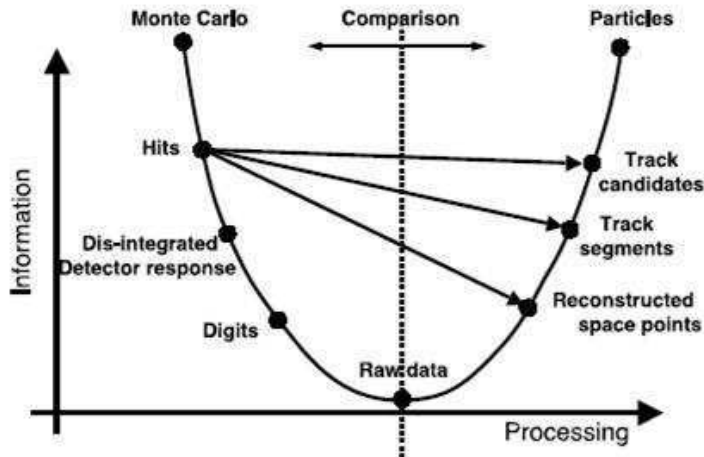


Figura 4.2: Marco de trabajo para el procesamiento de datos.

La comparación entre la simulación Monte Carlo y la toma de datos reales online, así como las clases que se emplean en cada momento, pueden ser observadas en la figura 4.3. Aquí mismo se muestran las clases que intervienen en la reconstrucción offline, la cual es la misma tanto para el Monte Carlo como para los datos: a partir de los digits o de los datos crudos, se realiza lo que se conoce como reconstrucción del evento. El archivo

de salida en este procedimiento es el llamado ESD, el cual contiene las propiedades de las partículas reconstruidas, como lo pueden ser su identidad, momento, decaimiento, etc...

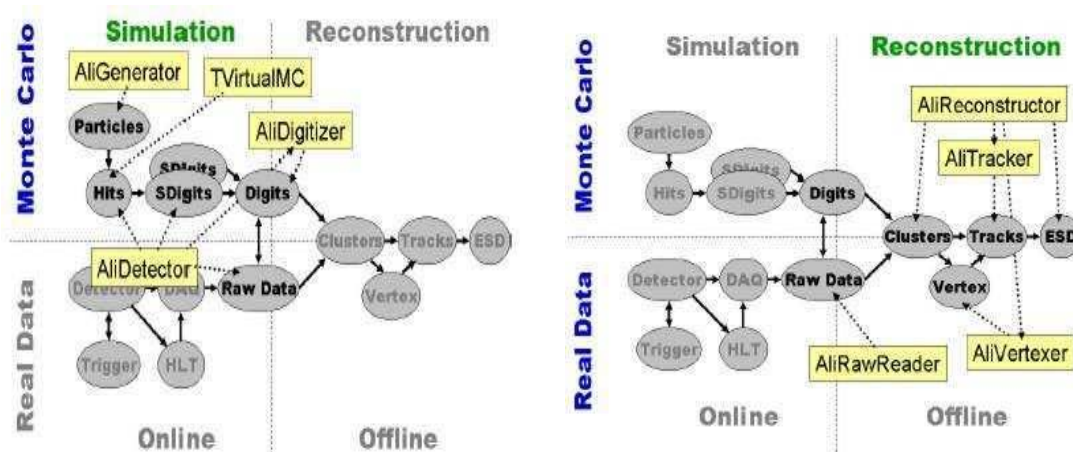


Figura 4.3: A la izquierda se hace la comparación entre la simulación Monte Carlo y la toma de datos online en el experimento real. A la derecha se observa que la reconstrucción offline es la misma para ambos casos.

## 4.2. La reconstrucción

Por considerarlo de vital importancia para el análisis que se explica en la siguiente sección, ahora se proporciona la explicación de cómo se hace la reconstrucción offline del vértice primario, las trazas, el parámetro de impacto y la identificación de partículas.

### 4.2.1. Vértice primario

El vértice primario es aquel en donde se registra la colisión de las partículas. Este trabajo, como ya se ha dicho recae en las dos capas más interiores del ITS y dado el sistema de coordenadas de ALICE (figura 3.1) la reconstrucción de dicho vértice primario estaría acotado en una región tipo diamante, cuyos lados más alargados se encuentran sobre el eje Z, mientras que los más angostos en el plano transversal (XY).

El algoritmo empieza buscando la distribución en Z de los puntos reconstruidos por el SPD, de tal forma que para cierto valor de  $z^0$  dicha distribución debe ser simétrica y su centroide es muy cercano a la posición nominal del vértice. Con esta primera aproximación se hace una correlación de los puntos reconstruidos en ambas capas, de tal forma que la prolongación hacia el vértice de la línea que une un punto de la primera cubierta con otro punto de la segunda cubierta se encuentre en el intervalo  $(z_{\min}, z_{\max})$  (figura 4.4). Con esto se obtiene una distribución de puntos  $z_v$  a la que se le hace el

ajuste de una Gaussiana para así obtener finalmente el vértice primario. Un método muy similar se utiliza para encontrar el vértice para los ejes X y Y.

Estudios realizados muestran que la resolución con la que se puede conocer dicho vértice primario depende de la densidad de partículas del evento, de tal forma que mientras más partículas se produzcan la resolución es mucho mejor. Los resultados encontrados en los estudios indican que para el plano transversal, dicha resolución es del orden de micras tanto para colisiones p-p como para Pb-Pb; mientras que para el eje Z se tendrá una  $\sigma$  del orden de unos cuantos centímetros.

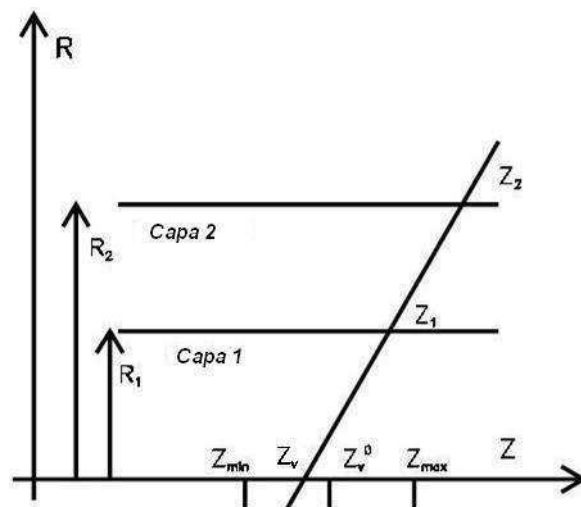


Figura 4.4: Reconstrucción del vértice primario.

#### 4.2.2. Trazas

Se empieza con las trazas en la región más exterior de la TPC, donde los puntos espaciales son calculados a través del centro de gravedad de los clusters <sup>1</sup>. Aquí se utilizan dos tipos de constricciones: en el primero se asume que la traza viene del vértice primario y en el segundo se toma que la traza se pudo haber generado en cualquier otro lugar (decaimiento, interacción secundaria, etc.). Se empiezan a combinar los puntos espaciales usando la primera restricción, procedimiento que se realiza varias veces, pero en cada ocasión se van escogiendo trazas cada vez más cercanas al centro de la Cámara de Proyección Temporal. Durante todo este proceso, el uso del filtro de Kalman es esencial: primero se propagan los parámetros de la traza junto con su matriz de covarianza, luego se invierte esta última y se le agrega un término de ruido (dispersión múltiple, fluctuaciones en la pérdida de energía, etc), de tal forma que si al avanzar al centro de la TPC se encuentra un punto compatible con la prolongación de la traza, se añade.

<sup>1</sup> Conglomerado de señales que las partículas dejan al pasar por las regiones sensitivas del detector.

Después se repite todo el proceso anterior pero con la segunda restricción y se prosigue de la misma forma hacia el Sistema de Rastreo Interior. Aquí es importante señalar que cuando dos o más puntos son compatibles con la prolongación de la traza, todas son tomadas en consideración y se siguen de forma independiente hacia el centro del ITS; la decisión de qué punto es el correcto se toma al final del procedimiento tomando en cuenta el  $\chi^2$  del ajuste de dichas trazas.

Concluido con esto, se pone en reversa el filtro de Kalman y se ajustan las trazas de las capas más interiores del ITS hacia afuera prolongando las trazas de la TPC al TRD, TOF, HMPID y el CPV. Finalmente se vuelve a hacer un ajuste de las trazas pero ahora desde afuera hacia adentro.

### 4.2.3. Parámetro de Impacto

El parámetro de impacto es la distancia de mínimo acercamiento entre la prolongación de la traza y el vértice primario. Esta medida, como veremos próximamente, es de vital importancia a la hora de estudiar partículas que decaen muy cerca del punto de interacción.

En ALICE se considera por separado el parámetro de impacto en sus la proyecciones sobre el plano transversal y en el eje Z, de tal forma que respectivamente se tiene:

$$d_0(\mathbf{r}_q) = p - \sqrt{(x_v - x_0)^2 + (y_v - y_0)^2} \quad d_0(z) = z_{\text{traza}} - z_v$$

donde  $p$  y  $(x_0, y_0)$  indican el radio y el centro de la proyección traza en el plano XY,  $(x_v, y_v, z_v)$  el vértice primario y  $z_{\text{traza}}$  la coordenada  $z$  de la traza después de haber sido propagada al punto de máximo acercamiento en el plano transversal.

### 4.2.4. Identificación de partículas cargadas

Como ya se mencionó en el capítulo anterior, diferentes detectores proporcionan información para poder identificar partículas en los rangos de  $P_t$  para los que fueron diseñados. Sin embargo, los mejores resultados se obtienen cuando dicha información proveniente de cada detector es combinada para asignar a cada traza un conjunto de probabilidades (pesos) para cada tipo de partícula. De tal forma que en los casos extremos:

1. El detector no puede identificar a la partícula  $\rightarrow$  no tiene influencia en el resultado final.
2. El detector identifica totalmente la traza como partícula  $i \rightarrow$  la decisión de este detector es la que prevalece sin ser alterada por los demás.

### PID de un solo detector

La obtención de los pesos para la identidad de las partículas es por medio del método de Bayes:

$$w(i|s) = \frac{r(s|i) C_i}{\sum_{j=e,\mu,\pi,\dots} r(s|j) C_j} \quad (4.1)$$

donde  $r(s|i)$  es la densidad de probabilidad condicional para observar en algún detector la señal  $s$  si una partícula del tipo  $i$  ( $i = e, \mu, \pi, K, p, \dots$ ) es detectada;  $C_i$  es la probabilidad a priori que denota qué tan frecuente es registrada este tipo de partícula; finalmente  $w(i|s)$  es la probabilidad de tener una partícula  $i$  si se registra una señal  $s$ . Es importante hacer notar dos puntos:

- $r(s|i)$  solo refleja la función de respuesta del detector y no depende de condiciones externas.
- $C_i$  indica la concentración relativa de partículas del tipo  $i$  es función de las condiciones externas, criterios de selección, etc...

De tal forma que el procedimiento a seguir es:

1. Se obtiene la función de respuesta del detector y se le asigna un valor  $r(s|i)$  a cada traza. Un ejemplo de esto se encuentra en las figuras 4.5 y 4.6, las cuales fueron generadas con los datos reales a 900 GeV tomados en diciembre del año pasado.
2. Las concentraciones relativas  $C_i$  son estimadas en un evento y con un análisis específico.
3. Usando 4.1 se obtienen los pesos o probabilidades a cada traza.

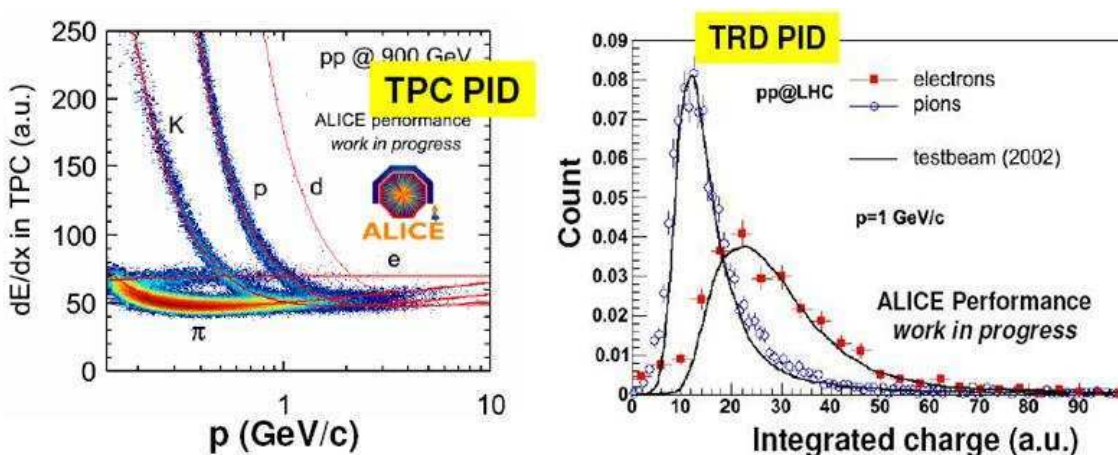


Figura 4.5: A la izquierda se observa la función de respuesta de la TPC y los valores que le corresponden a cada tipo de partícula. A la derecha se presenta lo mismo pero para el detector de radiación de transición [GO10].

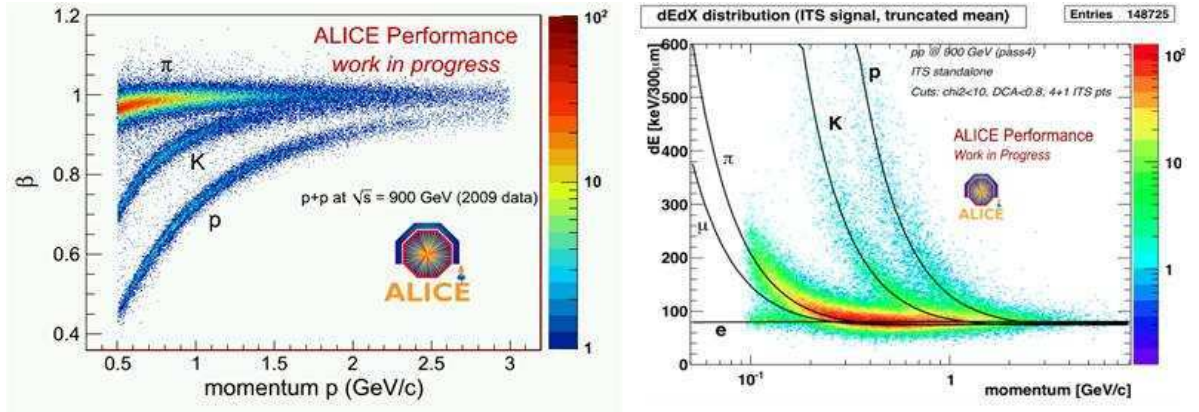


Figura 4.6: Función de respuesta de detectores que sirven para identificar partículas cargadas. A la izquierda el TOF y a la derecha el sistema de rastreo interior [Cri10].

### PID combinado

El anterior método puede ser generalizado para un sistema de  $N$  detectores como en el caso de ALICE:

$$W(i|\bar{s}) = \frac{R(\bar{s}|i) C_i}{\sum_{=e1,1r1\dots} R(\bar{s}|j) C_{=}} \quad (4.2)$$

donde  $\bar{s} = s_1, s_2, \dots, s_N$  son las señales registradas por cada uno de los detectores;  $C_i$  son las probabilidades a priori y finalmente  $R(\bar{s}|i)$  es la respuesta combinada de todo el sistema.

Cuando las señales  $s_{=}$  no están correlacionadas (lo cual es aproximadamente cierto en ALICE), la función de respuesta combinada se puede expresar como el producto de las funciones de respuesta individuales:

$$R(\bar{s}|i) = \prod_{=e1}^N r(s_{=} | i)$$

por lo ahora reescribimos 4.2 como

$$W(i|s_1, s_2, \dots, s_N) = \frac{C_i \prod_{=e1}^N r(s_{=} | i)}{\sum_{=e1,1r1\dots} C_{=} \prod_{=e1}^N r(s_{=} | j)} \quad (4.3)$$

Los pasos a seguir con esta fórmula son los mismos que en el caso de un solo detector.



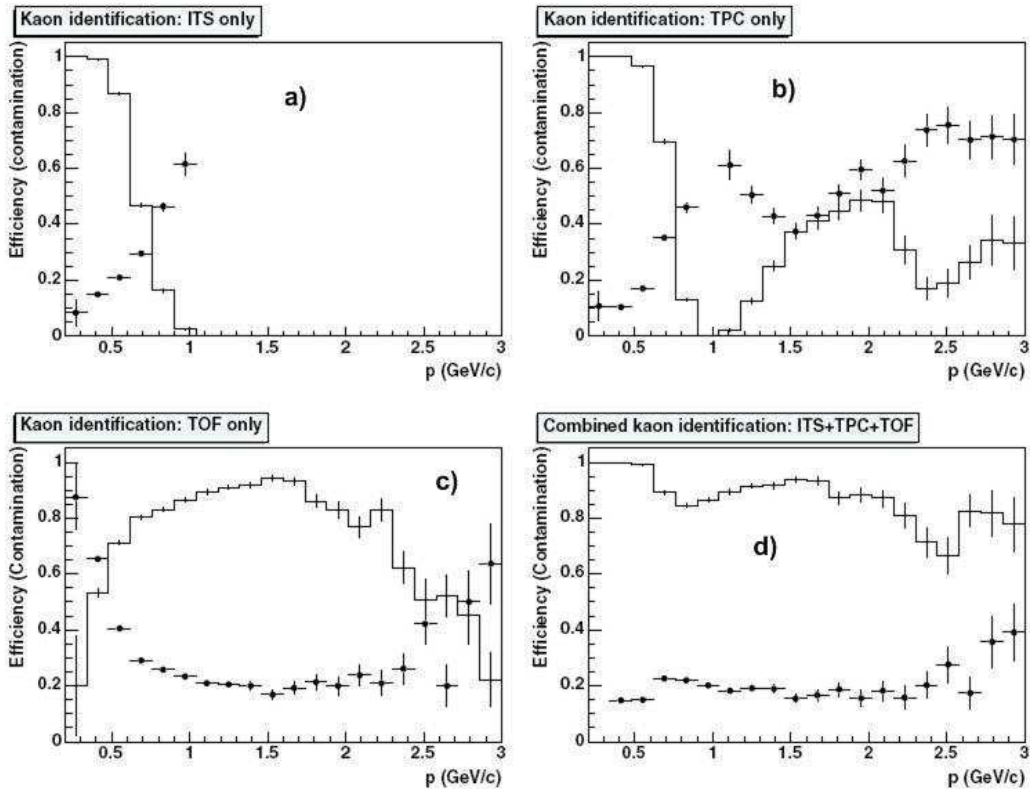


Figura 4.7: Ejemplo de cómo se mejora la eficiencia (líneas sólidas) en la identificación de kaones cuando se tiene el PID de un solo detector y el combinado. En a) solo se tiene la contribución del ITS, en b) la de la TPC y en c) la del TOF, mientras que en d) se aprecia la contribución de todos estos. Los puntos negros indican la contaminación de la señal.

### 4.3. El análisis

El análisis de datos es la última etapa del proceso de realización de todo experimento, ya sea real o simulado. A continuación se hace la descripción de los métodos empleados para la obtención de los resultados que serán presentados <sup>2</sup>.

#### 4.3.1. La muestra

La muestra que se utilizó para el análisis fue de poco más de 3.5 millones de eventos protón-protón a una energía de 900 GeV en el Centro de Masa generados por PYTHIA6 y un campo magnético de 0.5 Teslas. Dichos datos simulados se encuentran almacenados en CAF, <sup>3</sup> el conjunto de datos escogidos se encuentra en el directorio LHC09d10

<sup>2</sup> En esta sección se muestra el análisis para la  $\phi(1020)$ , para la  $\omega(782)$  y la  $\rho(770)$  se sigue un procedimiento similar.

<sup>3</sup> Conjunto de computadoras localizadas en el CERN destinadas para el análisis de muestras pequeñas de datos reales y simulados.

y dividido en 3 corridas: run10482X (1;177,200 eventos), run104867-71 (1;474,500 eventos) y run104799-801 (882,300 eventos). Estos eventos corresponden a lo que sería un programa de física en los primeros días de funcionamiento del LHC.

La geometría a través de la cual se realizó el transporte es la correspondiente al experimento ALICE, tal y como se describió en el capítulo anterior. Esta simulación fue realizada usando un software especializado llamado Geant 3, el cual recrea el paso de las partículas cargadas a través de los diferentes materiales con los que se encuentran contruidos todos y cada uno de los detectores [CER94].

### 4.3.2. Criterios de selección

Dado que las partículas a estudiar tienen tiempos de vida muy cortos, la estrategia consiste en detectar e identificar a dichas partículas por medio de sus decaimientos.

Tabla 4.1: Propiedades de las partículas a estudiar.

Partícula	Masa (MeV)	Anchura (MeV)	Decaimiento	Taza de decaimiento	$\tau$ (fm)
$\phi$	$1019.455 \pm 0.02$	$4.26 \pm 0.04$	$k^+k^-$	$48.9 \pm 0.5$	44
$\omega$	$782.65 \pm 0.12$	$8.49 \pm 0.08$	$\pi^+\pi^-$	$1.53^{+0.11}_{-0.13}$	23
$\rho$	$775.49 \pm 0.34$	$149.1 \pm 0.8$	$\pi^+\pi^-$	$\sim 100$	1.3

Se utilizaron criterios de selección o cortes para reducir lo más que se pueda el ruido físico (presencia de decaimientos de otras partículas) que entorpece la detección de la señal. Se manejaron de dos tipos: selección de eventos y de trazas.

Como su nombre lo indica, el primero sirve como filtro de eventos, ya que no todos nos servirán en nuestro análisis. Se realizaron cortes siguiendo las recomendaciones del subgrupo de Resonancias del PWG2 [Pul09], a saber:

- $0.3 < \chi^2/NGL < 3.0$ .- Donde NGL significa número de grados de libertad en relación al vértice reconstruido y esto nos indica de qué tan bien fue reconstruido el punto de interacción.
- Numero de contribuciones al vértice  $> 3$ .- Hace referencia a la cantidad de trazas asociadas al vértice primario.

En cuanto a la selección de trazas:

1. Número de cluster en la TPC  $> 50$ .- Servirá para la correcta reconstrucción de la traza.
2. Número de clusters en la TPC/NGL  $< 3.5$ .- Habla de qué tan bien fue reconstruida la traza.
3. Matriz Covariante.- Como ya se ha mencionado, sirve para realizar el filtro de Kalman.

4. Rechazar kinks.- Se denomina kinks a los decaimientos de partículas en los que la curvatura de la traza cambia, esto es debido a que la partícula madre decae en una sola hija cargada y en otra neutra. Dicho corte nos ayudará a reducir el ruido combinatorio.
5. Parametro de impacto.- En este caso se usa en términos de  $\sigma$ 's al vértice y se requirió que fuese menor que 4.

En las siguientes figuras se presenta cómo los cortes van afectando la señal y el ruido, tanto para el caso de la  $q$ , como para la  $\omega + p$  (esto se explicará en el siguiente capítulo). Para cada una se muestran dos gráficas: la de la izquierda muestra todos los pares de partículas positivo-negativo, es decir, la señal más el ruido (se explica en el siguiente apartado) y la de la derecha los kaones (piones) que efectivamente provienen de una  $q$  ( $\omega$  o  $p$ ). Así mismo, para todas las distribuciones se ha realizado primeramente la selección de eventos que se acaba de describir. Los rangos de momento transversal que corresponden a las gráficas que se presentan son:  $2.5 < p_T < 5.0$  GeV para la  $q$  y  $0.5 < p_T < 1.2$  GeV para la  $\omega$  y  $p$ . La tabla asociada a cada gráfica presenta la significancia obtenida para diferentes valores de dicho criterio de selección, tanto para la  $q$  como para la  $\omega + p$ . Esto con la finalidad de mostrar que el corte elegido es el que maximiza la significancia.

Ahora bien, la figura 4.8 presenta la cantidad de clusters que las partículas dejan en la TPC, en donde el eje de las ordenadas se encuentra en escala logarítmica. La línea vertical café muestra el punto donde hacemos nuestro corte y la flecha indica todas las trazas que sobreviven a esta selección. Nótese que de todas las entradas de kaones que provienen de  $q$ 's, prácticamente la mitad no dejan ningún cluster en la TPC, lo cual es muy importante porque de entrada todas estas partículas se perderán ya que sin estas señales en la cámara de proyección temporal nos será totalmente imposible hacer el rastreo y seguimiento de estas resonancias.

Para la  $\omega$  y la  $p$  tenemos un comportamiento parecido (figura 4.9), la diferencia estriba en la cantidad de partículas que tenemos como señal más ruido como piones que efectivamente provienen de las resonancias que nos interesan. En ambos casos se tiene que más de la mitad de las partículas serán imposibles de reconstruir pues no se presentan señales suficientes en la TPC para su seguimiento.

Tabla 4.2: Número de clusters en la TPC.

Clusters	Significancia $q$	Significancia $\omega + p$
20	$1.17 \pm 0.32$	$13.67 \pm 0.77$
35	$1.17 \pm 0.32$	$13.68 \pm 0.77$
50	$1.22 \pm 0.32$	$13.71 \pm 0.77$
65	$1.17 \pm 0.32$	$13.58 \pm 0.77$
80	$0.96 \pm 0.32$	$13.28 \pm 0.77$

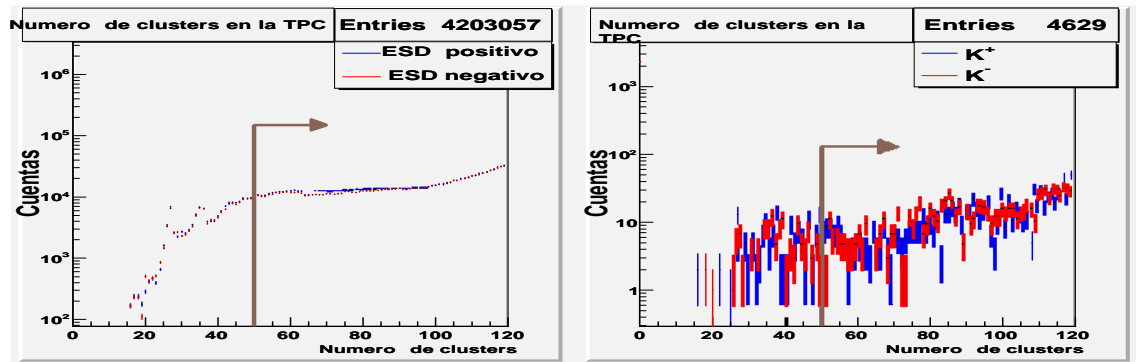


Figura 4.8: Número de clusters que deja una partícula en su paso por la TPC habiendo realizado la selección de eventos. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los kaones que provienen de alguna  $q$ .

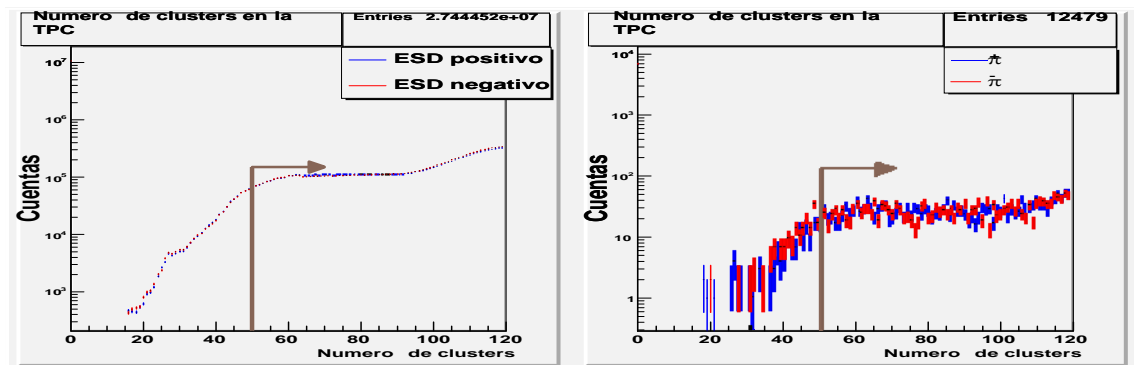


Figura 4.9: Número de clusters que deja una partícula en su paso por la TPC una vez realizada la selección de eventos. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los piones que provienen de alguna  $\omega$  o  $p$ .

En la figura 4.10 se presenta el cociente del número de cluster sobre los grados de libertad al cual se hace el ajuste de la traza. Arriba a la derecha se observa el número de entradas, es decir, la cantidad de partículas que sobrevivieron al corte anterior y nos damos cuenta que tanto para la señal más ruido como para la verdadera señal, solo un cuarto de cada uno pasa la selección. Para la otras dos resonancias el corte resulta ser más restrictivo.

Tabla 4.3: Número de clusters en la TPC/NGL.

Clusters/NGL	Significancia $q$	Significancia $\omega + p$
1.5	$1.91 \pm 2.1$	$1.63 \pm 0.98$
2	$0.31 \pm 0.22$	$0.82 \pm 0.75$
2.5	$0.54 \pm 0.31$	$8.99 \pm 0.76$
3	$1.15 \pm 0.32$	$13.28 \pm 0.77$
3.5	$1.22 \pm 0.32$	$13.45 \pm 0.77$

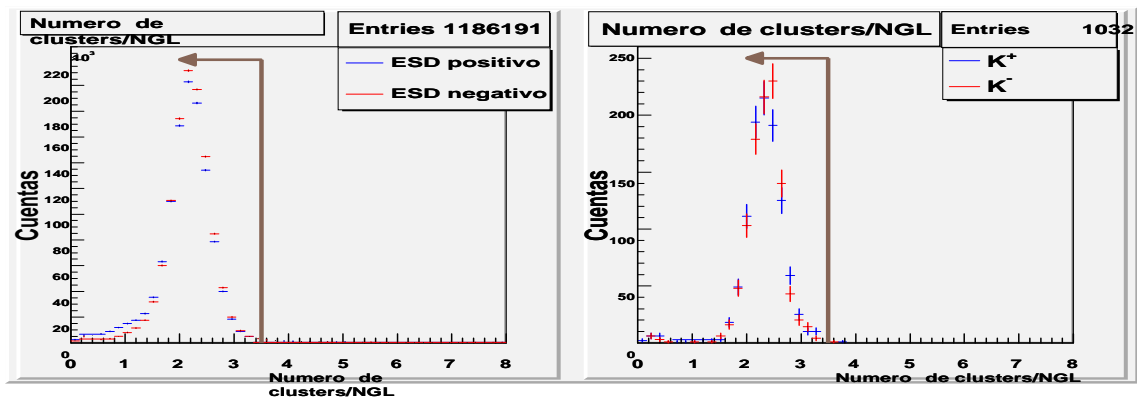


Figura 4.10: Número de clusters sobre grados de libertad de la traza ajustada. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los kaones que provienen de alguna  $q$ .

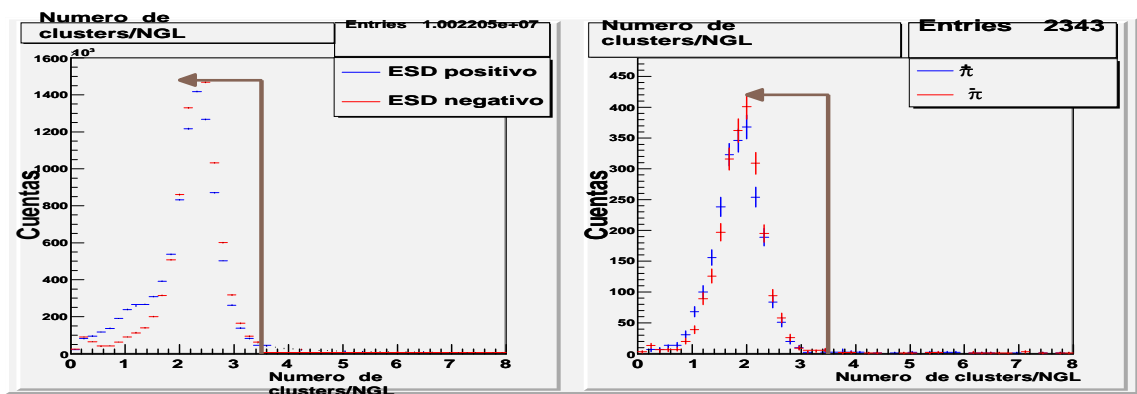


Figura 4.11: Número de clusters sobre grados de libertad de la traza ajustada. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los piones que provienen de alguna  $\omega$  o  $p$ .

Finalmente en la figura 4.12 y 4.13 se grafica el parámetro de impacto en términos del número de sigmas al vértice una vez que se han aplicado los cortes 1 a 4.

Tabla 4.4: Parámetro de impacto.

Clusters/NGL	Significancia $q$	Significancia $\omega + p$
2	$1.13 \pm 0.32$	$13.67 \pm 0.77$
2.5	$1.19 \pm 0.32$	$13.7 \pm 0.77$
3	$1.17 \pm 0.32$	$13.71 \pm 0.77$
3.5	$1.19 \pm 0.32$	$13.77 \pm 0.77$
4	$1.22 \pm 0.32$	$13.82 \pm 0.77$

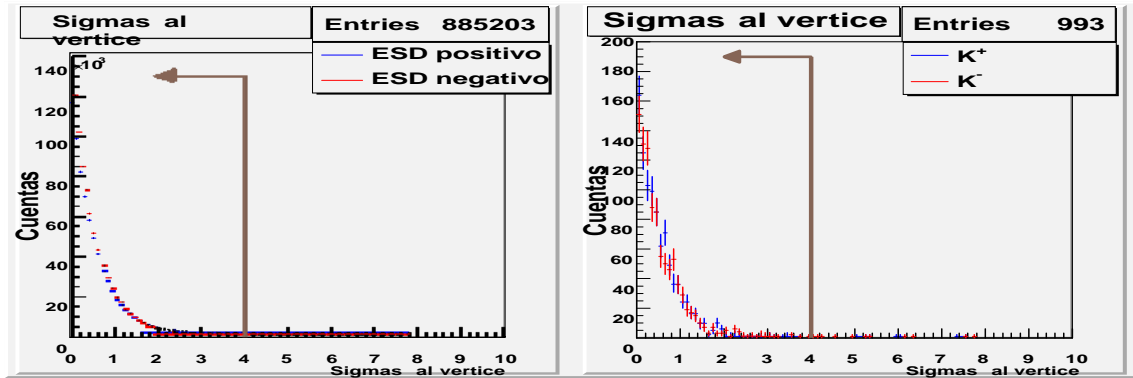


Figura 4.12: Sigmas al vértice de las partículas que sobreviven los criterios de selección. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los kaones que provienen de alguna  $q$ .

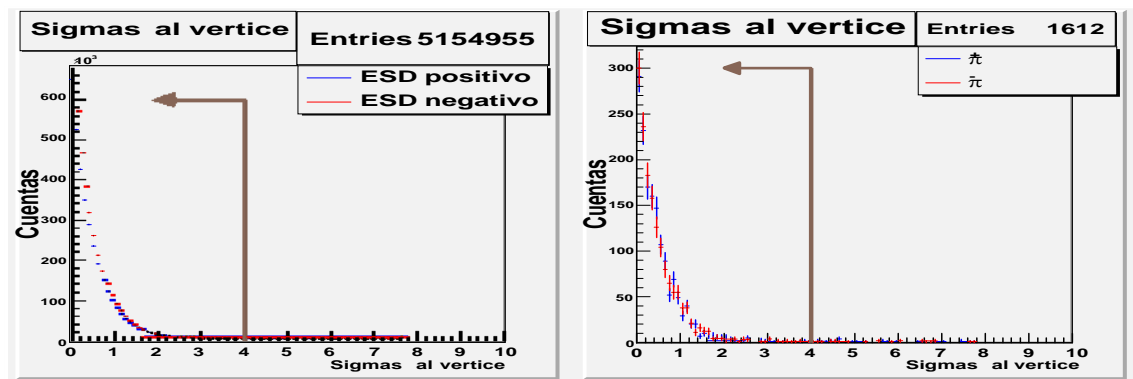


Figura 4.13: Sigmas al vértice de las partículas que sobreviven los criterios de selección. A la izquierda todas las partículas (señal más ruido) y a la derecha los piones que provienen de alguna  $\omega$  o  $p$ .

### 4.3.3. Ruido combinatorio y extracción de la señal

Primeramente se agrupa a todas las trazas que sobreviven a los criterios de selección en dos arreglos: trazas positivas y trazas negativas. A continuación se agarra el primer elemento del arreglo de trazas positivas y se empareja con el primero de las trazas negativas, a cada una se le extrae el momento  $\vec{p}$  y usando

$$M = \frac{q}{m_+ + m_- + 2(E_+E_- - \vec{p}_+ \cdot \vec{p}_-)} \quad (4.4)$$

$$E_{\pm} = \frac{q}{\vec{p}_{\pm}^2 + m_{\pm}^2}$$

se hace el cálculo de la masa invariante para saber cuál es la madre de estas partículas; los subíndices hacen referencia a la carga de la traza. Nótese que en esta fórmula

entra en juego la masa de las partículas y como primera técnica, sin usar el PID se hecha mano de la hipótesis de masa. Esto consiste en suponer que todas las trazas corresponden a kaones, de tal forma que  $m_{+-} = 493.677$  MeV. Se realiza de nueva cuenta esto mismo con el segundo elemento del arreglo de trazas negativas, el tercero, etc... Este procedimiento se repite con todas y cada una de las trazas del arreglo positivo emparejándolas con todas y cada una de las trazas negativas. Lo que se obtiene al graficar todo esto es la señal más el ruido ( $n^{+-}$ ).

Ahora bien, el ruido de fondo fue modelado por medio del método conocido como suma de los signos iguales, el cual consiste en hacer exáctamente lo mismo pero con las trazas del mismo signo, es decir, emparejar las trazas positivas ( $n^{++}$ ) con ellas mismas y las negativas ( $n^{--}$ ) con ellas misma para usar 4.4 y graficar los resultados. Este método usa de manera implícita una distribución binomial para modelar la multiplicidad de pares.

Finalmente, para eliminar el ruido combinatorio, es decir para reducir el número de trazas positivo-negativo erróneamente apareados que de forma original no se encontraban correlacionados se hace:

$$\begin{aligned} \text{Señal} &= (\text{Señal} + \text{ruido}) - R \cdot (\text{ruido de fondo}) \\ &= n^{+-} - R \cdot (n^{++} + n^{--}) \end{aligned} \quad (4.5)$$

donde  $R$  es un factor de normalización que expresa la diferencia en número entre trazas positivas y negativas, y a su vez sirve para escalar el ruido combinatorio (ver apéndice B).

También existe el método del producto de los signos iguales, que usa una distribución de Poisson, la cual es más realista a la hora de reproducir resultados. Otro modelo es de la mezcla de eventos, que como su nombre lo indica, aparea trazas de diferentes eventos [Col05c].

#### 4.3.4. Probabilidades a priori

Como se mencionó en el capítulo anterior, una de las características más importantes de ALICE, es que posee una gran capacidad de detección de partículas ya que cuenta con la mayoría de las técnicas de PID que se usan en la Física de Altas Energías. De igual forma se hizo énfasis en 4.2.4, que las probabilidades a priori son altamente dependientes de los criterios de selección que se realizan, de tal forma que para el presente trabajo dichas probabilidades se obtuvieron de la siguiente manera:

1. Se utilizó el algoritmo de análisis sobre la muestra de eventos.
2. Se ligó la información reconstruida con el Monte Carlo para conocer qué tipo de partículas son las que sobreviven a los cortes que se aplicaron.

3. Dado que solo nos interesan las partículas cargadas, se obtuvo qué porcentaje de las partículas detectadas corresponden a  $e, \mu, \pi, k, p$  y esto es lo que se utiliza como probabilidad a priori.
4. Por último se añade un criterio de selección más: se escogen únicamente las trazas cuya probabilidad de ser Kaon es mayor a la de las demás partículas. Para el caso de la  $\omega$  y la  $p$ , este criterio se cambia para que seleccione las trazas cuya probabilidad de ser piones es máxima.

Una vez que se obtuvieron estos valores, se realizó el procedimiento descrito anteriormente para la obtención de la señal.

#### 4.3.5. Ajustes

A la señal obtenida se le ajustó una Breit-Wigner, ya que PYTHIA [TSS06] usa la forma no relativista para generar resonancias:

$$\frac{dN}{dm} = N \frac{\Gamma^2}{4(m - M_0)^2 + \Gamma^2}$$

donde  $N, M_0$  y  $\Gamma$  son los parámetros que representan el factor de normalización, la masa y la anchura respectivamente. Se dejaron fijos  $M_0$  y  $\Gamma$  a los valores que se obtienen al hacer el mismo ajuste de los espectros obtenidos con el generador de eventos.

Los intervalos sobre los cuales se realizaron los ajustes fueron obtenidos al enlazar la reconstrucción con el Monte Carlo, ya que así podemos conocer hasta dónde se extiende la verdadera señal y con esto nos evitamos incluir cosas que no tienen qué ver con la partícula que estamos identificando. Para el caso de la  $\omega$  y la  $p$  se ajustan dos Breit-Wigner, una para cada una.

Importante es señalar que para datos reales los ajustes deberán hacerse a través de una Breit-Wigner Relativista que tome en cuenta la contribución del spin.

#### 4.3.6. Aceptancia y eficiencias

La aceptación es un valor que depende de la geometría del detector y de los canales de decaimiento de la partícula que se estudia. Está definido como el cociente del número de  $q$ 's con  $|y| < 0.9$  que decaen en el canal de 2 kaones cargados ( $q_{acqp}$ ) entre el número total de  $q$ 's generadas ( $q_{gqnq}$ ):

$$C_{acqp} = \frac{q_{acqp}}{q_{gqnq}}. \quad (4.6)$$

También nos interesa ver qué porcentaje  $q_{acqp}$  son susceptibles a ser reconstruidas. Para esto, el numerador de 4.6 se divide entre las  $q$ 's que además de pertenecer al conjunto de las  $q_{acqp}$  cumplen con los requerimientos del filtro de eventos ( $q_{rqco}$ ) [Kra07]:



$$C_{rqco} = \frac{q_{rqco}}{q_{acqp}}. \quad (4.7)$$

Además se tiene que debido a los criterios de selección, también existe una pérdida de la señal. Esto se encuentra cuantificado por la eficiencia de la selección:

$$C_{sql} = \frac{q_{sql}}{q_{rqco}} \quad (4.8)$$

donde  $q_{sql}$  son aquellas  $q$  que son reconstruibles y que además sobrevivieron a los cortes de las trazas.

Finalmente, para cuando se utilice el PID, también es necesario encontrar qué tan bueno es el identificador de partículas. En este caso la eficiencia es el número de partículas correctamente identificadas del total que fueron aceptadas:

$$C_{PID} = \frac{q_{PID}}{q_{sql}} \quad (4.9)$$

#### 4.3.7. S/R y significancia

Para saber cuantitativamente qué tan bien hemos reconstruido una partícula se utiliza el cociente entre la señal y el ruido combinatorio (S/R) y lo que se conoce como significancia, la cual se encuentra definida como el número de  $q$ 's ( $\omega$ 's y  $p$ 's) dividida por la fluctuación estadística de la señal más el ruido combinatorio:

$$\text{Significancia} = \frac{S}{\sqrt{S + R}}. \quad (4.10)$$

Para ambas cantidades la señal está dada por la integral de la Breit-Wigner una vez que se ha restado el ruido. El fondo combinatorio se integra con los mismos límites inferiores y superiores que la señal pero en el espectro dado por el segundo miembro del lado derecho en la ecuación 4.5, donde el ajuste está dado por una recta a la que se le dan como parámetros libres la pendiente y ordenada al origen. Dado que la significancia es proporcional a  $\frac{1}{\sqrt{N_{\text{eventos}}}}$ , va a mejorar conforme aumentemos los eventos que se analicen.

#### 4.3.8. Comparación con el Monte Carlo

Ya para terminar y con el afán de ver si el procedimiento, así como el algoritmo usado para encontrar las señales de las partículas a estudiar fue el adecuado, es menester hacer una comparación con el Monte Carlo.

Para esto, el resultado final obtenido a través de los cortes y restando el ruido combinatorio es multiplicado por un factor de corrección dado por:

$$C_{C\text{orr}} = \frac{q_{acqp}}{q_{sql}} \quad (4.11)$$

para el caso en el que se usó el identificador de partículas el término de corrección es:

$$C_{\text{CorrPID}} = \frac{Q_{\text{acqp}}}{Q_{\text{PID}}} \quad (4.12)$$

Una vez corregidos las distribuciones, la integral bajo la curva del ajuste realizado nos proporcionará el número de partículas reconstruidas.



# Capítulo 5

## Resultados

Ahora se presentan los resultados obtenidos con el método de análisis descrito en el último capítulo. Todo el material a mostrar está dividido en dos partes:  $\phi^0(1020)$  y  $\omega^0(782) + \rho^0(770)$  por razones que quedarán claras con forme se vaya avanzando, aunque para cada sección se presenta los mismos tipos de resultados y se realiza un análisis de los mismos. También es importante aclarar que un común denominador es que debemos limitarnos a analizar únicamente las trazas que caen dentro de la aceptación geométrica del Barril Central, el cual, como ya se ha mencionado es  $|y| < 0.9$ .

Se han escogido 4 ventanas de  $p_T$  en los que se hará la identificación de las resonancias, a saber: 0-0.5 GeV (primer intervalo), 0.5-1.2 GeV (segundo intervalo), 1.2-2.5 GeV (tercer intervalo) y 2.5-5.0 GeV (cuarto intervalo). Sin embargo, dado que se sigue exactamente el mismo procedimiento para cada uno, solo se mostrará paso por paso lo realizado en una ventana de  $p_T$  y al final se mostrará todo el conjunto. La razón de terminar el análisis en esta última ventana es porque para la energía a la que se simulan las colisiones (900 GeV), la estadística es ya muy poca para partículas reconstruidas con  $p_T > 5.0$  GeV.

Las gráficas que se muestran para la  $\phi$  tienen un tamaño de bin de 1.1 MeV, resolución suficiente para apreciar el angosto pico de esta resonancia. Por el contrario, para la  $\omega + \rho$  este valor es de 11 MeV, ya que el rango sobre el que se extiende esta señal es demasiado grande y un refinamiento como en el caso de la  $\phi$  (binning pequeño) no es necesario.

Así mismo se trabaja en unidades naturales, de tal forma que tanto las masas como los momentos se miden en unidades de energía.

### 5.1. $\phi^0(1020)$

Primero hablaremos sobre la  $\phi$ , ya que como se verá, su señal no presenta ruido físico alguno y esto la hace muy fácil de distinguir.

En la tabla 5.1 se presentan los valores de S/R y significancia que se obtuvieron, cada intervalo de  $p_T$  se encuentra dividido en dos, donde los símbolos "y  $\phi$ " significan el uso y no uso del identificador de partículas respectivamente. Así mismo  $\phi_{\text{acep}}$  y  $\phi_{\text{rec}}$

hacen referencia a las partículas que son susceptibles de ser reconstruidas y las que efectivamente fueron reconstruidas.

Como se mostrará más adelante, en la primera ventana de  $p_T$  no se observa la señal de la resonancia, razón por la que no es posible hacer los cálculos de S/R y significancia. Para cuando no se usa el PID el mayor valor que se tiene para la S/R se localiza en  $2.5 < p_T \leq 5.0$ , lo cual es algo que se observará en los resultados presentados, de hecho, esa es la razón por la que el proceso fue descrito con dicho intervalo: porque la señal es más visible que en los demás. Sin embargo la significancia aquí es la menor, mientras que para los otros dos intervalos se tienen valores de significancia bastante buenos.

Usando el identificador de partículas la S/R mejora de forma notoria. De nueva cuenta a mayor momento transversal mayor es este cociente, excepto para las dos ventanas de menor  $p_T$ , sin embargo nótese que en la primera la incertidumbre es de prácticamente el 50% y para  $0.5 < p_T \leq 1.2$  ésta misma es de tan solo el 5%. En el rubro de las significancias la mejora es aun más evidente que para S/R y como ya nos esperábamos, el valor más bajo es para los momentos transversales más pequeños, muy por atrás de los altos  $p_T$  y éste a su vez, tiene menos de la mitad de la significancia que se obtiene en las ventanas intermedias.

Tabla 5.1: S/R, significancia y  $\phi^0(1020)$  reconstruidos

$p_T$ (GeV)	$\phi_{\text{acep}}$	PID	S/R	Significancia	$\phi_{\text{rec}}$
0.0-0.5	26,874	%	————	————	—
	+ 282.21	V	————	————	—
0.5-1.2	31,724	%	0.007 + 0.0009	2.12 + 0.27	5,631.23 + 746.34
	+ 306.48	V	0.95 + 0.044	12.67 + 0.5	3,355.89 + 91.71
1.2-2.5	10,902	%	0.04 + 0.002	4.5 + 0.28	5,116.02 + 313.31
	+ 179.86	V	1.37 + 0.097	10.36 + 0.54	1,846.16 + 65.77
2.5-5.0	1,375	%	0.098 + 0.012	2.55 + 0.32	730.65 + 85.67
	+ 63.94	V	1.98 + 0.34	5.55 + 0.59	464.82 + 31.4

Ahora continuaremos con las graficas. Para empezar, se mostrará el espectro de esta partícula a nivel del generador, esto es con la intención de ver lo que queremos obtener en la reconstrucción y en donde hay que hacer ajustes a ambos.

Como se habló en el capítulo previo, se usó la versión no relativista de una curva Breit-Wigner, donde para el espectro proporcionado por PYTHIA se dejan libres los parámetros de la masa ( $M_\phi$ ), anchura ( $\Gamma_\phi$ ) y constante de normalización ( $N_\phi$ ) para saber los valores a los que se ajusta la curva y que un poco más adelante usaremos (figura 5.1).

En seguida nos pasamos a las reconstrucciones, donde una vez aplicados los cortes para seleccionar trazas y eventos obtendremos dos espectros, tal y como se muestra en la Ecuación 4.5. Uno de estos es la señal + ruido combinatorio dado por el apareamiento de trazas de carga opuesta y el ruido combinatorio que resulta de sumar aquellas trazas

con cargas iguales. Así pues, en la figura 5.2 se puede apreciar sin problemas el ruido combinatorio y el inequívoco pico que delata la presencia de la resonancia.

Aquí es muy importante decir que para esta partícula el factor R de normalización (Ecuación 4.5) se tomó como 1, es decir, se consideró que la cantidad de partículas positivas y negativas era igual, algo que para la siguiente sección ya no será de esta manera.

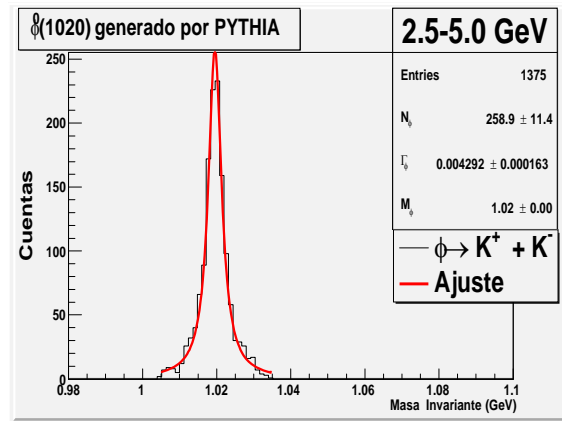


Figura 5.1: Espectro de masa invariante de la  $\phi \rightarrow K^+ + K^-$  con  $|y| < 0.9$  y  $2.5 < p_T \leq 5.0$  a nivel generador.

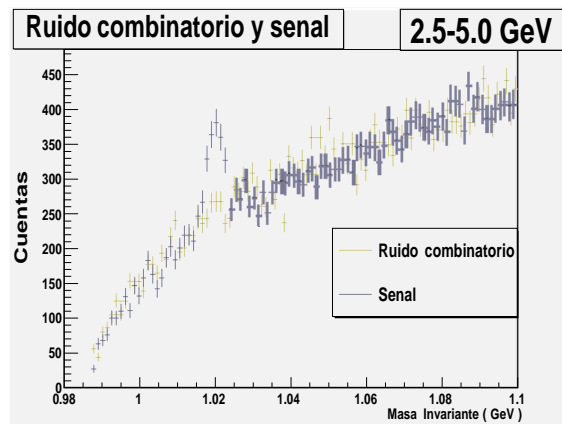


Figura 5.2: Ruido combinatorio y señal de la  $\phi$  con las mismas características cinemáticas que la figura anterior.

A la izquierda de la figura 5.3 muestra los valores de aceptación para cada uno de los intervalos de momento transverso, donde se aprecia que se obtiene un valor constante. A la derecha de la misma imagen se observa el porcentaje de  $\phi$ 's con  $|y| < 0.9$  tal que  $\phi \rightarrow k^+ + k^-$  y que son susceptibles a ser reconstruidas. Para el primer intervalo solo una de cada diez cumplen con estos requisitos, con lo que desde este momento podemos hacernos a la idea de que en este rango de  $p_T$  será muy difícil poder reconstruir esta partícula con tanta pérdida. Para los siguientes intervalos se tiene que algo raro pasa: hay más  $\phi$ 's que pueden ser reconstruidas que las originales, siendo este comportamiento mayor conforme se aumenta el momento transverso.

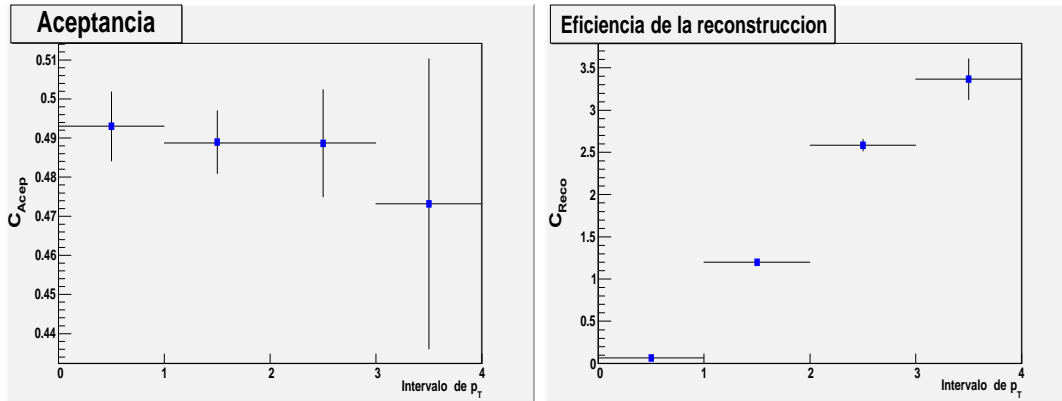


Figura 5.3: A la izquierda se presenta la aceptación y a la derecha la eficiencia de la reconstrucción, tal y como se encuentran definidas por las ecuaciones 4.6 y 4.7.

La siguiente imagen nos dice qué porcentaje de todas las  $\phi$ 's disponibles para ser reconstruidas sobrevivieron a los cortes de selección de trazas. Se aprecia que dicho porcentaje es sumamente bajo para el primer intervalo de  $p_T$ , con lo que de nueva cuenta no debemos esperar un buen resultado aquí. La explicación es que las partículas con bajo momento transversal ( $0.0 < p_T \leq 0.5$ ) no logran dejar la suficiente cantidad de clusters en la TPC que nos permitan poderlas reconstruir.

Justo es decir que la razón por la cual las eficiencias aquí obtenidas (y también con las demás partículas) pueden parecer muy bajas ([yBB07]) es porque desde el principio la selección de candidatas fueron aquellas cuya rapidez se encuentra dentro del Barril Central. Este es un punto muy importante, ya que las hijas de estas  $\phi$ 's no necesariamente pueden caer en dicho intervalo de  $y$ , puede ser que una de ellas si cumpla con  $|y| < 0.9$  y la otra no, o incluso que ninguna de ellas.

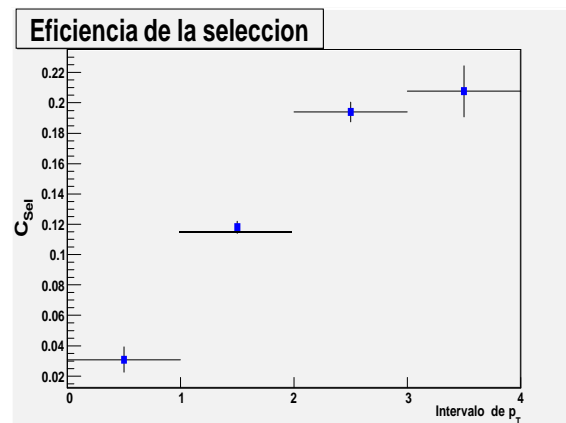


Figura 5.4: Eficiencia de la selección para los 4 intervalos de  $p_T$ , tal y como se encuentra definida por la Ecuación 4.8.

Después de hacer la resta indicada por la Ecuación 4.5, se tiene únicamente la señal,

a la que se le procede a ajustar de nueva cuenta una Breit-Wigner. En esta ocasi3n, los parámetros de la masa y la anchura son fijados a lo que se obtuvo en el ajuste a nivel del generador. De la figura 5.5 es claro que, como ya nos habíamos podido imaginar, para  $0 < p_T \leq 0.5$  GeV fue imposible lograr la reconstrucción de la resonancia. Para esta gráfica esperaríamos encontrar un espectro totalmente plano al no tener la señal deseada, pero vemos que esto no es así para valores de masa invariante menores que 1 GeV donde se presenta un comportamiento sumamente raro, sin embargo, esto también se puede apreciar en resultados obtenidos por otras personas (por ejemplo en [yBB08]).

Las cosas cambian para  $0.5 < p_T \leq 1.2$  GeV ya que se empieza a ver una señal, aunque no de forma clara. Para la figura 5.6 la señal es totalmente notoria y no es empañada por el ruido.

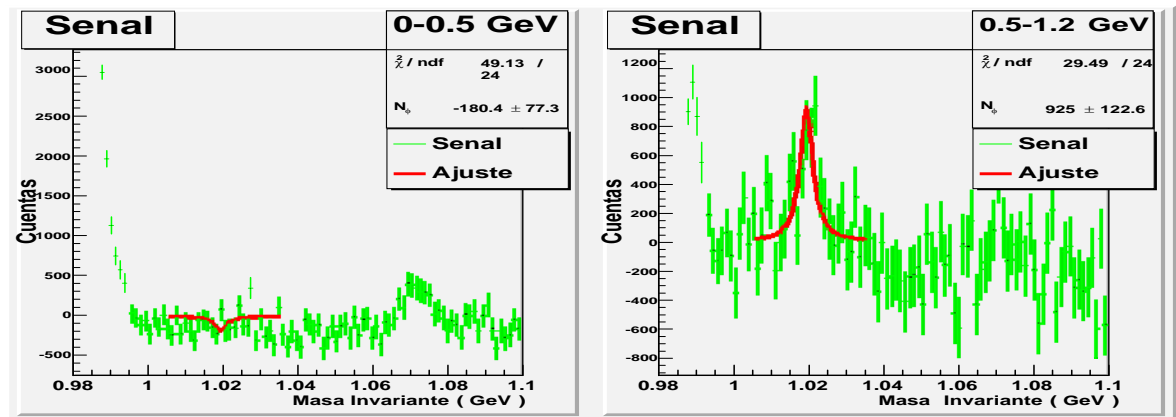


Figura 5.5: Espectro de la  $\phi$  al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros obtenidos previamente,  $0 < p_T \leq 0.5$  GeV y  $0.5 < p_T \leq 1.2$  GeV.

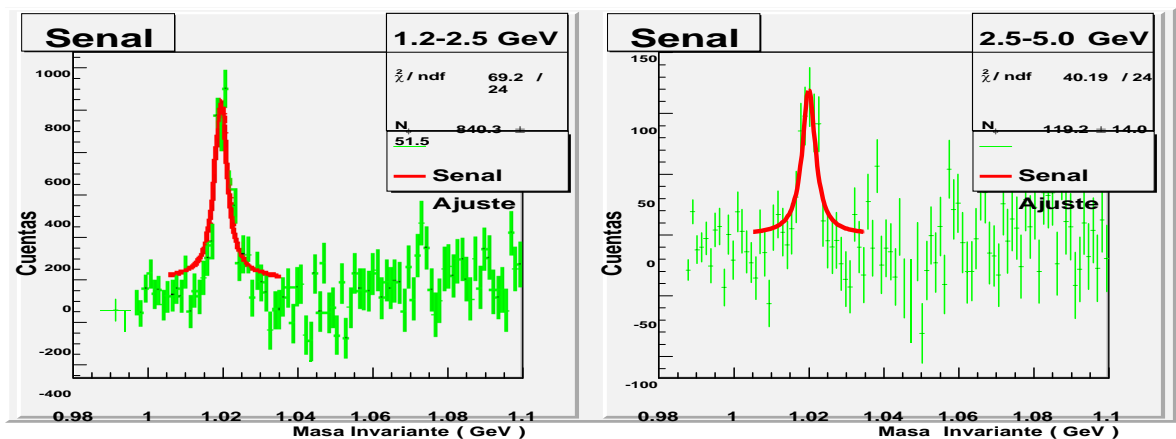


Figura 5.6: Espectro de la  $\phi$  al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros obtenidos previamente,  $1.2 < p_T \leq 2.5$  GeV y  $2.5 < p_T \leq 5.0$  GeV.



Como último paso, debemos comparar nuestros resultados con la información Monte Carlo teniendo en cuenta que debemos compensar las pérdidas que pueden haber debidas a errores en la reconstrucción y en la selección de los eventos y trazas. Precisamente para eso se tiene la Ecuación 4.11, por la que debemos multiplicar la señal obtenida hasta ahora.

De esta forma podemos ver en la figura 5.7 que para el segundo rango de momento transversal la presencia de  $\phi^0(1020)$  ya es notoria y se sigue la tendencia dictada por el Monte Carlo; sin embargo en  $1.0 < p_T < 1.02$  dicho comportamiento no se encuentra todavía bien marcado. Las últimas dos imágenes (figura 5.8) que suman en total un generoso intervalo de 3.8 GeV's presentan unas muy buenas reconstrucciones, donde además de que la señal es a todas luces evidentes, ambas también coinciden con el espectro generado por PYTHIA: tanto en masa como en anchura.

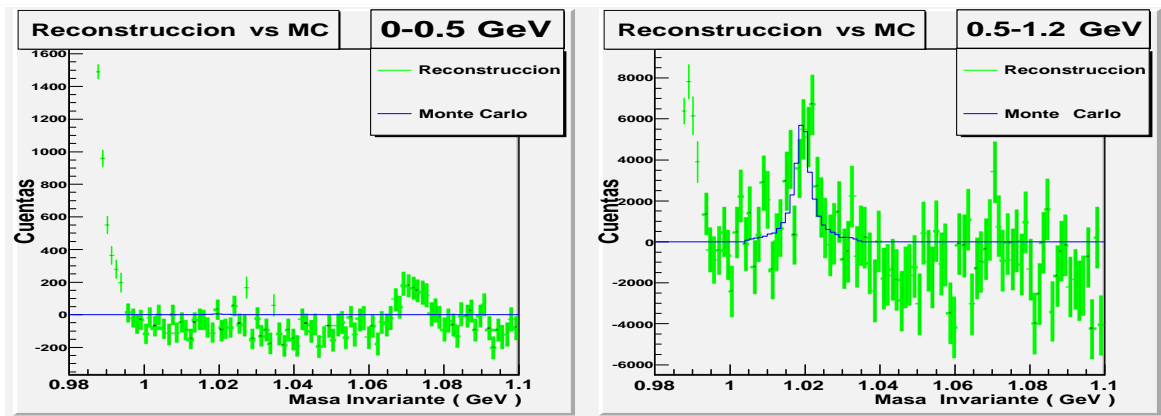


Figura 5.7: Comparación de la  $\phi$  reconstruida con el Monte Carlo para  $0 < p_T \leq 0.5$  GeV y  $0.5 < p_T \leq 1.2$  GeV.

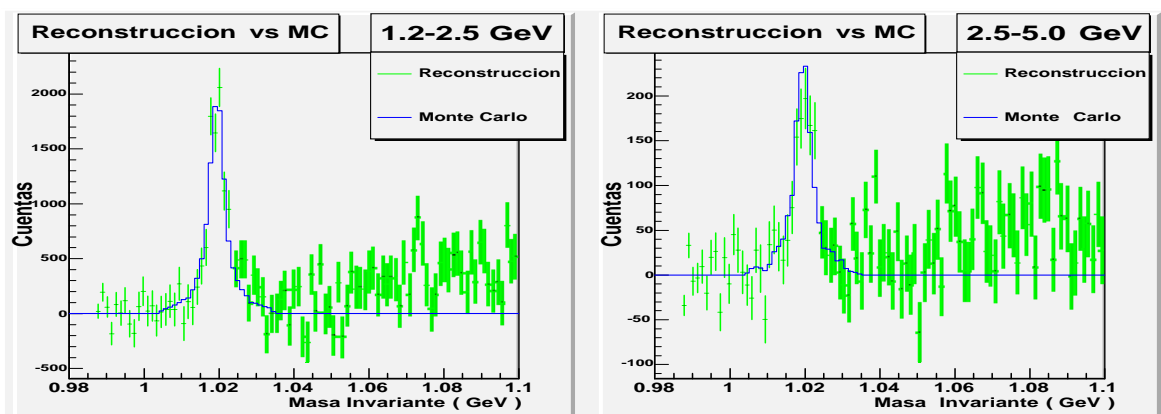


Figura 5.8: Comparación de la  $\phi$  reconstruida con el Monte Carlo para  $1.2 < p_T \leq 2.5$  GeV y  $2.5 < p_T \leq 5.0$  GeV.

A continuación veremos los resultados cuando usamos el PID, donde la mejoría es evidente desde el primer momento. En la figura 5.9 se aprecia de forma clara el pico de la  $\phi$  que se levanta sobre un ruido combinatorio muchos más plano que en el caso anterior.

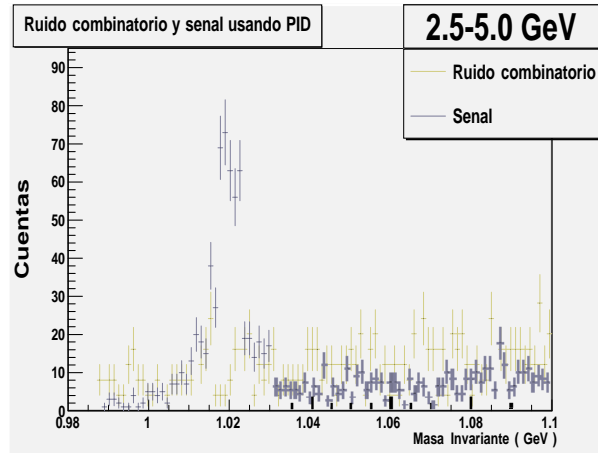


Figura 5.9: Ruido combinatorio y señal de la  $\phi$  usando PID.

De igual forma se procede a realizar la resta del ruido combinatorio y a ajustar de nueva cuenta una Breit-Wigner donde los valores de la masa y la anchura están constreñidos a los que previamente se obtuvieron a nivel del generador. Los beneficios de esta nueva técnica salta a la vista de forma inmediata, ya que desde el primer intervalo de  $p_T$  se puede observar la señal de la resonancia, aunque todavía no es del todo clara. Para la imagen de la derecha en la figura 5.10 ya no se tiene el ruido que dificultaba identificar plenamente a la  $\phi$  como en la figura 5.5.

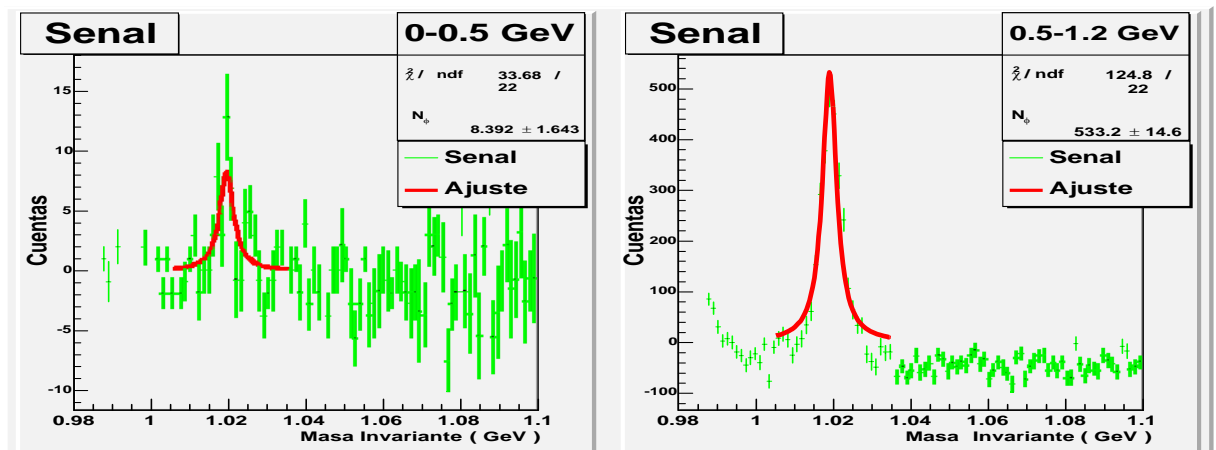


Figura 5.10: Espectro de la  $\phi$  al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros ya obtenidos,  $0 < p_T \leq 0.5$  GeV y  $0.5 < p_T \leq 1.2$  GeV y usando el identificador de partículas.

Los últimos dos intervalos fueron los mejores reconstruidos y con el PID, su señal mejora, ya que el pico se encuentra mucho más definido y claro.

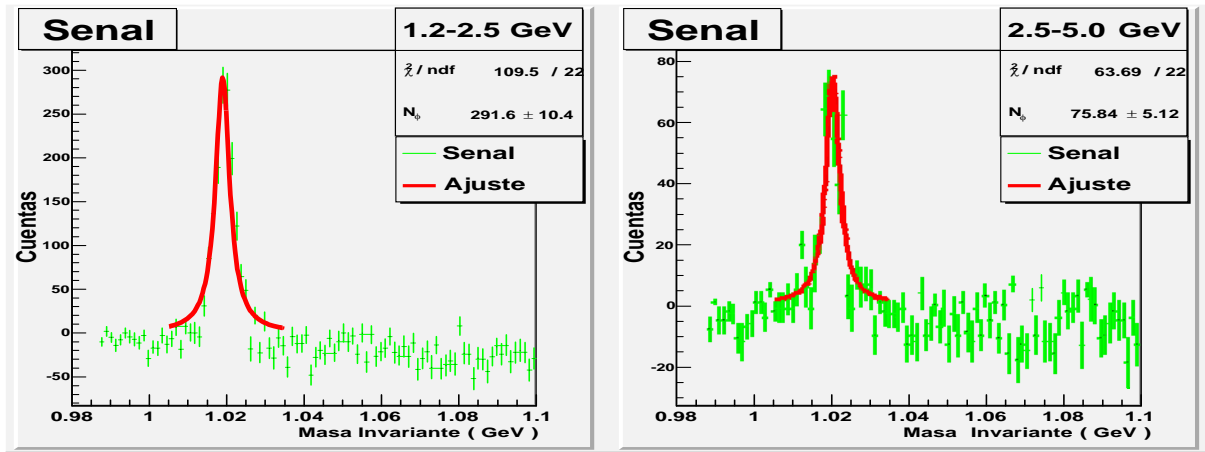


Figura 5.11: Espectro de la  $\phi$  al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros ya obtenidos,  $1.2 < p_T \leq 2.5$  GeV y  $2.5 < p_T \leq 5.0$  GeV usando el PID.

Finalmente se contrasta con el Monte Carlo estos resultados obtenidos con el identificador de partículas. Como ya habíamos visto, para la imagen de la izquierda en la figura 5.10 se presenta una enorme mejoría: la señal es perceptible y sigue el comportamiento de lo obtenido con el generador de eventos, sin embargo no me atrevería a decir que la resonancia fue reconstruida satisfactoriamente en este intervalo. Para  $0.5 < p_T \leq 1.2$  GeV el cambio también es por demás impresionante, nótese como la señal reconstruida sigue el contorno del Monte Carlo de forma minuciosa.

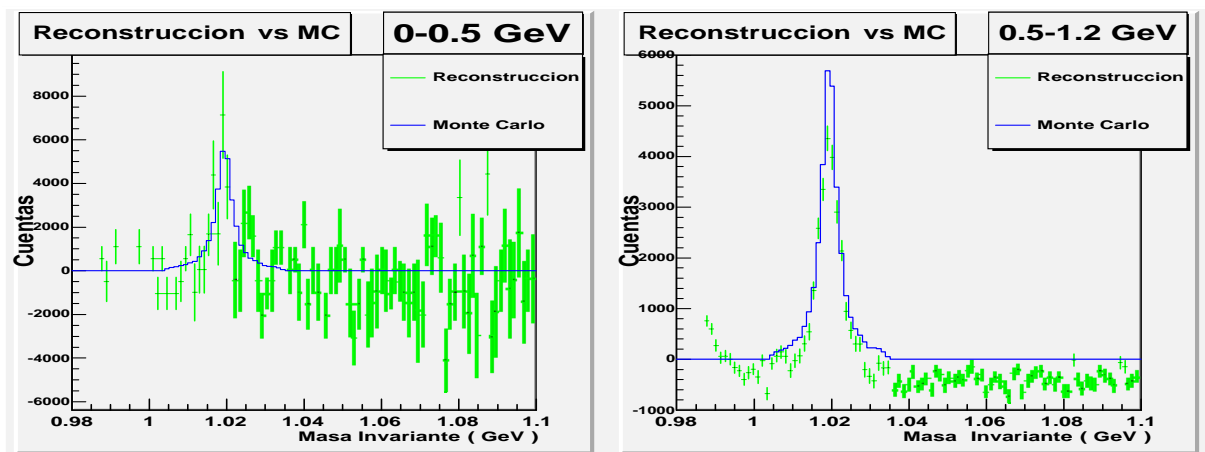


Figura 5.12: Comparación de la  $\phi$  reconstruida con el Monte Carlo para  $0 < p_T \leq 0.5$  GeV y  $0.5 < p_T \leq 1.2$  GeV.

Los últimos dos intervalos habían sido los mejor reconstruidos anteriormente y en esta ocasión no son la excepción. Para ambos casos en la figura 5.11 la reconstrucción sigue el mismo patrón que el Monte Carlo.

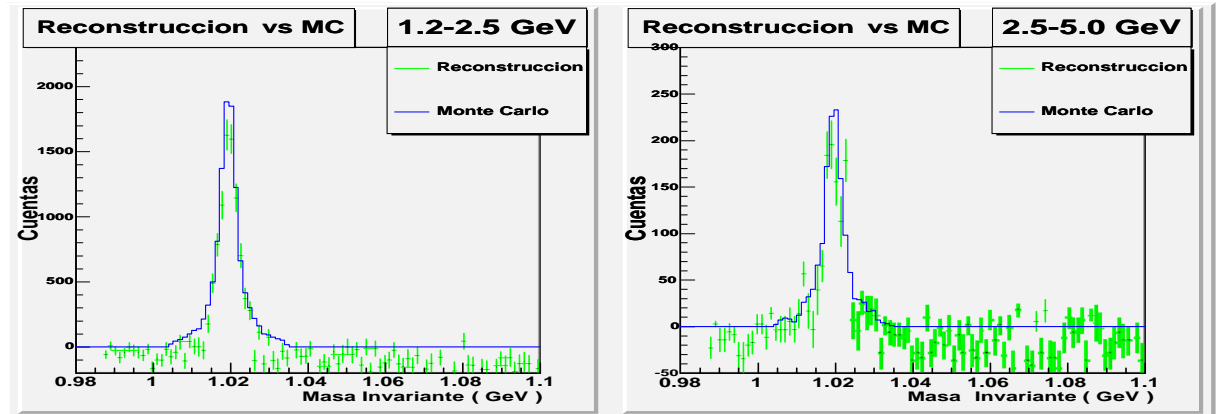


Figura 5.13: Comparación de la  $\phi$  reconstruida con el Monte Carlo para  $1.2 < p_T \leq 2.5$  GeV y  $2.5 < p_T \leq 5.0$  GeV.

La gráfica de la izquierda en la figura 5.14 representa la eficiencia del identificador de partículas en cuanto a kaones se refiere. Nótese la gran barra de error de la primera ventana, lo cual nos muestra la gran incertidumbre que se tiene al momento de identificar kaones con bajo  $p_T$ . La gráfica de la derecha nos muestra los factores de corrección en escala logarítmica por los que tuvimos que multiplicar las gráficas para poder comparar con PYTHIA. Este factor de corrección toma en cuenta la pérdida de la señal por aceptación y eficiencia, por lo que podemos ver que en el primer intervalo de momento transversal, dicha pérdida fue enorme y por eso dicho factor de corrección es muy grande, mientras que para los demás este valor es pequeño.

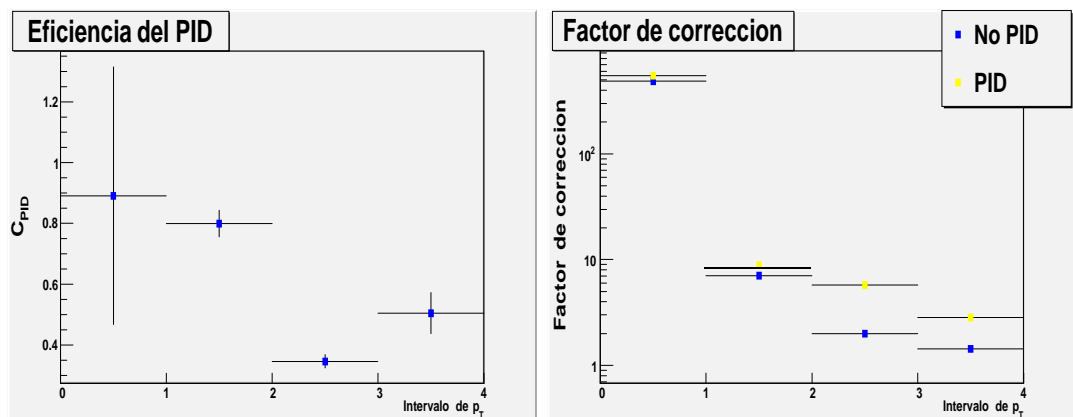


Figura 5.14: A la izquierda se tiene la eficiencia del PID obtenida a través de la Ecuación 4.9. A la derecha se grafica el factor de corrección en escala logarítmica con y sin usar el PID (Ecuaciones 4.11 y 4.12).

Ya para finalizar con esta resonancia, en la gráfica de abajo se presenta la cantidad de  $\phi$ 's reconstruidas al haber multiplicado nuestras distribuciones por el factor de corrección correspondiente. Para el primer intervalo solo se aprecian las cuentas obtenidas del generador de eventos ya que como se pudo ver, aquí no se pudo reconstruir la resonancia, mientras que para los demás intervalos se observa que lo obtenido usando el identificador de partículas es mejor.

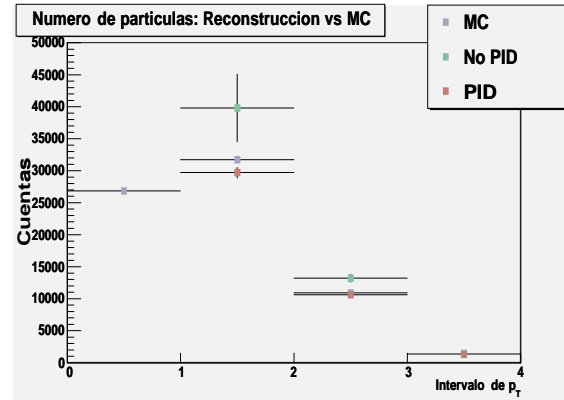


Figura 5.15: Comparación entre el número de  $\phi$ 's aceptadas y las reconstruidas una vez que son multiplicadas por el factor de corrección.

## 5.2. $\omega^0(782) + \rho^0(770)$

El caso de estas resonancias es por mucho, más complicado que el caso anterior. La tabla 5.2 presenta los valores de S/R y significancia para estas dos resonancias. El cociente dado por S/R aumenta al usar el identificador de partículas, sin embargo esta mejora no es tan grande y llamativa como en el caso de  $\phi$ . La significancia también aumenta al usar el PID aunque solo es medible para las dos primeras ventanas de  $p_T$ , ya que para la última el cambio es muy pequeño. Aun así, todos los valores de significancia obtenidos, con y sin el identificador de partículas, son muy buenos.

Tabla 5.2: S/R, significancia y  $\omega^0(782)+\rho^0(770)$  reconstruidos

$p_T$ (GeV)	$\omega_{\text{acep}} + \rho_{\text{acep}}$	PID	S/R	Significancia	$\omega_{\text{rec}} + \rho_{\text{rec}}$
0.0-0.5	935,778 + 967.35	C	0.12 + 0.002	78.56 + 1.59	51,935.1 + 1,044.78
		V	0.15 + 0.02	81.27 + 1.62	52,440.9 + 943.24
0.5-1.2	983,372 + 991.65	C	0.099 + 0.002	71.44 + 1.53	56,215.4 + 1,141.04
		V	0.13 + 0.0029	81.86 + 1.56	56,850.2 + 1,005.63
1.2-2.5	273,618 + 523.08	C	0.12 + 0.003	49.44 + 1.47	22,325.9 + 630.04
		V	0.13 + 0.0042	45.12 + 1.48	18,910.3 + 540.37
2.5-5.0	27,811 + 166.76	C	—	—	—
		V	—	—	—

A continuación a la izquierda de la figura 5.16 se puede apreciar a la  $\omega$  y a la derecha la  $\rho$  con sus respectivos ajustes.

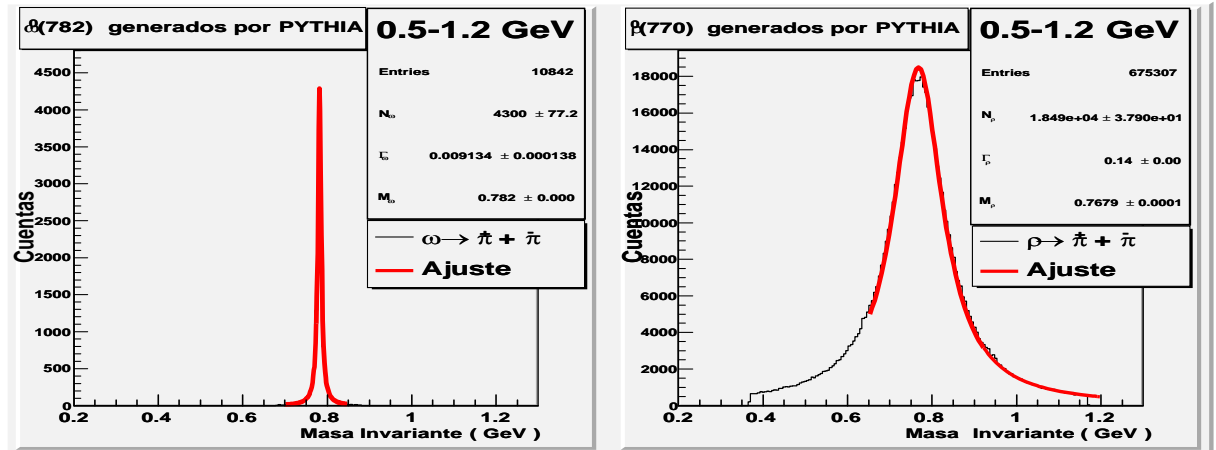


Figura 5.16: Distribución de masa invariante de la  $\omega^0(782)$  a la izquierda y la  $\rho^0(770)$  a la derecha. Ambas gráficas se obtienen a través de PYTHIA.

Las anteriores dos gráficas son información del generador de eventos y por eso pueden ser separadas, pero para la reconstrucción, esto no será posible y por eso en la figura 5.17 se muestra cómo es el espectro de masa invariante de estas dos partículas juntas, donde la  $\rho$  es la que domina sobre la  $\omega$ , cuya contribución está dada por el angosto pico en la parte superior de la distribución.

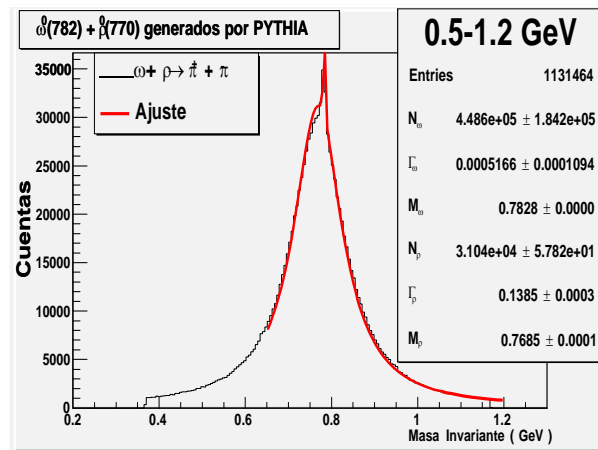


Figura 5.17: Espectro de masa invariante de la  $\omega + \rho \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  con  $|y| < 0.9$  y  $0.5 < p_T \leq 1.2$  a nivel del generador.

Si volvemos a la tabla 4.1, la explicación de esto último salta a la vista: la tasa de decaimiento de la  $\rho$  en dos piones cargados es prácticamente del 100 %, mientras que

la de la  $\omega$  es de poco más de 1%; pero además, la primera tiene una mucho mayor anchura que la segunda. Esta es la razón por la que se decidió hacer la reconstrucción e identificación de ambas partículas al mismo tiempo. Su separación en dos espectros diferentes no es un trabajo trivial, o al menos no en el caso del decaimiento de ambas partículas a piones cargados.

Pero por sobre todo esto, salta a la vista que el ajuste de es la suma de dos Breit-Wigner, una para la  $\omega$  y otra para la  $\rho$ . En el caso de esta última solo se abarca de 0.65 a 1.2 GeV y la razón de esto se hará evidente en unos momentos más.

Pasemos de una buena vez a las reconstrucciones y supongamos como en el caso anterior, que se tiene la misma cantidad de partículas positivas y negativas, de tal forma que el factor R en la ecuación 4.5 es uno. Con esto el espectro del ruido combinatorio y la señal queda como lo que se puede ver a la izquierda de la figura 5.18 donde se observa una región que sobresale del fondo combinatorio y que presumiblemente será donde se localicen las resonancias que buscamos. Al hacer la debida substracción, se obtiene la gráfica de la derecha, aquí se observa una especie de pico ancho y en ambos lados vemos que parte de la señal se encuentra por debajo del cero de la ordenada, lo cual provoca que la  $\Gamma_\rho$  se encuentre incompleta. Sin embargo, esto no trae ningún problema para la masa, ya que esta se encuentra en el rango de los valores esperados.

Por esta razón, para el presente caso debemos hacer un reescalamiento de  $n^{++} + n^{--}$  (Ecuación 4.5) ya que el método de la suma de signos iguales no está modelando correctamente el ruido combinatorio [yBB07]. A partir de ahora, para todos los resultados de estas resonancias se hará un reescalamiento del ruido donde el valor de R será aquel para el que la  $\chi^2/NGL$  sea la menor al momento de realizar el ajuste a las gráficas [Ver09]. Para la todos los resultados obtenidos, dicho reescalamiento osciló entre el 5 y 7 por ciento.

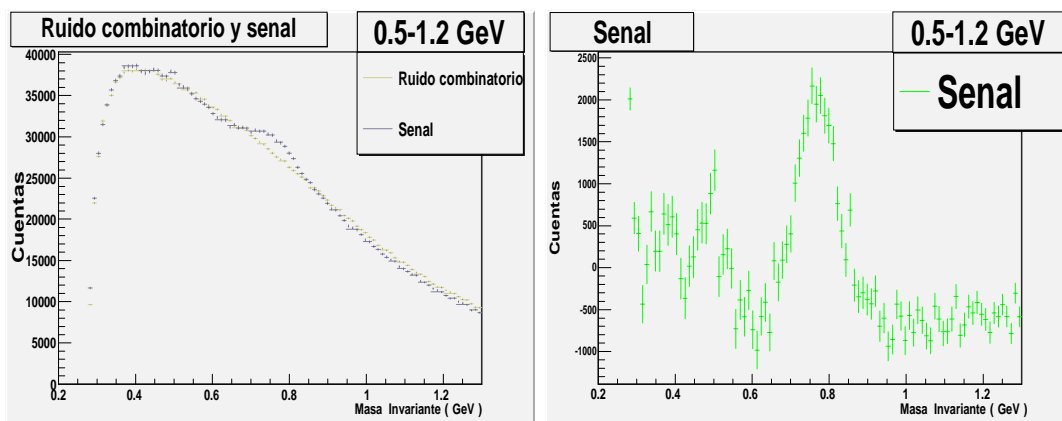


Figura 5.18: Izquierda: Ruido combinatorio y señal. Derecha: Señal. En ambos casos se toma  $R = 1$  en la ecuación 4.5.

Así pues, a la izquierda de la figura 5.19 se tiene el ruido combinatorio y la señal corregidos por medio del reescalamiento. Es claro que ahora no solo se tiene la región

anterior por encima del fondo combinatorio, si no también hay otras porciones de señal que destacan a menores valores de masa invariante.

A la derecha de la misma figura se encuentra lo que se obtiene al realizar la resta del ruido combinatorio. Como podemos observar, la señal de las resonancias que queremos identificar se encuentra altamente contaminada por los decaimientos de otras partículas [ea08], [Pla08], [Ver09]. La contribución más importante al ruido físico es el de la misma  $\omega$  pero en un decaimiento a tres cuerpos: dos piones cargados y uno neutro; dado que este último no es posible detectar (al ser una partícula neutra) más que con la ayuda del Espectrómetro de Fotones, el cálculo de su masa invariante acusará la falta de la tercera hija produciendo que dicho espectro se encuentre recorrido a valores más pequeños dependiendo de la masa y momento que hacen falta. Pero además de esto, se tiene el hecho de que la tasa de decaimiento (BR)  $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  es de casi el 90 %, lo cual es algo ya comparable al de la  $\rho$  en el canal que se estudia.

Lo mismo ocurre con las demás partículas que se encuentran presentes en la gráfica pues su tercera hija siempre es neutra: la  $\eta$  decae a tres piones (BR 22.7 %) y la  $\eta'$  que decae en dos piones cargados más una  $\eta$  (BR 44.5 %). El único caso diferente es el de la  $k_s^0$  cuyo decaimiento es exactamente el mismo al que andamos buscando y al ser su anchura muy angosta, toda su contribución está localizada en un solo punto de la distribución ( $\sim 0.5$  GeV), en este caso el BR es del 69.2 %.

Los puntos negros son la suma de todas las anteriores partículas y como se puede apreciar describe a la perfección el ruido físico. La línea vertical espaciada muestra hasta qué punto la señal es debida única y exclusivamente a la  $\omega + \rho$ , dicho punto será hasta donde abarquen nuestros ajustes (0.65 GeV), ya que no tiene ningún sentido prolongarlos hacia valores de masa más pequeños pues se estarían ajustando contribuciones espurias.

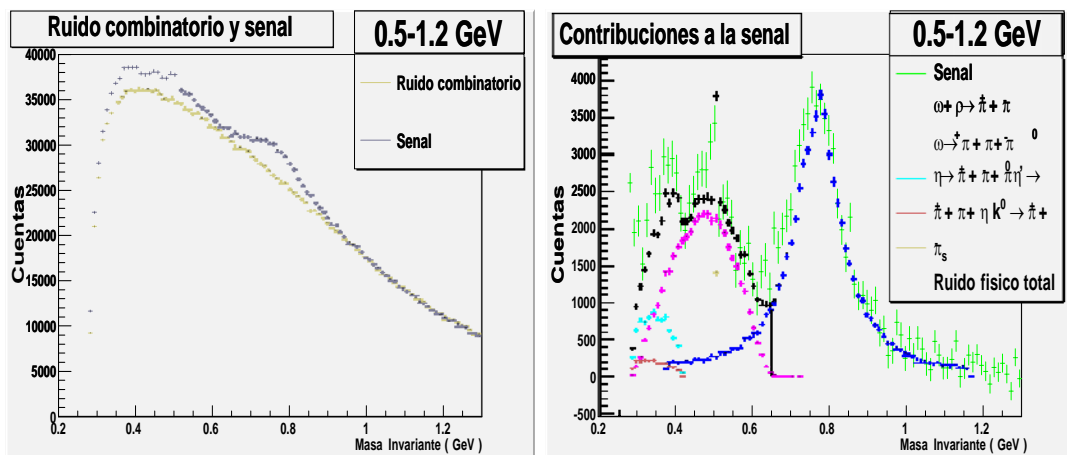


Figura 5.19: Gráficas que ya tienen el reescalamiento del ruido. A la izquierda se tiene el ruido combinatorio y señal. A la derecha las diferentes partículas y sus decaimientos que contribuyen a la señal de la  $\omega + \rho$ .



La aceptación y la eficiencia de la reconstrucción se grafican en la figura 5.20, donde la primera es prácticamente una constante dentro de los intervalos de error, mientras que la segunda ya no presenta el comportamiento del caso anterior, ahora ya no hay más partículas susceptibles a ser reconstruidas que las que originalmente se crearon.

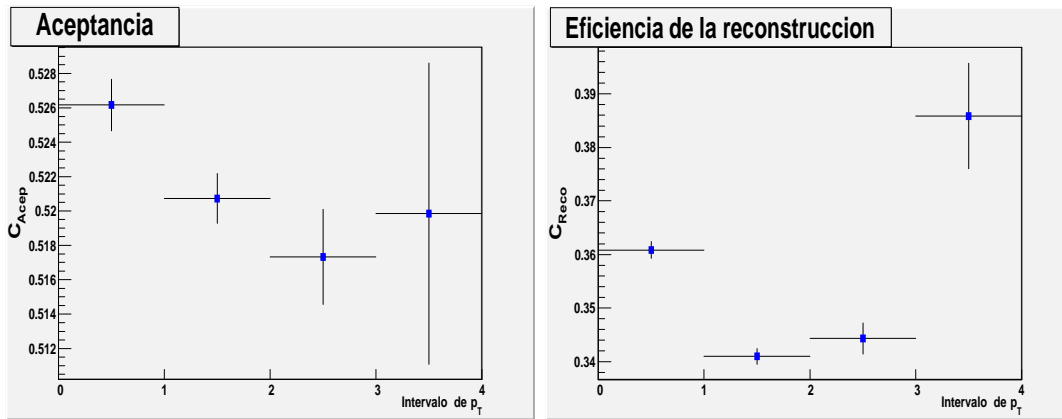


Figura 5.20: A la izquierda se presenta la aceptación y a la derecha la eficiencia de la reconstrucción para el caso de la  $\omega + \rho$ .

La figura 5.21 nos muestra la eficiencia de la selección de  $\omega + \rho$  para cada uno de los intervalos de momento transversal utilizados. Se presenta el mismo comportamiento que en el de la  $\phi$  y aproximadamente con los mismo valores.

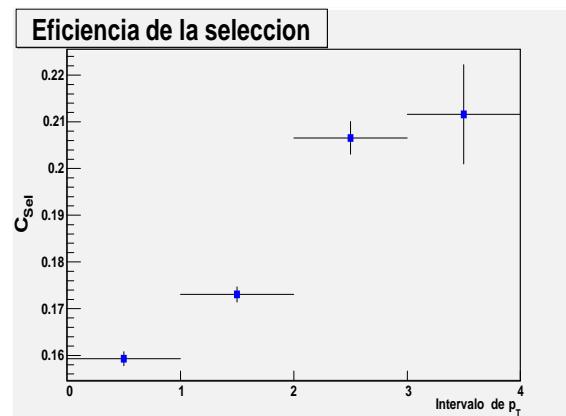


Figura 5.21: Eficiencia de la selección para la  $\omega + \rho$  en los 4 intervalos de  $p_T$ .

Las siguientes dos gráficas muestran el aspecto de las reconstrucciones con sus respectivos ajustes para las dos ventanas de  $p_T$  más bajas. A diferencia de la anterior resonancia, en estos dos intervalos se presentan unos muy buenos ajustes, en ambos casos se destaca la gran anchura de la  $\rho$  y un pequeño pico que muestra la presencia de la  $\omega$ . Como se mencionó antes, el ajuste es desde donde ya no hay contribuciones de otras partículas hasta 1.2 GeV.

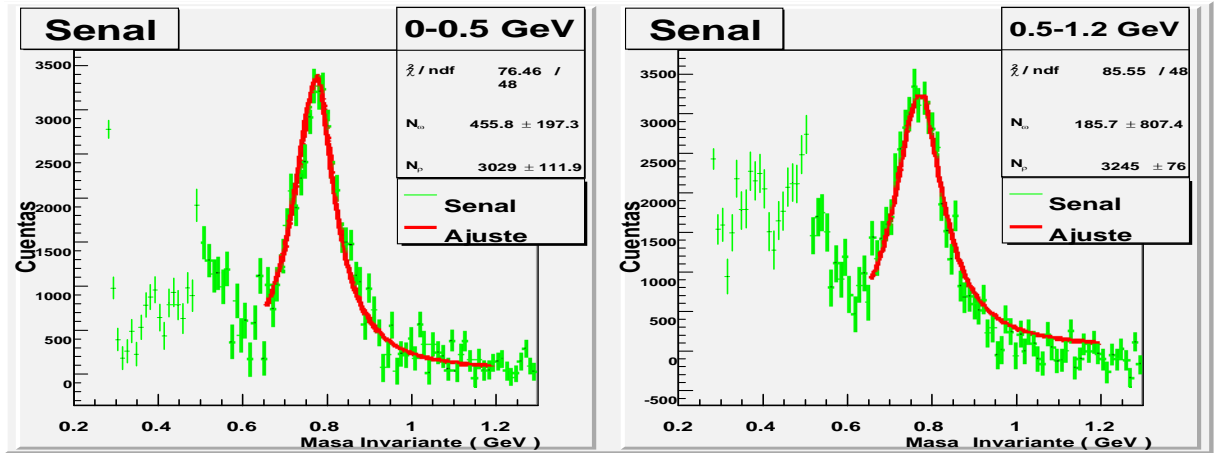


Figura 5.22: Espectro de la  $\omega + \rho$  al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros obtenidos previamente,  $0 < p_T \leq 0.5$  GeV y  $0.5 < p_T \leq 1.2$  GeV.

La tercera ventana de momento transversal presenta un ajuste que se encuentra un poco desplazado de los puntos localizados a la izquierda del pico, pero aun así tiene un buen comportamiento. El intervalo de alto momento transversal definitivamente no pudo ser reconstruido.

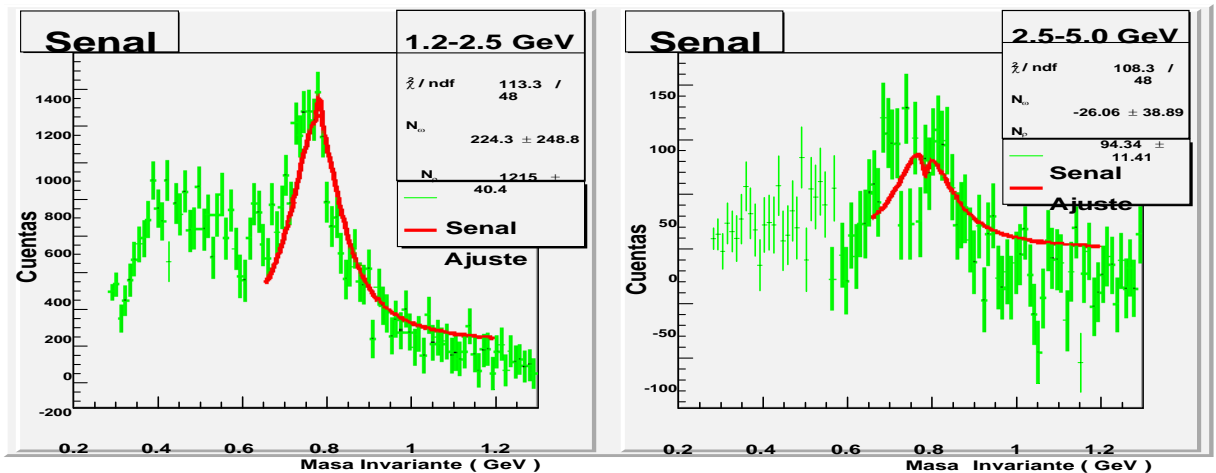


Figura 5.23: Espectro de la  $\omega + \rho$  al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros obtenidos previamente,  $1.2 < p_T \leq 2.5$  GeV y  $2.5 < p_T \leq 5.0$  GeV.

Ahora comparamos los resultados obtenidos con el Monte Carlo (figuras 5.24 y 5.25), donde de nueva cuenta los intervalos de bajo  $p_T$  reproducen perfectamente lo obtenido directamente del generador de eventos, excepto en donde  $2.5 < p_T \leq 5.0$  GeV.

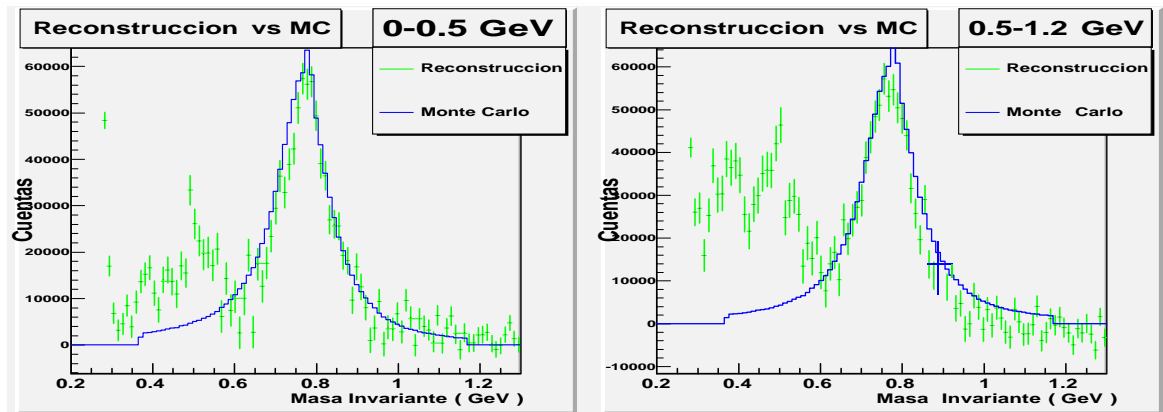


Figura 5.24: Comparación de la  $\omega + \rho$  reconstruida con el Monte Carlo para  $0 < p_T \leq 0.5$  GeV y  $0.5 < p_T \leq 1.2$  GeV.

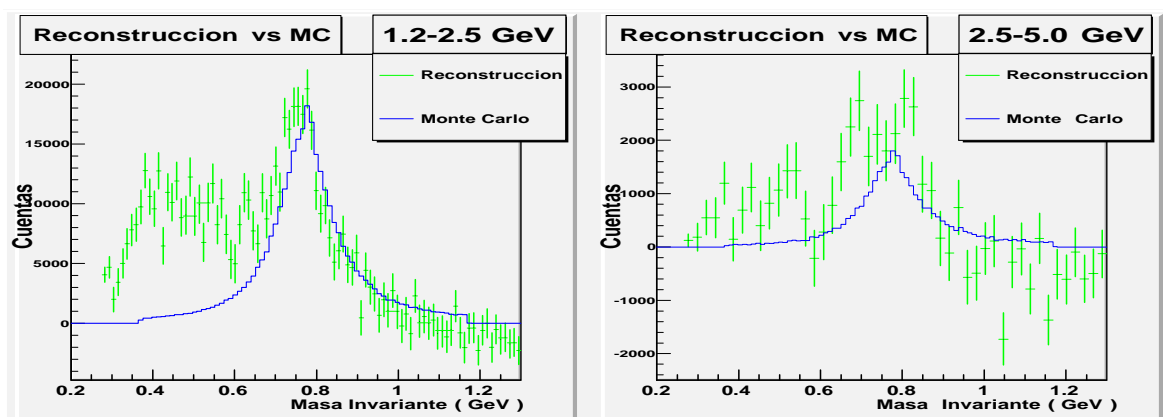


Figura 5.25: Comparación de la  $\omega + \rho$  reconstruida con el Monte Carlo para  $1.2 < p_T \leq 2.5$  GeV y  $2.5 < p_T \leq 5.0$  GeV.

Nos pasamos ahora al caso en el que se utiliza el identificador de partículas cargadas, la figura 5.26 muestra la señal y el ruido combinatorio; a primera instancia no se aprecia cambio significativo a cuando no se usó el PID (imagen de la izquierda en la figura 5.19) como en el caso de la  $\phi$ , donde la diferencia de estos espectros fue notoria desde el primer instante. Esto se debe a que las fuentes de contaminación de la señal son partículas cuyos decaimientos son a piones cargados, lo cual indica que dichas partículas seguirán estando en nuestro espectro y nuestras gráficas lucirán prácticamente iguales con o sin PID.

Para las gráficas con momento transversal más grandes (figura 5.28) se tiene que los espectros de masa invariante tampoco presentan cambios perceptibles. Para  $1.2 < p_T \leq 2.5$  GeV se sigue teniendo un buen comportamiento con todo y la contribución de la  $\omega$ . El último rango de  $p_T$  sigue sin poder ser reconstruido.

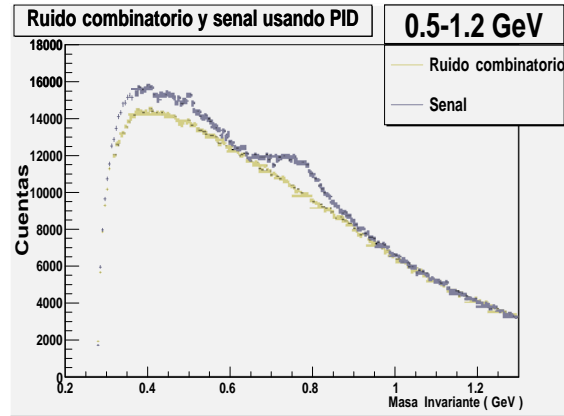


Figura 5.26: Ruido combinatorio y señal de la  $\omega + \rho$  usando PID.

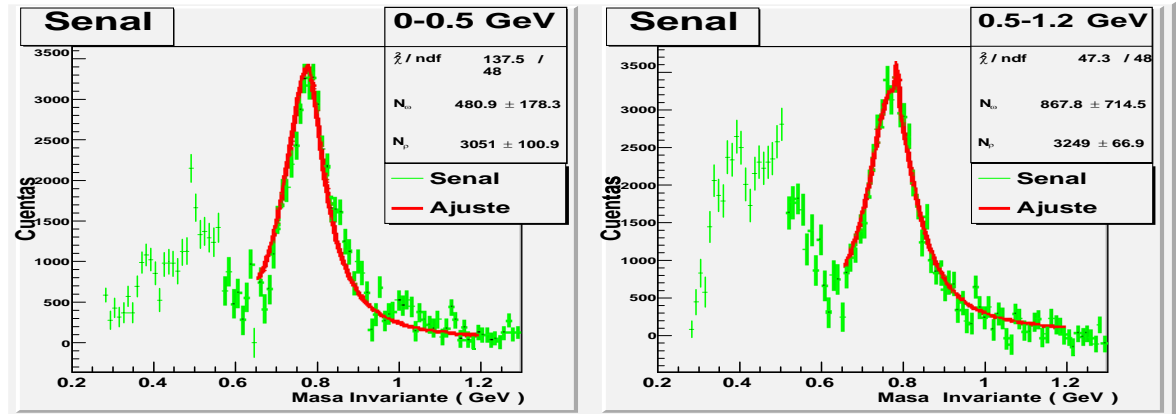


Figura 5.27: Espectro de la  $\omega + \rho$  al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros ya obtenidos,  $0 < p_T \leq 0.5$  GeV y  $0.5 < p_T \leq 1.2$  GeV y usando el identificador de partículas.

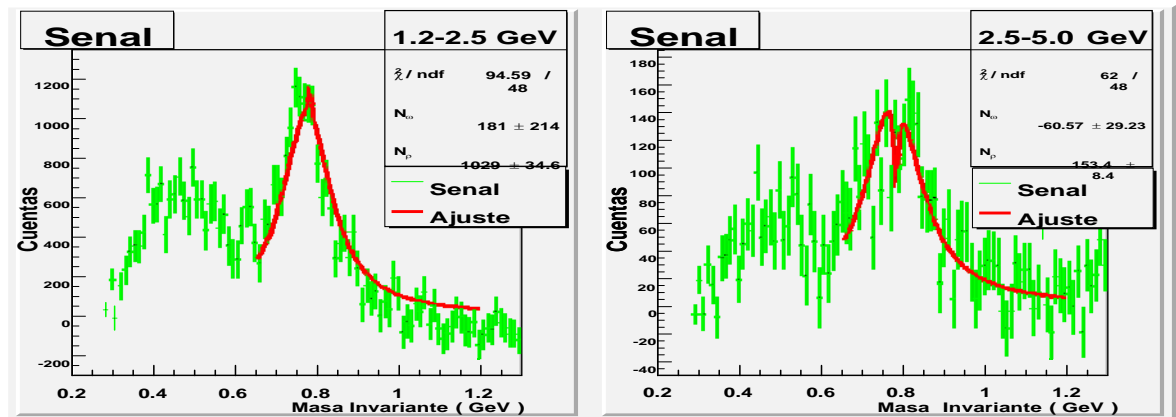


Figura 5.28: Espectro de la  $\omega + \rho$  al haberle restado el ruido combinatorio y ajustándole una Breit-Wigner con los parámetros ya obtenidos,  $1.2 < p_T \leq 2.5$  GeV y  $2.5 < p_T \leq 5.0$  GeV usando el PID.

A partir de lo anterior, la comparación con el Monte Carlo no presentan variación alguna. Se sigue teniendo un muy buen comportamiento para las primeras tres ventanas de momento transverso, mientras que para la última la comparación resulta imposible al carecer de señal (figuras 5.29 y 5.30).

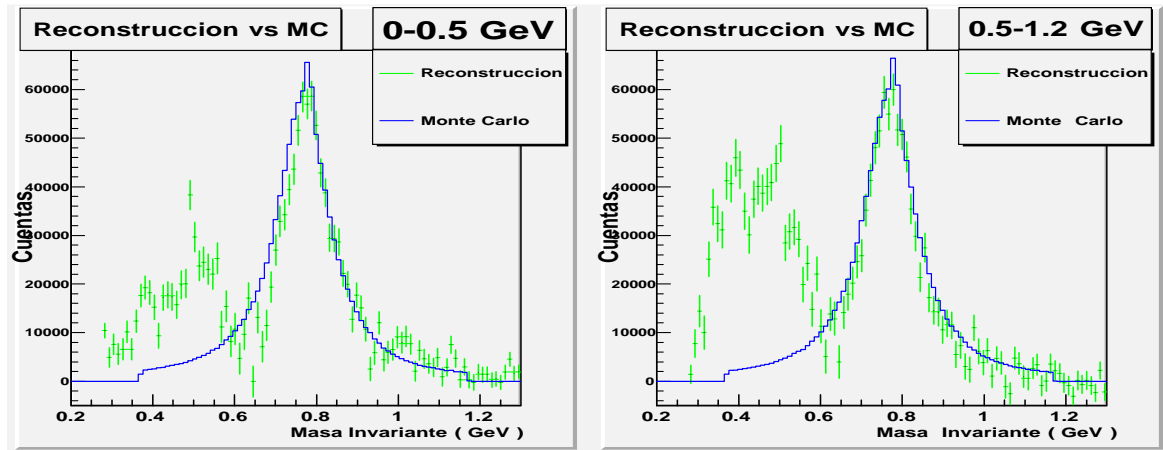


Figura 5.29: Comparación de la  $\omega + \rho$  reconstruida con el Monte Carlo para  $0 < p_T \leq 0.5$  Gev y  $0.5 < p_T \leq 1.2$  Gev.

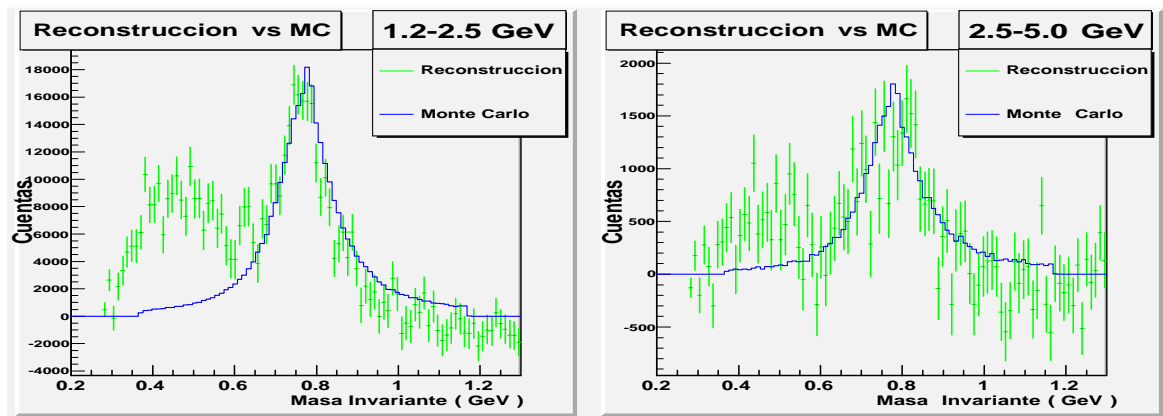


Figura 5.30: Comparación de la  $\omega + \rho$  reconstruida con el Monte Carlo para  $1.2 < p_T \leq 2.5$  Gev y  $2.5 < p_T \leq 5.0$  Gev.

La gráfica de la izquierda en la figura 5.31 muestra la eficiencia del identificador de partículas, la cual muestra que para el caso de estas resonancias, fue de prácticamente el 100 % y por eso se observan los mismo espectros con y sin la técnica del PID. Esto mismo lo podemos observar en la imagen de la derecha que corresponde al factor de normalización, ya que éste cuantifica la señal perdida debida a nuestros cortes de selección y a limitaciones geométricas. Solo en el último intervalo se aprecia una diferencia en el factor de corrección, el cual ocurre porque la eficiencia del PID en esa misma ventana es menor que las otras.

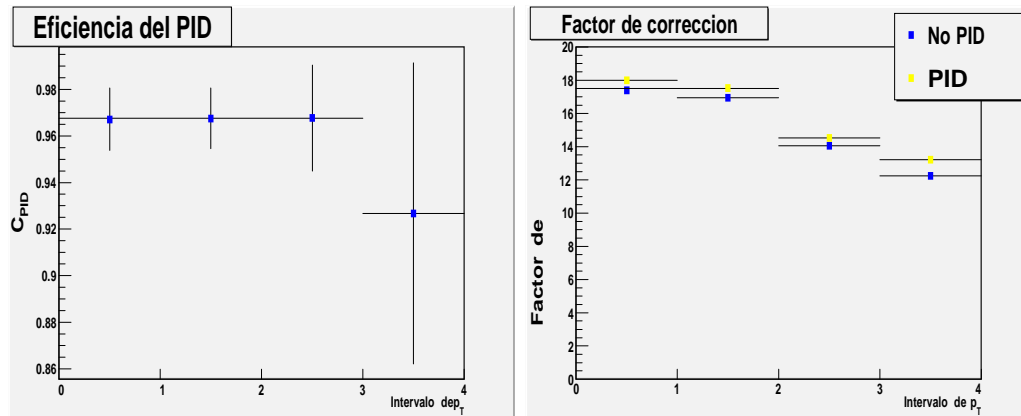


Figura 5.31: A la izquierda se tiene la eficiencia del PID. A la derecha se gráfica el factor de corrección con y sin usar el PID.

Por último en la figura 5.32 se presenta la cantidad de  $\omega$ 's y  $\rho$ 's reconstruidas al haber multiplicado nuestras distribuciones por el factor de corrección correspondiente. Como ya era de esperarse, las reconstrucciones realizadas con el PID se acercan más a lo que realmente fue generado por PYTHIA y en las 3 ventanas se puede ver que el uso del identificador de partículas reconstruye la misma cantidad de partículas producidas por el Monte Carlo. El último intervalo solo presenta la información del Monte Carlo porque no fue posible obtener una señal ahí.

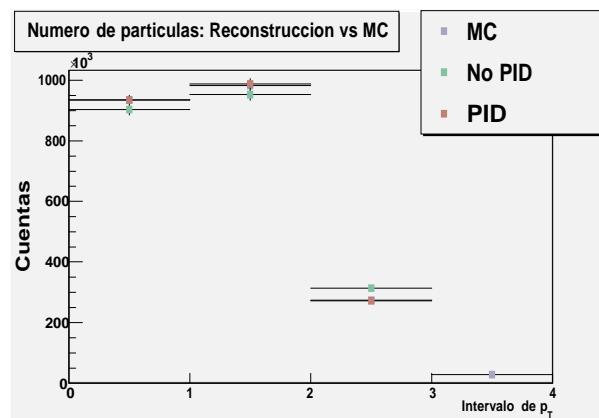


Figura 5.32: Comparación entre el número de  $\omega$ 's y  $\rho$ 's aceptadas y las reconstruidas una vez que son multiplicadas por el factor de corrección.



# Capítulo 6

## Conclusiones

En la presente tesis se llevó al cabo la identificación de las resonancias  $\phi^0(1020)$ ,  $\omega^0(782)$  y  $\rho^0(770)$  en colisiones simuladas de protón-protón a 900 GeV.

Para la  $\phi^0(1020)$ , la señal resultó ser muy clara incluso aun antes de restarle el ruido combinatorio. Además, la ausencia de un ruido físico en las vecindades de esta partícula facilitaron aun más su identificación.

Los ajustes de esta resonancia, así como su comparación con el generador de eventos fueron muy buenos. Sin usar el PID fue posible identificar a esta partícula en un intervalo de  $p_T$  que va desde los 1.2 hasta los 5.0 GeV's, lo cual proporciona una muy buena ventana de momento transverso. Con el identificador de partículas este rango se extiende hasta los 0.5 GeV, pero no solo eso, ya que esta técnica permite limpiar los espectros de las partículas que sobreviven a los cortes de selección pero que no son Kaones.

La significancia y la S/R obtenidos sin el PID son aceptables, pero cuando se echa mano del identificador de partículas, la mejoría es enorme, por lo que podemos afirmar que la técnica del PID combinado es una técnica muy poderosa para la identificación de partículas y su uso fue de gran ayuda en este estudio. Pero la mejoría no es solo en exactitud ya que la precisión de los resultados es mucho mejor cuando se usa la técnica del identificador de partículas.

En el caso de la  $\omega^0(782)$  y la  $\rho(770)$ , separarlas por medio de su decaimiento a dos piones cargados es algo imposible, por lo que ambas tuvieron que ser analizadas al mismo tiempo y por eso sus resultados se presentan como  $\omega^0(782)+\rho(770)$ . Para la  $\rho$ , este es un buen canal de decaimiento para su estudio, ya que como vimos representa prácticamente la totalidad de estos. Sin embargo para la  $\omega$  no pues la tasa de decaimiento es sumamente pequeña. Si se desea hacer un análisis donde ambos espectros se encuentren separados, la recomendación sería que la  $\omega$  se estudie en su decaimiento a  $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ , ya que de esta forma se libraría del problema ruido físico, su separación de la  $\rho$  es factible y la tasa de decaimiento es de aproximadamente el 90%.

Como se pudo apreciar, el ruido combinatorio en este caso no se encuentra bien modelado por el método de la suma de signos iguales. Es menester realizar el estudio pero con otras técnicas (multiplicación de signos iguales y mezcla de eventos) que son



más realistas a la hora de recrear el fondo combinatorio.

El reescalamiento del ruido combinatorio, de entre un 5 y 7 % permitió tener unos buenos ajustes para las tres ventanas de momento transverso más bajas ( $0 < p_T \leq 2.5$ ). Para estas mismas, la comparación con el Monte Carlo fue muy satisfactoria, demostrando que las reconstrucciones seguían de muy buena forma la tendencia marcada por el generador de eventos. Como trabajo a futuro también se podría realizar un mejor ajuste a la  $\rho$  donde se tome en cuenta el decaimiento a tres cuerpos de la  $\omega$ , ya que es la que más contribuye al ruido físico.

En este caso la S/R y significancia no presentan gran variación cuando se usa el PID o cuando no se utiliza, la razón es porque el ruido que se tiene es de otras partículas que también decaen en el canal de piones cargados. Sin embargo, la mejoría existe y es reflejada en los números.

Los cortes aplicados se hicieron de forma global, es decir, fueron los mismo para todos los intervalos de momento transverso. Esta es la razón por la cual para ambos casos ( $\phi$  y  $\omega + \rho$ ) se tiene un intervalo donde no se pudo reconstruir a las partículas. Por lo que una manera para poder obtener las señales en dichas ventanas, sería aplicar criterios de selección con valores optimizados para bajos y altos valores de  $p_T$ , que son en donde se tuvo problemas para la reconstrucción de la  $\phi$  y la  $\omega + \rho$  respectivamente.

# Bibliografía

- [AH04] I. Aitchison and A. Hey. Gauge Theories in Particle Physics, volume 2 of Graduate Student Series in Physics. Taylor & Francis, 3<sup>rd</sup> edition, 2004.
- [Bon06] M. Bondila. Detection of charged kaons using the decay topology in ALICE TPC. PhD thesis, University of Jyvaskyla, 2006.
- [CER94] CERN. GEANT Detector Description and Simulation Tool. CERN, Geneva, Switzerland, Octubre 1994.
- [CG98] W. Cottingham and A. Greenwood. An Introduction to the Standard Model of Particle Physics. Cambridge University Press, 1<sup>st</sup> edition, 1998.
- [CL82] T.-P. Cheng and L.-F. Li. Gauge Theory of Elementary Particle Physics. Oxford Science Publications, 1982.
- [Col94a] ATLAS Collaboration. Atlas technical proposal. Technical report, CERN, 1994.
- [Col94b] CMS Collaboration. The compact muon solenoid technical proposal. Technical report, CERN, 1994.
- [Col95] ALICE Collaboration. Technical proposal for a large hadron collider experiment at the cern lhc. Technical report, CERN, 1995.
- [Col98a] ALICE Collaboration. Alice high momentum particle identification: Technical design report. Technical report, CERN, 1998.
- [Col98b] LHCb Collaboration. Lhcb technical proposal. Technical report, CERN, 1998.
- [Col99a] ALICE Collaboration. Alice inner tracking system (its): Technical design report. Technical report, CERN, 1999.
- [Col99b] ALICE Collaboration. Technical design report of the photon spectrometer. Technical report, CERN, 1999.

- [Col99c] TOTEM Collaboration. Totem technical proposal. Technical report, CERN, 1999.
- [Col00a] ALICE Collaboration. Alice time-of-flight system (tof): Technical design report. Technical report, CERN, 2000.
- [Col00b] ALICE Collaboration. Alice time projection chamber: Technical design report. Technical report, CERN, 2000.
- [Col01a] ALICE Collaboration. Alice photon multiplicity detector (pmd): Technical design report. Technical report, CERN, 2001.
- [Col01b] ALICE Collaboration. Alice transition radiation detector: Technical design report. Technical report, CERN, 2001.
- [Col01c] ALICE Collaboration. Alice zero-degree calorimeter (zdc): Technical design report. Technical report, CERN, 2001.
- [Col01d] NA50 Collaboration. Production of the  $\phi$  vector meson in heavy ion collisions. *Journal of Physics G*, 27:405–412, 2001.
- [Col02] NA50 Collaboration.  $\phi$  and  $\rho + \omega$  vector mesons produced in lead induced collisions. *Journal of Physics G*, 28:1809–1817, 2002.
- [Col04a] ALICE Collaboration. Alice forward detectors: Fmd, t0 and v0: Technical design report. Technical report, CERN, 2004.
- [col04b] STAR collaboration.  $\rho^0$  production and possible modification in au+au and p+p collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  gev. *Physical Review Letters*, 92(9), 2004.
- [Col05a] ALICE Collaboration. ALICE Physics Performance Report, volume I & II. CERN, 2005.
- [Col05b] LHCf Collaboration. Technical proposal for the cern lhcf experiment. Technical report, CERN, 2005.
- [Col05c] PHENIX Collaboration. Production of  $\phi$  mesons at midrapidity in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  gev au+au collisions at relativistic energies. *Physical Review C*, 72, 2005.
- [Col06a] ALICE Collaboration. Alice electromagnetic calorimeter: addendum to the alice technical proposal. Technical report, CERN, 2006.
- [col06b] CERES collaboration. Leptonic and charged kaon decay modes of the  $\phi$  meson measured in heavy-ion collisions at the cern sps. *Physical Review Letters*, 96(152301), 2006.

- [Col07] PHENIX Collaboration. Production of  $\omega$  mesons at large transverse momenta in p+p and d+au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = \text{gev}$ . *Physical Review C*, 75(051902), 2007.
- [Col08a] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. Institute of Physics Publishing and SISSA, 2008.
- [Col08b] NA49 Collaboration. Energy dependence of  $\phi$  meson production in central pb+pb collision at  $\sqrt{s_{NN}}$  6 to 17 gev. *Physical Review C*, 78(044907), 2008.
- [Cri10] P. Cristakoglou. First identified particle studies at the cern-lhc with the alice experiment. XXVIII Workshop on Recent Advances in Particle Physics and Cosmology, March 2010.
- [Dam07] S. Damjanovic. First measurement of the  $\rho$  spectral function in nuclear collisions. *European Physical Journal C*, 49:235–241, 2007.
- [ea08] A. Badala et al. Perspectives for resonances in p-p collisions with the alice detector. In 34th International Conference on High Energy Physics, 2008.
- [GO10] J. Fiete Grosse-Oetringhaus. Charged-particle multiplicity at lhc energies. CERN PH Seminar, March 2010.
- [Gri08] D. Griffiths. Introduction to elementary particles. 2008.
- [Gro06] Particle Data Group. Particle Physics Booklet. Institute of Physics, July 2006.
- [HM84] F. Halzen and A. Martin. Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics. John Wiley & Sons, 1984.
- [Hri06] P. Hristov. Aliroot primer, 2006.
- [Kra07] I. Kraus. Framework for efficiency calculations. PWG2 meeting, June 2007.
- [KYM05] T. Hatsuda K. Yagi and Y. Miake. Quark-Gluon Plasma from Big Bang to little bangs. Cambridge University Press, 2005.
- [LHC04] Lhc design report. Technical Report I & III, CERN, 2004.
- [LR04] J. Letessier and J. Rafelski. Hadrons and Quark-Gluon Plasma. Cambridge Monographs, 2004.
- [MBJ01] A. Denner M. Böhm and H. Joos. Gauge Theories of the Strong and Electroweak Interaction. B. G. Teubner, 2001.

- [Pla08] R. Platz. Measurement of  $\Xi^-$  at the NA57 experiment and a Monte Carlo study of the  $\rho^0$  resonance at the ALICE experiment. PhD thesis, University of Birmingham, 2008.
- [Pul09] A. Pulvirenti. Study of short-lived resonances in the alice experiment in a "first physics" scenario. Resonance Subgroup meeting, August 2009.
- [Qua06] A. Quadt. Top quark physics at hadron colliders. The European Physics Journal C, 48:835–1000, 2006.
- [Qui97] C. Quigg. Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions. Advanced Book Classics. Westview Press, 1997.
- [RM82] J. Rafelski and B. Mueller. Strangeness production in the quark-gluon plasma. Phys. Rev. Lett., 48(1066), 1982.
- [Sar08] U. Sarkar. Particle and Astroparticle Physics. Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation. Taylor & Francis, 2008.
- [Tak07] J. D. Tapia Takaki. Physics performance studies for the ALICE experiment at the CERN LHC. PhD thesis, University of Birmingham, 2007.
- [TSS06] S. Mrenna T. Sjöstrand and P. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual, March 2006.
- [Ver09] R. Vernet. Prospects for first physics resonance measurement. Resonance Subgroup meeting, 2009.
- [Won94] C.-Y. Wong. Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions. World Scientific, 1994.
- [yBB07] M. Vala y B. Batyunya.  $\phi \rightarrow k^+ + k^-$  results for p+p at 14 tev in statistics  $7 \times 10^6$  events from pdc06 data. PWG2 meeting, December 2007.
- [yBB08] M. Vala y B. Batyunya. Detail study of  $\phi \rightarrow k^+ + k^-$  in p+p interactions at 0.9 and 14 tev. PWG2 meeting, May 2008.

# Apéndice A

## Variables cinemáticas

En este apéndice se tienen las definiciones y propiedades más importantes de dos de las variables cinemáticas más usadas en la Física de Altas Energías y que a su vez son casi desconocidas para otras áreas de la Física.

### A.1. Rapidez

Es denotada por  $y$  y definida como

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \quad (\text{A.1})$$

donde  $p_z$  y  $p_0$  son el momento de la partícula sobre el eje  $z$  y la componente de la energía del vector de cuadrimomento respectivamente.

Para bajas energías, la rapidez es muy similar a la velocidad de la partícula. Incluso, se transforman de la misma manera bajo una transformación de Lorentz : de un sistema  $F$  a otro  $F'$  que se mueve con una velocidad  $\beta$  en dirección  $z$  con respecto al primero. En este caso, la rapidez  $y'$  en el sistema  $F'$  será

$$y' = y - y_\beta$$
$$y_\beta = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} .$$

Así mismo, conociendo la rapidez se puede obtener:

$$p_0 = m_T \cosh y$$

$$p_z = m_T \sinh y$$

donde  $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$  es la masa transversa.

## A.2. Pseudorapidez

La relación entre esta variable y la anterior no es solo por el nombre, va mucho más lejos. En la ecuación A.1 es claro que para obtener  $y$  se necesita medir  $p_0$  y  $p_z$ , pero en un experimento de Física de Altas Energías es mucho más fácil obtener el ángulo  $\theta$  al que es medida la partícula con relación al eje longitudinal. Así pues, la pseudorapidez está definida como

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)) = \frac{1}{2} \ln \frac{|\bar{p}| + p_z}{|\bar{p}| - p_z} \quad (\text{A.2})$$

donde se puede ver que cuando el momento  $\bar{p}$  de la partícula es demasiado grande ( $\bar{p} \sim p_0$ ), la pseudorapidez coincide con la rapidez. Ahora bien, cuando se tiene el valor de  $\eta$ , es posible conocer  $\bar{p}$  y  $p_z$ :

$$\bar{p} = p_T \cosh \eta$$

$$p_z = p_T \sinh \eta$$

con  $p_T = \sqrt{p^2 - p_z^2}$  el momento transverso.

También podemos expresar la pseudorapidez en términos de la rapidez y viceversa:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2 + p_T \sinh \eta}{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2 - p_T \sinh \eta}$$

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{m_T^2 \cosh^2 y - m^2 + m_T \sinh y}{m_T^2 \cosh^2 y - m^2 - m_T \sinh y}$$

de tal forma que la relación existente entre el número de partículas por unidad de pseudorapidez y momento transverso ( $dN/dy d\bar{p}_T$ ) y su contraparte en rapidez es

$$\frac{dN}{d\eta d\bar{p}_T} = \frac{1}{1 - \frac{m^2}{m_T^2 \cosh^2 y}} \frac{dN}{dy d\bar{p}_T} \quad (\text{A.3})$$

En la gran mayoría de los experimentos, solo es posible medir la pseudorapidez, de tal forma que se obtiene  $dN/d\eta$ , lo cual es la integral sobre  $p_T$  de  $dN/d\eta d\bar{p}_T$ . Esto se puede comparar con  $dN/dy$  que es la integral sobre el momento transverso de  $dN/dy d\bar{p}_T$ . A partir de la ecuación anterior, se puede inferir que para  $y \gg 0$  se tiene que  $dN/d\eta \sim dN/dy$ , pero para regiones cercanas a cero hay una pequeña depresión de  $dN/d\eta$  relativa a  $dN/dy$  debida a la Ecuación A.3.

# Apéndice B

## Ruido combinatorio

Supongamos que se tienen  $N$  trazas por evento, de las cuales  $n$  son positivas y  $N - n$  negativas. El número total de pares está dado por

$$N_{\text{pares}} = \frac{N(N - 1)}{2},$$

el número de pares de signos diferentes será

$$n_{+-} = N \langle n \rangle - \langle n^2 \rangle,$$

mientras que número de pares positivo-positivos

$$n_{++} = \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}{2}$$

y las negativo-negativo

$$n_{--} = \frac{N(N - 1)}{2} - (N - 1/2) \langle n \rangle + \langle n^2 \rangle.$$

De tal forma que

$$n_{++} + n_{--} = \frac{N(N - 1)}{2} - (N \langle n \rangle - \langle n^2 \rangle)$$

lo cual es algo de esperarse: el número de pares del mismo signo es igual al número total de pares menos el número de pares de signo opuesto.

La taza  $R$  de pares de signo opuesto a pares de signos iguales es

$$R = \frac{n_{+-}}{n_{++} + n_{--}} = \frac{N \langle n \rangle - \langle n^2 \rangle}{N(N - 1)/2 - (N \langle n \rangle - \langle n^2 \rangle)}.$$

Este es un resultado general válido en un ruido combinatorio puro así como en una mezcla de señal más fondo combinatorio.

Ahora bien, considérese el caso del ruido combinatorio donde no exista correlación alguna entre las trazas, de tal forma que la probabilidad  $p$  de que un evento cierta



traza sea positiva o negativa es constante e independiente de las demás. Con esto, la probabilidad  $P(n)$  de tener  $n$  trazas positivas de un total de  $N$  es dada por una distribución binomial

$$P(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n}$$
$$\langle n \rangle = pN$$
$$\langle n^2 \rangle = Np(1-p) + p^2 N^2.$$

de tal forma que

$$R = \frac{(p - p^2)}{(1/2 - p + p^2)}$$

por lo que si tuviésemos simetría de carga ( $p=0.5$ ) se tendría que  $R = 1$ .

# Apéndice C

## Tasa de producción de partículas

En este apéndice se realizará la deducción de la ecuación 2.3 y para ello retomamos lo que se ha dicho en el Capítulo 2 sección 1.2, donde estrictamente hablando uno debería de usar la ecuación de Dirac para estudiar este fenómeno de tunelaje, sin embargo simplificaremos las cosas usando la ecuación de Klein-Gordon

$$\mathcal{L} (\mathbf{p} - \mathbf{A})^2 - m^2 \psi = 0 \quad (\text{C.1})$$

donde ya vimos que el potencial no depende de las coordenadas  $x$  ni de  $y$  de tal forma que en dichas coordenadas transversas la función de onda es una onda plana y por consiguiente la solución a la anterior ecuación se puede escribir de la siguiente forma:

$$\psi = \exp[i(p_x x + p_y y - Et)] f(z), \quad (\text{C.2})$$

al sustituir C.2 en C.1 obtenemos

$$\left( [E - A_0(z)]^2 - p_z^2 - m_T^2 \right) f(z) = 0. \quad (\text{C.3})$$

Dividiendo esta última expresión por  $-2m_T$  obtenemos la ecuación de Schrödinger equivalente:

$$\frac{1}{2m_T} p_z^2 + \frac{E}{2} - \frac{[E - A_0(z)]^2}{2m_T} f(z) = 0 \quad (\text{C.4})$$

$$V_{\text{eff}} = \frac{m_T}{2} - \frac{[E - A_0]^2}{2m_T} \quad (\text{C.5})$$

de tal forma que al sustituir en C.5 los potenciales para las diferentes regiones obtenemos lo que se observa en la figura C.1.

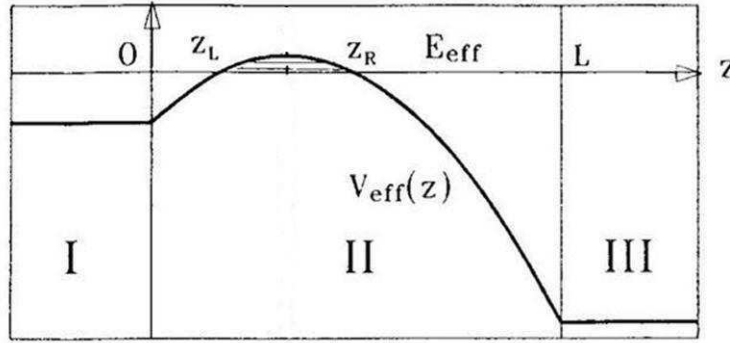


Figura C.1: Potencial de la ecuación de Schrödinger para las diferentes regiones dadas por 2.2.

Los puntos  $z_L$  y  $z_R$  se encuentran haciendo  $A_0(z) = -kz$  en C.5 e igualando a cero, con lo que se obtienen los puntos donde la parábola intersecta el eje de las abscisas:

$$z_L = \frac{-E - m_T}{k} \quad z_R = \frac{-E + m_T}{k}.$$

Para que se de la creación de dicha partícula, ésta debe vencer la barrera de potencial que se muestra sombreada en la figura C.1 donde la probabilidad de penetrabilidad se obtiene usando el método WKB y está dada por

$$P = e^{-I} \quad \text{con} \quad I = 2 \int_{z_L}^{z_R} \sqrt{m_T^2 - [E - A_0(z)]^2} dz = \frac{\pi m_T^2}{k}$$

$$\Rightarrow P = \exp \left[ -\frac{\pi m_T^2}{k} \right] = \exp \left[ -\frac{\pi(m^2 + p_T^2)}{k} \right] \quad (\text{C.6})$$

Ahora bien, una partícula con momento longitudinal  $p_z$  y energía  $E = (m_T^2 + p_z^2)^{1/2}$  recorre en un tiempo  $\Delta t$  una distancia dada por  $\Delta t \times p_z/E$ , de tal forma que el volumen de espacio fase que se barre en ese intervalo de tiempo es  $\Delta x \Delta y [\Delta t \times (p_z/E)] dp_z dp_T$  donde el número de estados cuánticos en dicho espacio fase está dado por

$$\Delta x \Delta y [\Delta t \times (p_z/E)] dp_z dp_T / (2\pi)^3$$

La cantidad de pares producidos estará dado por el número de estados cuánticos en el volumen de espacio fase multiplicado por la penetrabilidad obtenida anteriormente:

$$\Delta N = \Delta x \Delta y \Delta t \frac{p_z}{|E|} \frac{dp_z dp_T}{(2\pi)^3} \exp \left[ -\frac{\pi(m^2 + p_T^2)}{k} \right]$$

dado que  $E = (m_T^2 + p_z^2)^{1/2}$  se tiene entonces que

$$\frac{\Delta N}{\Delta x \Delta y \Delta t \Delta E dp_T} = \frac{1}{(2\pi)^3} \exp \left[ -\frac{\pi(m^2 + p_T^2)}{k} \right]. \quad (\text{C.7})$$

Suponiendo que el par se crea en el punto medio entre  $z_L$  y  $z_R$ , se tiene que  $z = -E/k$  y por consiguiente  $\Delta E = k\Delta z$  que al sustituir en C.7 obtenemos:

$$\frac{\Delta N}{\Delta x \Delta y \Delta t \Delta z dp_T} = \frac{k}{(2\pi)^3} \exp \left[ -\frac{\pi(m^2 + dp_T^2)}{k} \right].$$

Al integrar sobre el momento transversal y multiplicar por el factor de degeneración de spin (2 para fermiones) obtenemos finalmente la ecuación 2.3

$$\frac{\Delta N}{\Delta t \Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{k^2}{4\pi^3} \exp \left[ -\frac{\pi m^2}{k} \right]$$