



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO**

---

---

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**IDENTIFICACIÓN DE PARTÍCULAS CARGADAS  
EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN EN ALICE**

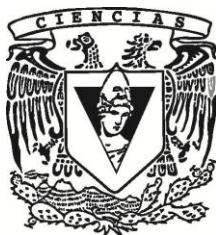
**T E S I S**

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:**

**FÍSICO**

**P R E S E N T A:**

**RAÚL TONATIUH JIMÉNEZ BUSTAMANTE**



**DIRECTOR DE TESIS:  
DR. GUY PAIC  
2011**



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.

*A a mi abuela Luz María y a mis padres Luz María y Raúl ...*

*que les debo todo*

**1. Datos del alumno**

Jiménez

Bustamante

Raúl

Tonatiuh

55810723

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

304596373

**2. Datos del tutor**

Dr.

Guy

Paic

**3. Datos del sinodal 1**

Dr.

José

Alejandro

Ayala

Mercado

**4. Datos del sinodal 2**

Dra.

Gabriela

Murguía

Romero

**5. Datos del sinodal 3**

Dr.

Gerardo

Antonio

Herrera

Corral

**6. Datos del sinodal 4**

Dr.

Alexis

Armando

Aguilar

Arévalo

**7. Datos del trabajo escrito**

Identificación de partículas cargadas en colisiones protón-protón en ALICE.

93p

2011

# Agradecimientos

Primero que nada quiero agradecer al Dr. Guy Paic, por haberme aceptado en el grupo de Física de Altas Energías del ICN, por permitirme formar parte de un experimento fascinante y por haber supervisado mi trabajo. Gracias a Guy, no solo he descubierto el área de la Física que me apasiona y en la que quiero trabajar, sino que también he aprendido el significado del trabajo duro, la disciplina y la dedicación. Quiero agradecerle por asignarme un trabajo interesante y desafiante, además del tiempo que dedicó a aclarar todas mis dudas y guiarme a lo largo de este proyecto.

Agradezco a mis sinodales: Alejandro Ayala, Alexis Aguilar, Gerardo Herrera y Gabriela Murguía por haber leído mi tesis y haberme dado sus opiniones y sugerencias para mejorar mi trabajo. Un agradecimiento especial a Gabriela Murguía, quien además de ser mi sinodal, me dio la oportunidad de trabajar como su ayudante por dos años en diferentes clases impartidas en la Facultad de Ciencias.

Disfruté de la increíble atmósfera de trabajo en el grupo del ICN formado por los profesores: Alejandro Ayala, Eleazar Cuautle y Guy Paic. Y mis compañeros: Antonio Ortiz, Daniel Mayani, Edgar Pérez, Enrique Patiño, Isabel Domínguez, Ivonne Maldonado, Luciano Díaz y Xitzel Sánchez. Les agradezco sus comentarios y sugerencias durante las reuniones semanales.

Una mención muy especial para Antonio Ortiz y Daniel Mayani, con quienes compartí buenos momentos en CERN durante mi estancia de verano del 2011, ambos me ayudaron a involucrarme mucho más en el análisis de datos y me brindaron su apoyo siempre que lo necesitaba. Gracias a Edgar Pérez con quien trabajé al comienzo de esta tesis, el intercambio de ideas resultó ser de mucha utilidad en este trabajo.

Por supuesto quiero agradecer a mi familia: a mi papá, a mi mamá, a mi abuela, a mis hermanos y a todos mis tíos, que con su cariño, apoyo y confianza he llegado a culminar una etapa de mi vida. Espero que estén orgullosos.

Gracias a mis amigos de la Licenciatura: Edgar, Iván, Miguel, Martín y Ricardo por haber compartido conmigo grandes momentos durante los últimos años, estoy seguro que todos seguiremos formándonos en el camino de la ciencia.

I would like to thank Francesco Barile for his supervision, for answering all my

questions and his constant help. All his suggestions was very important for this thesis. Thanks to my summer students friends : Antonio, Chris, Elodie, Fabio, Josefina, José, Jože, Mario, Nuria, Pablo, Raffaele and Steffen for all the great moments at CERN, for his support during the summer. All of you have broadened my vision of the world.

Por último, pero no menos importante, quiero agradecer a mis amigos: Jorge, Cinthya, Fito, Eduardo, Arturo, por su amistad y apoyo a lo largo de todo este tiempo. Gracias a Perla, por ser mi compañera en esta ventura.

# Prefacio

El programa de investigación recién comenzado en el Centro Europeo de la Investigación Nuclear (CERN por sus siglas en francés) es, actualmente, el intento más grande jamás realizado para encontrar las piezas fundamentales del Universo y comprender la forma en que éstas interaccionan. El Gran Colisionador de Hadrones (LHC por sus siglas en inglés) es el acelerador de partículas más grande del mundo y tiene como meta el estudio de varios puntos importantes en la Física de Altas Energías. Para cubrir todos estos puntos se han construido cuatro experimentos en el LHC. Los experimentos ATLAS y CMS están dedicados a la verificación del Modelo Estándar a través del descubrimiento del bosón de Higgs y al estudio de extensiones del Modelo Estándar como la supersimetría, las dimensiones extras y la materia oscura. El experimento LHC-b está dedicado principalmente a los estudios de violación de CP, y ALICE está diseñado para estudiar la creación del estado que se formó microsegundos después del Big Bang, el plasma de quarks y gluones (QGP).

El QGP es un estado altamente denso y caliente donde los constituyentes de los nucleones se liberan del confinamiento. El experimento ALICE ha sido diseñado para hacer frente a las condiciones experimentales y observables de una reacción donde se produce QGP. Una de las principales ventajas del experimento ALICE con respecto a los otros experimentos es la identificación de partículas.

Esta tesis engloba mi trabajo realizado como estudiante de Licenciatura en el grupo experimental de Física de Altas Energías a cargo del Dr. Guy Paic y mi trabajo realizado en la estancia de verano en CERN. Primeramente aprendí el funcionamiento de los diferentes tipos de detectores utilizados en la Física de Altas Energías, para después, profundizar un poco más en el funcionamiento de algunos de los detectores del experimento ALICE, enfocándome en tres detectores encargados de la identificación de partículas: la TPC, el TOF, y el HMPID. Mi trabajo consistió en implementar un análisis para la identificación de partículas abarcando un amplio rango de momento con la información de los detectores mencionados anteriormente. El trabajo se realizó para datos reales en el caso de la TPC y el TOF, mientras que se usan datos Monte Carlo para el caso del HMPID, debido a que en el momento en que se realizó el análisis para el HMPID los cortes

óptimos para la identificación de partículas estaban en etapa de desarrollo por parte de la colaboración del HMPID.

El método de identificación de partículas utilizado en los tres detectores se basa en un ajuste gaussiano a la señal obtenida de los detectores. Además, se estudió la capacidad de los detectores para reconstruir partículas e identificarlas utilizando una muestra de eventos Monte Carlo con las mismas características que los eventos reales y se obtuvieron las eficiencias de los detectores, las cuales se utilizaron para corregir los resultados y obtener las distribuciones de momento transversal para tres diferentes partículas: piones, kaones y protones. Las distribuciones de momento transversal finales para la TPC y el TOF se comparan en la región de traslape y muestran una diferencia promedio de 12%. El espectro de momento transversal para estos mismos hadrones se obtiene con el detector HMPID, el cual abarca un amplio rango de momento transversal pero no se compara con otros detectores debido a que no se trabajó sobre datos reales como ya se mencionó anteriormente.

Como principio de un estudio que se llevará más a fondo en los siguientes años, se analizan las distribuciones de momento transversal para eventos con diferente multiplicidad de partículas cargadas en colisiones protón-protón. Esto se hace debido a que a energías del LHC, la multiplicidad de partículas en colisiones protón-protón se vuelve comparable a la multiplicidad de partículas obtenidas en colisiones Cu-Cu en el experimento RHIC.

El esquema en el que se presenta la tesis es el siguiente: El capítulo 1 se presenta una breve descripción del Modelo Estándar y el LHC, y la descripción del marco teórico de diferentes tipos de detectores de partículas utilizados en ALICE. El capítulo 2 contiene la descripción y el funcionamiento de los detectores que conforman al experimento ALICE. El capítulo 3 describe la forma en que se realiza la reconstrucción y el marco de trabajo del experimento ALICE. El capítulo 4 presenta el análisis llevado a cabo para obtener la identificación de partículas con diferentes detectores de ALICE. También presenta un análisis en el que se analizan los espectros de momento transversal para partículas identificadas en diferentes bins de multiplicidad. El capítulo 5 contiene las conclusiones.



# Índice general

Agradecimientos	v
Prefacio	vii
<b>1. La física de partículas y El LHC</b>	<b>1</b>
1.1. El modelo estándar	1
1.2. El LHC	3
1.2.1. Experimentos en el LHC	5
1.3. Física de los detectores	7
1.3.1. Pérdida de energía	7
1.3.2. Radiación Cherenkov	9
1.3.3. Tiempo de vuelo	11
1.3.4. Radiación de transición	12
1.3.5. Calorímetro electromagnético	12
1.4. Interacciones hadrónicas en el LHC	13
1.4.1. Multiplicidades de partículas cargadas	14
1.4.2. Distribución de momento transverso: $p_t$	17
<b>2. ALICE: A Large Ion Collider Experiment</b>	<b>19</b>
2.1. Detector VZERO	22
2.2. Sistema de rastreo interno: ITS	23
2.3. Cámara de proyección temporal: TPC	24
2.4. Detector de tiempo de vuelo: TOF	26
2.5. Detector de identificación de partículas de alto momento: HMPID	28
2.6. Detector de radiación de transición: TRD	30
2.7. Espectrómetro de fotones: PHOS	31
<b>3. Descripción del marco de trabajo</b>	<b>33</b>
3.1. ROOT	33
3.2. Aliroot	34
3.3. Roofit	36

<b>4. Análisis y Resultados</b>	<b>39</b>
4.1. Selección de trazas y eventos . . . . .	39
4.1.1. Eventos Minimum Bias . . . . .	39
4.1.2. Selección de eventos . . . . .	40
4.1.3. Selección de trazas de partículas en cada detector . . . . .	40
4.2. Identificación de partículas cargadas con la TPC . . . . .	42
4.2.1. Ajuste gaussiano en la TPC . . . . .	44
4.2.2. Corrección por eficiencia en la TPC . . . . .	49
4.2.3. Distribución de $p_t$ en la TPC . . . . .	52
4.3. Identificación de partículas cargadas con el TOF . . . . .	52
4.3.1. Ajuste gaussiano en el TOF . . . . .	53
4.3.2. Corrección por eficiencia en el TOF . . . . .	58
4.3.3. Distribución de $p_t$ en el TOF . . . . .	60
4.4. Identificación de partículas cargadas con el HMPID . . . . .	61
4.4.1. Ajuste gaussiano en el HMPID . . . . .	61
4.4.2. Corrección por eficiencia en el HMPID . . . . .	65
4.4.3. Distribución de $p_t$ en el HMPID . . . . .	67
4.5. Distribución de $p_t$ de partículas cargadas. . . . .	68
4.6. Identificación de partículas en diferentes rangos de multiplicidad en colisiones p-p. . . . .	69
<b>5. Conclusiones</b>	<b>81</b>
<b>A. Interacciones inelásticas en colisiones p-p</b>	<b>83</b>
<b>Referencias</b>	<b>85</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>89</b>
<b>Índice de tablas</b>	<b>93</b>

# Capítulo 1

## La física de partículas y El LHC

### 1.1. El modelo estándar

El modelo estándar es la teoría encargada de describir la composición de la materia y las fuerzas fundamentales. Esta teoría incluye la interacción fuerte, débil y electromagnética dejando fuera a la gravedad. Las partículas que forman la materia son llamadas fermiones (partículas con espín semientero) y las partículas mediadoras de las interacciones son llamadas bosones (partículas con espín entero). La clasificación de bosones y fermiones se muestra en la figura 1.1.

Los fermiones se dividen en tres familias, cada una de las familias cuenta con dos leptones y dos quarks. Los leptones se caracterizan por ser afectados por la interacción débil, siendo los leptones cargados afectados también por la interacción electromagnética. Los quarks además de la carga electromagnética poseen una carga llamada carga de color por la cual interactúan fuertemente. Existen tres posibles valores para la carga de color: azul, rojo y verde con sus correspondientes anticolores. En la naturaleza no se observan quarks libres, sino que aparecen en la forma de hadrones, de tal forma que la suma de las cargas de color sea blanco<sup>1</sup>. Los hadrones se encuentran agrupados en *bariones* y *mesones*. Los bariones son partículas compuestas por tres quarks mientras que los mesones solamente están compuestos por un par de quark-antiquark.

La materia ordinaria está constituida por las partículas de la primera familia, es decir, los quarks up, down, el electrón y el neutrino del electrón. Las otras dos familias están formadas por partículas con propiedades similares pero con una masa más grande y solo pueden producirse en los rayos cósmicos o en aceleradores de partículas a altas energías. Las partículas de las otras familias son inestables por lo que decaen en partículas de la primera familia. Además, los neutrinos pueden sufrir oscilaciones a neutrinos de otra familia.

---

<sup>1</sup>La suma de los tres colores es blanca, es decir, azul+rojo+verde = blanco.

FERMIONES Constituyentes de la materia espín = 1/2, 3/2, 5/2, . . .						BOSONES Portadores de la interacción espín = 1, 2, 3 . . .					
Leptones espín= 1/2			Quarks espín= 1/2			Interacción electrodébil espín=1			Interacción fuerte espín=1 (color)		
Sabor	Masa (GeV/c <sup>2</sup> )	Carga eléctrica (e)	Sabor	Masa (GeV/c <sup>2</sup> )	Carga eléctrica (e)	Nombre	Masa (GeV/c <sup>2</sup> )	Carga eléctrica (e)	Nombre	Masa (GeV/c <sup>2</sup> )	Carga eléctrica (e)
$\nu_e$	$(0-0.13)\times 10^{-9}$	0	u	0.002	2/3	$\gamma$	0	0	g	0	0
e	0.000511	-1	d	0.005	-1/3	$W^-$	80.39	-1			
$\nu_\mu$	$(0.009-0.13)\times 10^{-9}$	0	c	1.3	2/3	$W^+$	80.39	+1			
$\mu$	0.106	-1	s	0.1	-1/3	$Z^0$	91.188	0			
$\nu_\tau$	$(0.04-0.14)\times 10^{-9}$	0	t	173	2/3						
$\tau$	1.777	-1	b	4.2	-1/3						

Figura 1.1: Partículas constituyentes de la materia y bosones de norma según el Modelo Estándar.

Propiedad	Interacción gravitacional	Interacción débil	Interacción electromagnética	Interacción fuerte
Actúa sobre	Masa-Energía	Sabor	Carga eléctrica	Color
Partículas sobre las que actúa	Todas las partículas	Leptones, quarks	Partículas cargadas	Quarks, gluones
Partícula mediadora	Gravitón*	$W^+$ , $W^-$ , $Z^0$	Fotón	Gluón
Fuerza a $10^{-18}$ m	$10^{-41}$	0.8	1	25
Fuerza a $3 \times 10^{-17}$ m	$10^{-41}$	$10^{-4}$	1	60

Tabla 1.1: Interacciones fundamentales. El gravitón aún no ha sido descubierto.

Las interacciones fundamentales se producen a través del intercambio de bosones de norma. En la tabla 1.1 se muestran las propiedades fundamentales de las interacciones fundamentales. La interacción fuerte es mediada por los gluones ( $g$ ) y la teoría encargada de su estudio es la Cromodinámica Cuántica o *Quantum Chromodynamics* (QCD). La interacción electromagnética es mediada por los fotones ( $\gamma$ ) descrita por la Electrodinámica Cuántica o *Quantum Electrodynamics* (QED). La interacción débil es mediada por el intercambio de bosones  $W^+$ ,

$W^-$  y  $Z^0$  y es descrita por la *teoría electrodébil* la cual incorpora la interacción electromagnética.

Aunque el modelo estándar es la mejor descripción que se tiene del mundo subatómico, no explica el panorama completo ya que como se mencionó anteriormente no incorpora la gravedad, además de que tiene ciertas limitaciones que requiere ciertas modificaciones para mantener la teoría consistente. El punto más importante se encuentra en que la masa de los bosones de norma electrodébiles se evalúan en cero dentro de la teoría, mientras que eso no ocurre en el experimento. Para ello se debe añadir un bosón de norma a la teoría, conocido como el *bosón de Higgs*. El mecanismo de Higgs genera las masas para los bosones W y Z mientras que permanece sin masa para el  $\gamma$ . El bosón se descubrirá o se descartará en los próximos años por los experimentos CMS y ATLAS en el LHC.

## 1.2. El LHC

El Gran Colisionador de Hadrones mundialmente conocido por su nombre en inglés *Large Hadron Collider* del Centro Europeo de la Investigación Nuclear CERN <sup>2</sup> no es simplemente el acelerador de partículas más grande del mundo, sino que es el experimento de Física más grande que se haya realizado hasta hoy. El proyecto del LHC fue aprobado en 1994 y la decisión de construir el LHC en el CERN estuvo fuertemente influenciada por la idea de reutilizar el túnel construido entre 1984 y 1989 para el colisionador LEP, el colisionador de electrón-positrón de más alta energía en todo el mundo. En el año 2000 el LEP fue cerrado para dar paso a la construcción del LHC.

El LHC se encuentra localizado en la frontera de Francia y Suiza, cerca de Ginebra en un túnel de 26.7 km situado entre 50 y 175 metros bajo tierra. Las energías más grandes de aceleración que se pueden alcanzar en el LHC son de 7 TeV para protones y 2.76 TeV para iones de plomo, lo que corresponde a colisiones con energía en el centro de masa ( $\sqrt{s}$ ) de 14 TeV y ( $\sqrt{s_{NN}}$ ) de 5.5 TeV respectivamente. Al ser un colisionador partícula-partícula, se tienen dos anillos en los que circulan los haces en direcciones contrarias, contrario a lo que ocurre en los colisionadores partícula-antipartícula en donde se puede tener a los dos haces en el mismo anillo. Los haces son acelerados en los anillos, los haces se encuentran divididos en paquetes, los cuales contienen  $1.1 \times 10^{11}$  protones. Cada haz contiene 2808 paquetes.

Antes de inyectar las partículas en el anillo del LHC, las partículas son aceleradas en un acelerador lineal LINAC2 y varios anillos de aceleración como son el Proton Synchrotron (PS) y el Super Proton Synchrotron (SPS). Después de una aceleración de 450 GeV en el SPS, los paquetes de protones son transferidos al

---

<sup>2</sup>Siglas en francés de *Centre Européen pour la Recherche Nucleaire*.

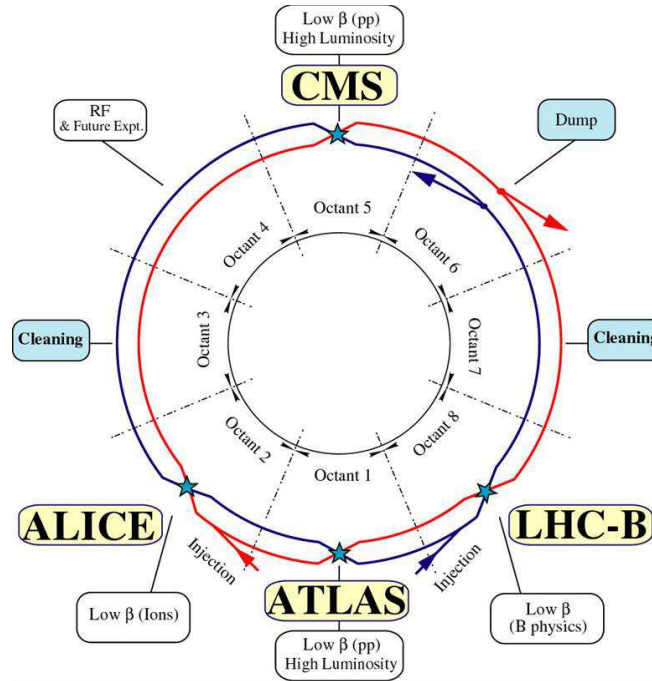


Figura 1.2: Diseño esquemático del LHC. Figura tomada de [1].

LHC donde circulan por 20 minutos para alcanzar una energía mayor en el centro de masa. El 23 de noviembre del año 2009 fue la primera puesta en marcha del LHC en CERN, y se colocaron en la máquina dos paquetes de protones acelerados en direcciones opuestas simultáneamente a una energía de 900 GeV en el centro de masa, que es la energía de inyección del SPS. A pesar de que la intensidad de protones era muy baja, con solo un paquete por haz no se realizó ningún intento sistemático para optimizar la óptica de la colisión, todos los experimentos del LHC tomaron las primeras mediciones de las colisiones protón-protón. Hasta el final del 2012 el LHC estará funcionando a una energía de 3.5 TeV por cada haz, es decir, 7.0 TeV en el centro de masa para colisiones protón-protón y a una energía de 2.76 TeV en el centro de masa para colisiones Plomo-Plomo.

El diseño del LHC se muestra en la figura 1.2. El LHC se divide en 8 regiones cada uno con una sección recta de 528 m de largo en su centro. El sistema de radio frecuencia que acelera las partículas se encuentra en el octante 4, en el octante 6 se encuentra la inserción de salto del haz y en los octantes 3 y 7 se encuentran sistemas colimadores encargados de *limpiar* el haz, es decir, remover el *halo del haz*.<sup>3</sup> En las otras cuatro secciones se intersectan los haces de un anillo

<sup>3</sup>Partículas que se encuentran a una distancia espacial lejana del paquete.

con otro. En los octantes 1 (ATLAS) y 5 (CMS) se encuentran los experimentos diseñados para altas luminosidades <sup>4</sup>, esperando obtener en ambos una luminosidad máxima de  $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Los otros dos experimentos se diseñaron para luminosidades menores, en el punto 2 (ALICE) se busca una luminosidad máxima de  $L = 10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  para colisiones Pb-Pb y  $L = 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  para colisiones p-p y en el punto 8 (LHCb) se busca una luminosidad máxima de  $L = 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Los últimos 4, son los experimentos principales del LHC.

### 1.2.1. Experimentos en el LHC

En el LHC hay seis experimentos localizados en los puntos de intersección de los haces: Los dos experimentos más grandes son ATLAS y CMS, los cuales son experimentos de propósitos generales diseñados para investigar el rango de física más amplio posible. Dos experimentos de tamaño mediano son ALICE Y LHCb los cuales tienen detectores para estudiar colisiones del LHC en relación a un fenómeno específico. Los dos experimentos más pequeños TOTEM Y LHCf están enfocados en las partículas del haz que solo rozan entre sí y no en las colisiones de frente.

#### ATLAS : A Toroidal LHC ApparatuS

La búsqueda del Bosón de Higgs predicho por el modelo estándar se ha utilizado como punto de referencia para el desempeño de los sub-sistemas de ATLAS. El detector ATLAS [3] es uno de los dos grandes detectores con propósitos generales, es simétrico respecto al punto de colisión de los haces, mide 45 m de largo y más de 25 m de alto con un peso de aproximadamente 7000 toneladas.

La configuración magnética de ATLAS comprende un solenoide superconductor delgado rodeando la cavidad del detector interno, y tres grandes toroides superconductores con simetría azimutal. El detector interno se encuentra inmerso en un campo magnético de 2 T. El calorímetro hadrónico absorbe energía de las partículas que pasan a través del calorímetro electromagnético pero que interactúan vía la interacción nuclear fuerte. Los calorímetros se encuentran rodeados por un espectrómetro de muones hasta la parte externa del detector.

#### CMS : Compact Muon Solenoid

Ubicado en el punto diametralmente opuesto a ATLAS se encuentra el experimento CMS, también diseñado con propósitos generales y al igual que ATLAS tiene como objetivo principal de la búsqueda del Bosón de Higgs. El detector CMS

---

<sup>4</sup>La luminosidad de un colisionador mide el número de interacciones por superficie por unidad de tiempo que se producen en la zona de colisión.

[4] tiene una longitud de 21.6 m a lo largo del eje del haz, diámetro de 14.6 m y un peso de 12 500 toneladas.

En el núcleo de CMS se localiza un solenoide superconductor de 4 T de 13 metros de longitud y un diámetro interno de 6 metros; dentro de éste se localiza un sistema de rastreo interno que emplea 13 capas de detectores silicio para obtener gran resolución de trazas, alrededor de estas capas se encuentra un calorímetro electromagnético de cristales centelladores diseñado para medir con gran precisión la energía de electrones y fotones. Un calorímetro de muestreo para hadrones rodea esta configuración, éste se encarga de medir la energía de los hadrones. Debido a que los muones pueden atravesar varios metros de acero sin perder energía de manera significativa, a diferencia de la mayoría de las partículas que se detienen en los calorímetros, se colocan las cámaras de muones <sup>5</sup> al borde del experimento con lo que logra que los muones sean las únicas partículas con probabilidad de registrar una señal. El sistema de muones de CMS tiene 3 funciones: la identificación de muones, la medición del momento y sistema de disparo.

### LHCb : Large Hadron Collider beauty experiment <sup>6</sup>

El experimento LHCb [5] está dedicado a la física de sabores pesados en el LHC, específicamente estudia la física relacionada con los quarks  $b$  y  $\bar{b}$  y los mesones en los que éstos dos están presentes, llamados *mesones B*; también estudia decaimientos raros en busca de física nueva. El LHCb es un espectrómetro de un solo brazo con una cobertura angular hacia adelante, ésta elección de la geometría del detector se justifica por el hecho de que a las energías del LHC los mesones B son dispersados en la dirección del haz. El objetivo principal del LHCb se centra en medir los parámetros de violación de CP en interacciones de mesones B y D, con esto se tratará de explicar por qué vivimos en un universo formado por materia y no antimateria si en el Big Bang la cantidad de materia y antimateria era la misma debido a la conservación del número bariónico.

### ALICE A Large Ion Collider Experiment

El experimento ALICE [16] está diseñado principalmente para el estudio de colisiones de iones pesados (Pb-Pb), sin embargo, también se dedica al estudio de colisiones protón-protón para tener un punto de comparación entre ambos. En particular, la física de iones pesados ultrarelativistas se interesa en los fenómenos

---

<sup>5</sup>La detección de muones es una herramienta poderosa para reconocer procesos interesantes sobre el elevado ruido de fondo esperado en el LHC a su luminosidad máxima. El decaimiento predicho por el Modelo Estándar para el bosón de Higgs en  $ZZ$  o  $ZZ^*$ , donde a su vez cada uno decae en un par de muones, conocido como *el canal dorado* es uno de los más prometedores dada la facilidad de detección de estas partículas.

<sup>6</sup>La palabra “beauty” (bello en inglés) se refiere al quark bottom



colectivos de las de las partículas a alta presión y temperatura, como las que se supone que existieron durante los primeros instantes del Universo poco después del Big Bang. Cuando se tienen estas condiciones la cromodinámica cuántica predice que la materia nuclear debe sufrir una transición de fase, pasando de la materia nuclear en la que los quarks están confinados a un nuevo estado de la materia en el que los quarks están prácticamente libres llamado Plasma de Quarks y Gluones o QGP por sus siglas en inglés.

En el siguiente capítulo se describen más a detalle los detectores que conforman al experimento ALICE debido a que el funcionamiento de éstos detectores es la base de este trabajo.

## 1.3. Física de los detectores

### 1.3.1. Pérdida de energía

Las partículas cargadas que pasan a través de la materia interactúan electro-magnéticamente con los electrones atómicos, y como consecuencia los electrones pueden ser excitados o ionizados. En el caso de ser ionizados puede suceder que los electrones absorban mucha energía y produzcan mas ionizaciones produciendo mas electrones, éstos electrones se conocen como electrones  $\delta$ . Una partícula cargada que pasa a través de le materia deja un un rastro de ionizaciones a lo largo de toda su trayectoria. La ionización representa la contribución principal a la pérdida de energía de partículas cargadas pasando a través de la materia y es el mecanismo principal a tomar en cuenta en los detectores de partículas.

El promedio de la pérdida de energía por unidad de longitud se conoce como la fórmula de Bethe-Bloch:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left( \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right), \quad (1.1)$$

Donde  $I$  es la energía de ionización promedio,  $\delta(\beta\gamma)$  es un efecto de corrección de densidad.  $A$  es el número de masa atómica del material y  $Z$  el número atomico del material y el factor  $K$  que es  $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ , donde  $N_A$  es el número de Avogadro,  $r_e$  es el radio clásico del electrón,  $m_e$  es la masa del electrón,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío,  $\gamma$  es el factor de Lorentz y  $\beta\gamma = \frac{p}{mc}$ , donde  $p$  es el momento de la partícula. Debido a que la pérdida de energía también depende del material atravesado por las partículas, la densidad esta incluida dentro de la fórmula y es por eso que las unidades de la pérdida de energía son  $\text{MeV } cm^2 g^{-1}$ . [6]. Si se quiere obtener la pérdida de energía para un material en específico basta con multiplicar esta fórmula por la densidad del material.

Ésta fórmula describe la pérdida de energía media en la región  $0.1 < \beta\gamma < 1000$  para materiales con un número atómico  $Z$  intermedio con una buena precisión.

En el límite inferior la velocidad del proyectil es del orden de la velocidad de un electrón atómico mientras que en el límite superior los efectos de radiación comienzan a ser importantes. Ambos límites dependen del Número atómico  $Z$ .  $T_{max}$  representa la energía cinética máxima que puede ser impartida a un electrón libre en una colisión.

La figura 1.3 muestra la pérdida de energía de muones en cobre, se muestra la función calculada para la región de “Bethe”. Las líneas sólidas indican la pérdida de energía total .

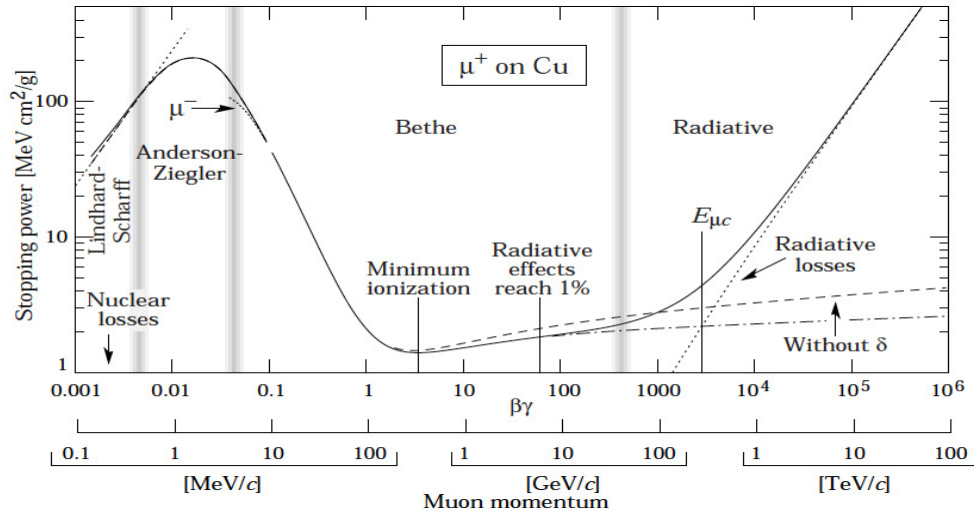


Figura 1.3: Pérdida de energía para muones positivos en cobre como función de  $\beta\gamma$ . Tomada de [6]

A bajas energías,  $dE/dx$  es proporcional a  $1/\beta^2$ , lo cual se debe a una mayor probabilidad de interacción experimentada por las partículas lentas ya que pasan mayor tiempo cerca de los electrones atómicos. Se alcanza un amplio mínimo de ionización cerca de  $\beta\gamma = 4$ . Las partículas relativistas que tienen esta pérdida de energía se les llama “MIPs” <sup>7</sup>. La pérdida de energía aumenta para  $\beta\gamma > 4$  debido al término logarítmico de la ecuación 1.1. Esto se conoce como la subida relativista. Una larga fracción de la subida relativista se debe a la gran transferencia de energía a los electrones  $\delta$ .

En la figura 1.4 se muestra la pérdida de energía en varios materiales. La disminución de la pérdida de energía en la región de mínima ionización con el aumento del número atómico del absorbedor se debe al factor  $\frac{Z}{A}$ .

A muy altas energías las pérdidas de radiación se vuelven mucho mas importantes que las perdidas por ionización. La energía crítica corresponde al punto

<sup>7</sup>Minimum ionizing particles.

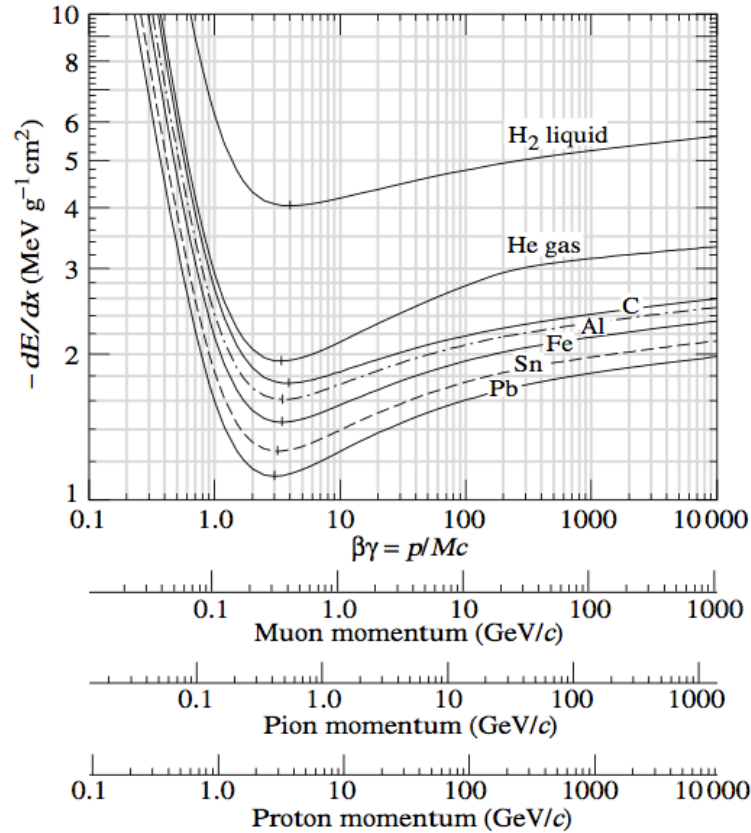


Figura 1.4: Pérdida de energía en diversos materiales en función del momento de tres partículas diferentes. Tomada de [6].

donde la pérdidas de energía por ionización son iguales a las pérdidas por radiación. La pérdida de energía debido al efecto bremsstrahlung es proporcional a la energía de la partícula y domina para la pérdida de energía total aún para partículas muy pesadas a muy alta energía, es decir, energías mayor a 1 TeV.

La dependencia en la velocidad de la pérdida de energía y la medición del momento de la partícula permite medir la masa de la partícula. La pérdida de energía por ionización es determinada principalmente por detectores gaseosos o detectores de estado sólido, los cuales, proveen un pulso con cierta altura como señal proporcional a la ionización primaria producida en el detector.

### 1.3.2. Radiación Cherenkov

El efecto Cherenkov ocurre cuando la velocidad de una partícula cargada es mayor que la la velocidad de la luz en un medio dieléctrico ( $c/n$ ), donde  $n$  es el

índice de refracción del medio. Los átomos excitados en la vecindad de la partícula se polarizan y emiten radiación a un ángulo característico.

En la figura 1.5 se muestran los frentes de onda formando el cono de Mach producido por el paso de una partícula cargada. La partícula viaja la distancia  $AB$  en el mismo tiempo  $t$  que le toma a la luz llegar al punto  $C$  con una velocidad  $c/n$ . El ángulo al que salen los fotones esta determinado por esta ecuación:

$$\cos \theta_{Ch} = \frac{AC}{AB} = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n} \quad (1.2)$$

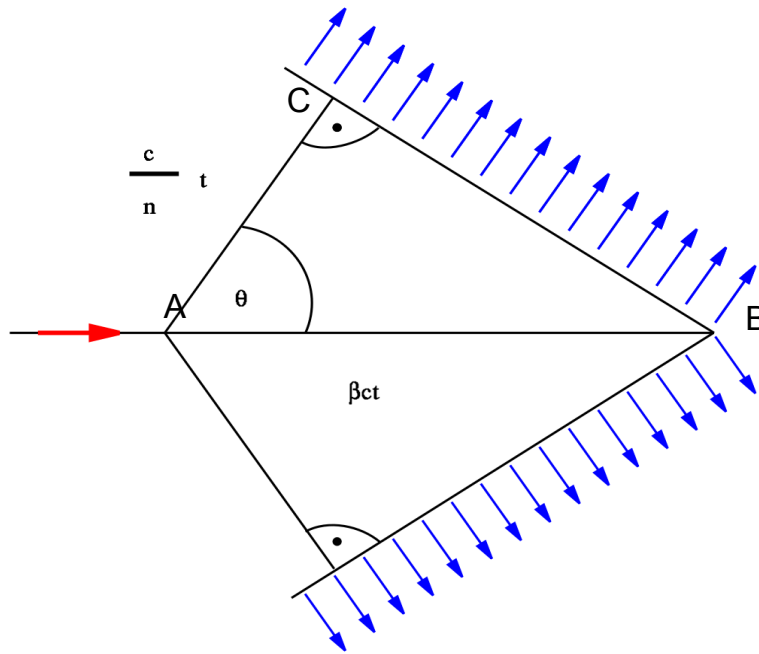


Figura 1.5: Comportamiento de las ondas en el efecto Cherenkov

El índice de refracción de los materiales es una función de la longitud de onda y la temperatura. La variación  $dn/d\lambda$  se conoce como la dispersión. La dispersión es mayor en la región ultravioleta del espectro electromagnético. De acuerdo a la ecuación anterior existe una velocidad umbral  $\beta_t = 1/n$  debajo de la cual no hay radiación emitida. Al aumentar la velocidad de la partícula por arriba de  $\beta_t = 1/n$  el ángulo al que se emite la partícula irá aumentando hasta un ángulo máximo:  $\theta_{max} = \cos^{-1}(1/n)$ , lo cual ocurre para  $\beta = 1$ .

La medición del ángulo Cherenkov,  $\theta_{Ch}$ , representa un método efectivo para discriminar partículas con momentos iguales. Una vez conocido el ángulo, puede conocerse la masa de la partícula con la fórmula:

$$m = p\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_{Ch} - 1} \quad (1.3)$$

Los detectores más útiles destinados a medir el ángulo Cherenkov son los *RICH* (Ring Imaging Cherenkov). Un detector RICH está constituido por dos elementos básicos dispuestos en una geometría de proximidad o de enfoque: un medio dieléctrico transparente, llamado radiador, cuyo índice de refracción es adecuado para el rango de momento de la partícula que se quiera estudiar y un fotodetector. En un detector RICH, la radiación Cherenkov emitida por las partículas es transmitida, ya sea enfocada con un espejo parabólico o no enfocada en un fotodetector que transforma los fotones en fotoelectrones para ser detectados con gran resolución espacial y temporal. El arreglo de enfoque es más adecuado para radiadores con bajo índice de refracción (generalmente gaseosos), debido a la longitud considerable que se requiere para la reconstrucción del anillo Cherenkov. En la geometría de proximidad, gracias a un índice de refracción mayor del radiador (generalmente líquido), basta con proyectar los fotones directamente sobre la superficie de un detector posicionado a una cierta distancia.

### 1.3.3. Tiempo de vuelo

Una manera de medir la velocidad de una partícula consiste en medir el tiempo que le lleva a la partícula atravesar una cierta distancia  $L$ . Esta distancia se puede definir con dos contadores que proveen la señal inicial y final cuando atraviesa una partícula por ellos. Si se tienen dos partículas con el mismo momento,  $p$ , la misma distancia de vuelo  $L$  pero de diferente masa  $m_1$  y  $m_2$ , su diferencia en el tiempo de vuelo está dada por:

$$\Delta t = L\left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) = \frac{L}{c}\left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2}\right) \quad (1.4)$$

Utilizando el hecho de que  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  se obtiene que

$$\Delta t = \frac{L}{c}\left(\frac{\gamma_1^2}{\gamma_1^2 - 1} - \frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - 1}\right) \quad (1.5)$$

Y sustituyendo  $\gamma = E/m_0c^2$  en la ecuación anterior se obtiene que

$$\Delta t = \frac{L}{c}\left(\sqrt{1 + \left(\frac{m_1c^2}{E_1}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{m_2c^2}{E_2}\right)^2}\right) \quad (1.6)$$

La identificación de partículas, para momentos mayores a 1 GeV/c, necesita gran resolución en el tiempo de vuelo. Los intervalos de tiempo son obtenidos contando el número de oscilaciones de un oscilador estable entre el paso de una partícula a través de dos contadores, un contador de comienzo y uno final. Las

mediciones de tiempo de vuelo se realizan con Multi-Resistive Plate Chambers o plásticos centelleadores debida a su buena resolución de tiempo.

### 1.3.4. Radiación de transición

La radiación de transición es producida cuando una partícula cargada atraviesa la interfaz entre dos medios con diferentes propiedades dieléctricas. La pérdida de energía por radiación de transición representa solo una pequeña parte de la pérdida de energía total de las partículas cargadas. Sin embargo, una característica importante de la radiación de transición es que los fotones emitidos se incrementan conforme el factor de Lorentz ( $\gamma = E/mc^2$ ), es decir, conforme la energía de la partícula y no solo proporcional a su velocidad [10]. La radiación de transición es de gran importancia para la identificación de partículas a altas energías en la región donde los procesos como pérdida de energía por ionización, tiempo de vuelo, radiación Cherenkov son difíciles de aplicar ya que dependen de la velocidad de la partícula.

Los fotones producidos en la radiación de transición son observados en la región de rayos X. El ángulo al que es emitida la radiación de transición es inversamente proporcional al factor de Lorentz de la partícula  $\theta = \frac{1}{\gamma_{part}}$ . El TRD esta formado por un conjunto de láminas de un material con bajo número atómico <sup>8</sup>, ya que de otra manera no escaparían los electrones del radiador. Los fotones producidos en la radiación de transición son guardados en un detector con alta eficiencia para fotones de rayos X, por lo que se utilizan cámaras proporcionales multialámbricas rellenas de Krypton y Xenón debido a que son gases con alta eficiencia de fotoabsorción de rayos X.

Cuando una partícula cargada atraviesa el detector, ésta deposita energía por ionización y excitación. Esta pérdida de energía se superpone a la energía depositada por la radiación de transición. Para que se produzca radiación de transición es necesario un factor de Lorentz  $\gamma \approx 1000$ . Los piones con una energía aproximada menor de 140 GeV no produce radiación de transición, sino que solamente se detecta la señal proveniente de la pérdida de energía por ionización y excitación de los átomos del detector. Así es como se logra la identificación entre electrones y piones. Un ejemplo de la señal obtenida por los dos detectores se muestra en el capítulo siguiente donde se describe el TRD utilizado en ALICE.

### 1.3.5. Calorímetro electromagnético

La función de un calorímetro electromagnético es principalmente la identificación de partículas como electrones, muones y fotones, además de la medición de

---

<sup>8</sup>Esto es debido a la alta dependencia de la sección eficaz de fotoabsorción con el número atómico ( $\sigma_{fotoabs} \propto Z^5$ )

energía de las partículas que generan chubascos electromagnéticos como electrones, fotones y  $\pi^0$ 's. Los muones no son absorbidos dentro del calorímetro debido a que son muy masivos, sin embargo, si se obtiene una señal de ellos en el calorímetro debido a la ionización que producen.

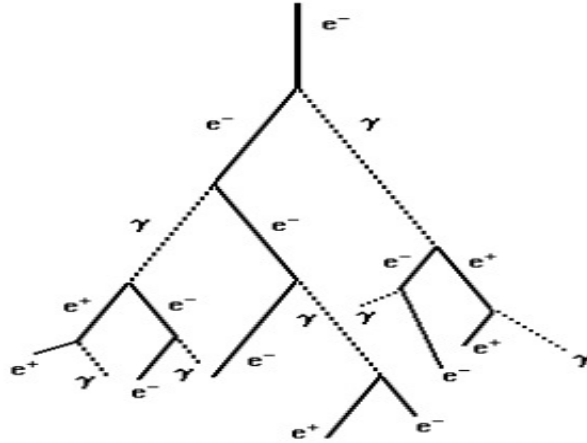


Figura 1.6: Ejemplo de un chubasco electromagnético

Un chubasco electromagnético como el mostrado en la figura 1.6. es producto de los electrones y los fotones con alta energía. El proceso de la formación del chubasco es el siguiente : Si los electrones o positrones pasan cerca de un núcleo, éstos se aceleran debido a la carga positiva de los protones y una partícula cargada que se acelera emite radiación electromagnética. por lo que se emiten fotones que llevan gran cantidad de la energía inicial del electrón y esto permite la producción de pares, con lo cual se produce otro par electrón-positron. El proceso de producción de partículas continua hasta que la energía de los fotones no es suficiente para alcanzar el umbral de la producción de pares y la perdida de energía por radiación deja de dominar. El número de chubascos de partículas decae exponencialmente.

## 1.4. Interacciones hadrónicas en el LHC

Los procesos de dispersión en colisionadores a altas energías pueden ser clasificados como duros o suaves. La cromodinámica cuántica es la encargada de estudiar todos esos procesos, pero la forma de describirlos y el entendimiento que se tiene es muy diferente para los dos casos. Para procesos duros, e.g. producción de jets con alto momento transversal o el bosón de Higgs, las propiedades del evento pueden ser predichas con gran precisión usando teoría de perturbaciones.

Para procesos suaves, e.g. la sección eficaz total, el evento subyacente <sup>9</sup> etc. las propiedades del evento son descritas por efectos de QCD no perturbativos, los cuales son menos comprendidos hasta ahora.

### 1.4.1. Multiplicidades de partículas cargadas

Una de las principales observables asociadas al experimento son las distribuciones de densidad de rapidez ( $dN_{ch}/dy$ ) y pseudorapidez ( $dN_{ch}/d\eta$ ) de partículas primarias, que representan el número de partículas cargadas por unidad de rapidez y pseudo-rapidez respectivamente. La rapidez  $y$  de una partícula se puede escribir en términos de la Energía y el momento longitudinal como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.7)$$

Cuando el momento de la partícula  $p$  es mucho mayor a su masa  $m$ , se puede relacionar a la rapidez con la pseudo-rapidez,  $\eta$  y por lo tanto con el ángulo  $\theta$  con el cual es emitida la partícula con respecto al eje del haz desde el vértice de interacción. La pseudo-rapidez se define como:

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)] \quad (1.8)$$

La figura 1.7 muestra algunos ejemplos de los valores que puede tomar  $\eta$  en función del ángulo con el que es emitida la partícula con respecto al eje del haz.

La figura 1.8 muestra la pseudo-rapidez de los diferentes detectores del experimento ALICE superpuesta sobre la predicción de la densidad de pseudo-rapidez,  $dN_{ch}/d\eta$ , en colisiones protón-protón a  $\sqrt{s} = 7$  TeV obtenida con el generador Monte-Carlo PYTHIA 1. Los detectores se explicarán a detalle en el próximo capítulo.

La pseudo-rapidez es más útil para mediciones experimentales ya que se tiene bien definida la región con respecto al eje del haz en la que se sitúa el detector, mientras que para medir la rapidez es necesaria la identificación ya que se necesita conocer la masa de la partícula. Es por eso que  $dN_{ch}/d\eta$  es una de las primeras mediciones de los experimentos.

---

<sup>9</sup>Un evento subyacente es todo excepto los dos “jets” producidos por una “dispersión fuerte” y esta constituido por el remanente de la colisión haz-haz mas el estado inicial y final de radiación. La “dispersión fuerte” esta constituida por los dos jets producido mas el estado inicial y final de radiación. [2]



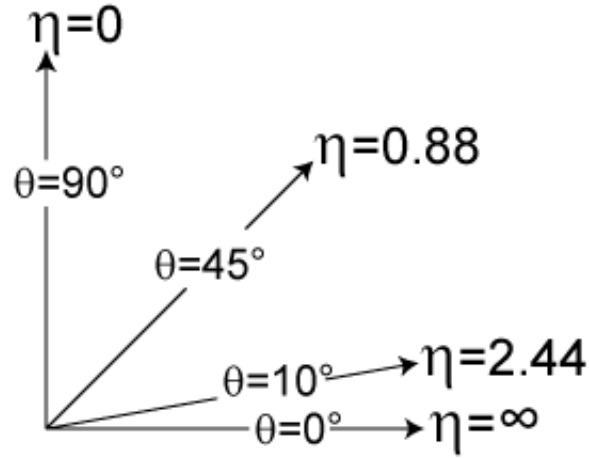


Figura 1.7: Diferentes valores de pseudo-rapidez,  $\eta$ , en función del ángulo con el que es emitida la partícula con respecto al eje del haz.

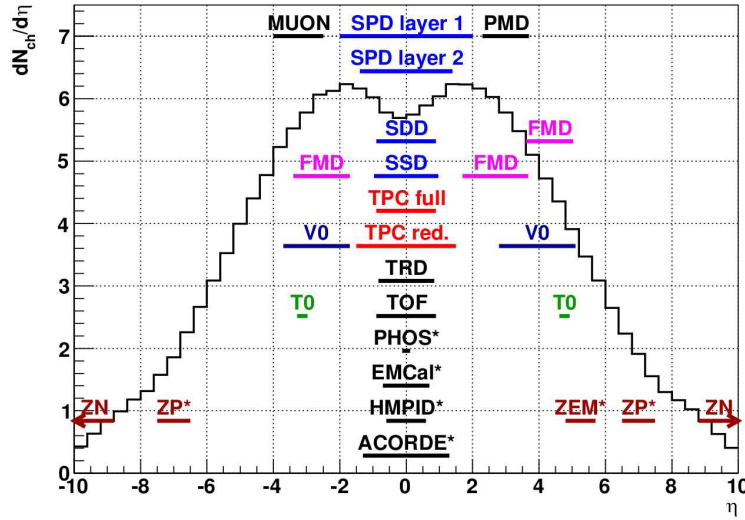


Figura 1.8: Valores de pseudo-rapidez que cubren los diferentes detectores de ALICE. Los detectores marcados con asterisco no cubren completamente al ángulo azimutal.

Hasta ahora en ALICE se han medido la densidad de pseudo-rapidez en la región  $|\eta| < 1.0$  para tres diferentes energías:  $\sqrt{s} = 0.9$  TeV,  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV y  $\sqrt{s} = 7.0$  TeV [7, 8]. En la figura 1.9 se muestran los valores medidos en ALICE y otros experimentos como función de la energía en el centro de masa para dos

tipos de colisiones: *INEL* que representan colisiones inelásticas, con al menos una partícula cargada en la región  $|\eta| < 1.0$  y eventos *NSD* para colisiones inelásticas y colisiones inelásticas no difractivas-singulares en la región central  $|\eta| < 0.5$ . Una explicación de la diferencia entre eventos inelásticos y eventos inelásticos no difractivos singulares en colisiones p-p consultar el Apéndice A.

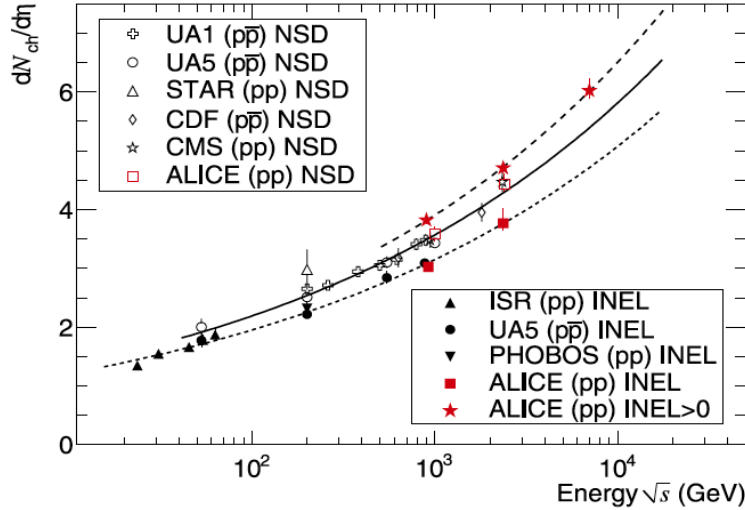


Figura 1.9: Densidad de pseudorapidez para partículas cargadas en la región central  $|\eta| < 0.5$  para colisiones inelásticas y colisiones inelásticas no difractivas singulares (NSD), y para colisiones inelásticas (INEL) con al menos una partícula cargada en  $|\eta| < 1.0$ , como función de la energía en el centro de masa. Las líneas indican el ajuste utilizando una ley de potencias.

La figura 1.10 muestra la distribución de multiplicidad para tres diferentes energías:  $\sqrt{s} = 0.9$  TeV,  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV y  $\sqrt{s} = 7.0$  TeV. Las distribuciones a 0.9 TeV y 2.36 TeV son bien descritas por la Distribución Binomial Negativa (NBD). A 7 TeV, el ajuste NBD se queda ligeramente debajo de los datos a multiplicidad menores a 5 y sobreestima los datos a multiplicidad mayores a 55. Del lado derecho de la figura se muestra la comparación de la distribución de multiplicidad a una energía de  $\sqrt{s} = 7.0$  TeV se compara con diferentes generadores Monte-Carlo. La multiplicidad se define como el número de partículas cargadas primarias en el rango de pseudo-rapidez  $|\eta| < 1.0$ . y  $p_t > 0.3$  GeV/c.

Al comparar los datos de 7 TeV con los modelos solamente el ajuste ATLAS-CSC de PYTHIA es cercano a los datos reales en alta multiplicidad. Sin embargo, la forma de la distribución de multiplicidad no es reproducida por ningún generador de eventos considerado, la discrepancia parecen variar con el modelo. Hasta ahora se ha encontrado que ninguno de los generadores de eventos describe bien

una observable sin fallar en otras.

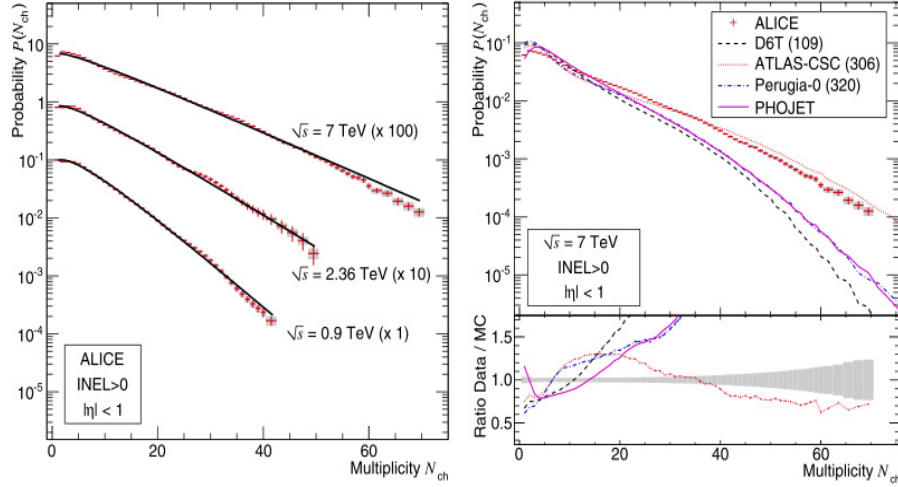


Figura 1.10: *Izquierda*: Multiplicidad medida por ALICE a diferentes energías. *Derecha*: Comparación de los datos con los generadores de eventos, la banda sombreada representa los errores sistemáticos y estadísticos [7, 8]

### 1.4.2. Distribución de momento transverso: $p_t$

En colisiones de iones la distribución de partículas como función del momento transverso  $p_t$  es conocida como distribución de  $p_t$ . La distribución de  $p_t$  de las partículas producidas en una colisión permite extraer información importante del medio creado. Para describir todo el rango de  $p_t$ , se utiliza una función de Levy la cual tiene una parte exponencial para describir la región bajo  $p_t$  y una ley de potencias para describir la región de alto  $p_t$  dominada por dispersiones duras (transferencias de alto momento al momento de la colisión). [9]. La pendiente inversa de la distribución de  $p_t$  es llamada temperatura efectiva ( $T_{eff}$ ), la cual tiene dos contribuciones: una contribución de la termodinámica debida a la temperatura de desacople y la otra debida a la velocidad con la que se mueven las partículas en una *bola de fuego*. Un estudio del espectro puede ser utilizado para separar la componente térmica del flujo radial.



# Capítulo 2

## ALICE: A Large Ion Collider Experiment

El experimento ALICE [16] está diseñado principalmente para el estudio de la materia que interactúa a través de la interacción nuclear fuerte y el estudio de las propiedades del QGP a densidades de energía y temperaturas extremas en colisiones de iones pesados (Pb-Pb), sin embargo, también se dedica al estudio de colisiones protón-protón.

ALICE está conformado por una parte central de detectores también llamada barril central y un espectrómetro de muones en la parte delantera y algunos detectores pequeños (PMD, FMD, T0, VZERO) para caracterización de eventos globales y sistemas de disparo. El tiempo del evento es medido con gran precisión ( $<25$  ps) por el detector T0: formado por 12 contadores Cherenkov colocados alrededor del tubo del haz. El detector VZERO es utilizado como detector de disparo o *trigger* de *minimum bias*. El detector ACORDE localizado en lo alto del imán  $L3$  es utilizado como sistema de disparo para rayos cósmicos.

En la figura 2.2 se muestra el sistema de detectores de ALICE, de dentro hacia afuera, el barril contiene un Sistema de Rastreo Interno (ITS), una Cámara de Proyección Temporal (TPC), un detector de transición de radiación (TRD), un detector de tiempo de vuelo (TOF), un detector de anillos Cherenkov (HMPID), un calorímetro electromagnético (EMCal) y un espectrómetro de fotones (PHOS). Todos los detectores excepto el HMPID, PHOS y EMCal tienen una cobertura azimutal de  $2\pi$ .

Este trabajo está basado en el funcionamiento de algunos detectores de la región central, cada uno de ellos funciona de manera distinta, sin embargo, todos siguen un principio básico que consiste en la interacción de las partículas con el material del que está construido el detector, en la mayoría de los casos los procesos producidos por la interacción electromagnética resultan ser los más importantes para la detección de partículas. Los principales procesos de naturaleza electro-

magnética presentes en los detectores son: La pérdida de energía de partículas cargadas debido a la excitación o ionización de electrones atómicos, efecto fotoeléctrico, efecto Compton, radiación Cherenkov, chubascos electromagnéticos, radiación de transición entre otros.

En ALICE se implementan todas las diferentes técnicas de identificación de partículas: para bajo momento se utiliza la pérdida de energía de partículas cargadas medida por el ITS y la TPC, a un alto a un momento medio se utiliza la técnica de la medición del tiempo de vuelo de una partícula medida por el TOF, y en alto momento se utiliza el ángulo de anillos Cherenkov medido por el HMPID, y la transición de radiación utilizada en TRD. La identificación de protones, kaones y piones en el rango más amplio de momento transversal ( $3.0 < p_t < 50$  GeV/c) se obtiene con la pérdida de energía medida en la subida relativista por la TPC. En la figura 2.1 se muestran los rangos en los que identifican partículas los diferentes detectores de ALICE. En este capítulo se describe el diseño y las características principales de cada uno de estos detectores, y al final del capítulo se describen algunas de las observables en ALICE utilizadas para este trabajo.

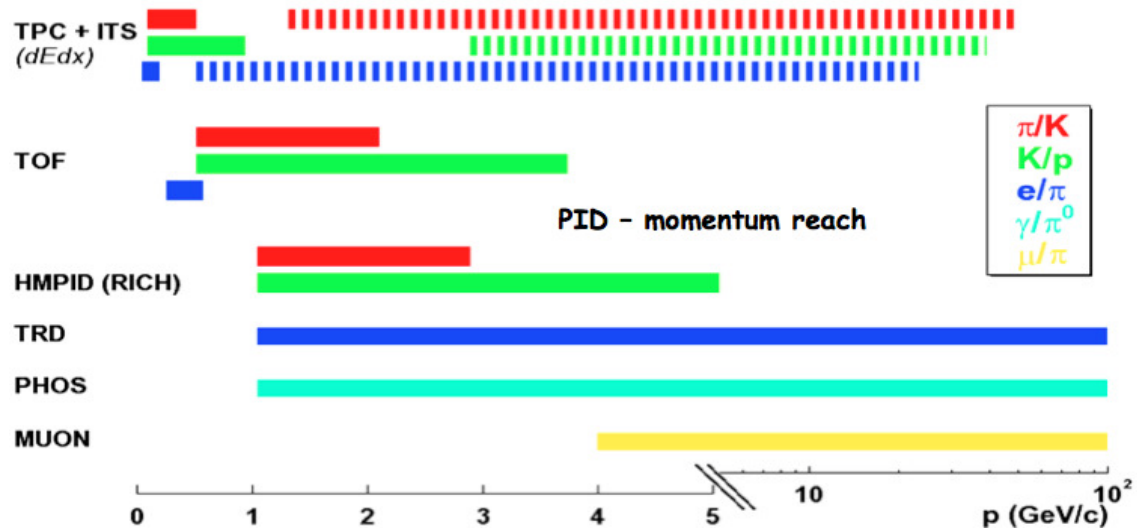


Figura 2.1: Rango de identificación de partículas para diferentes detectores de ALICE.

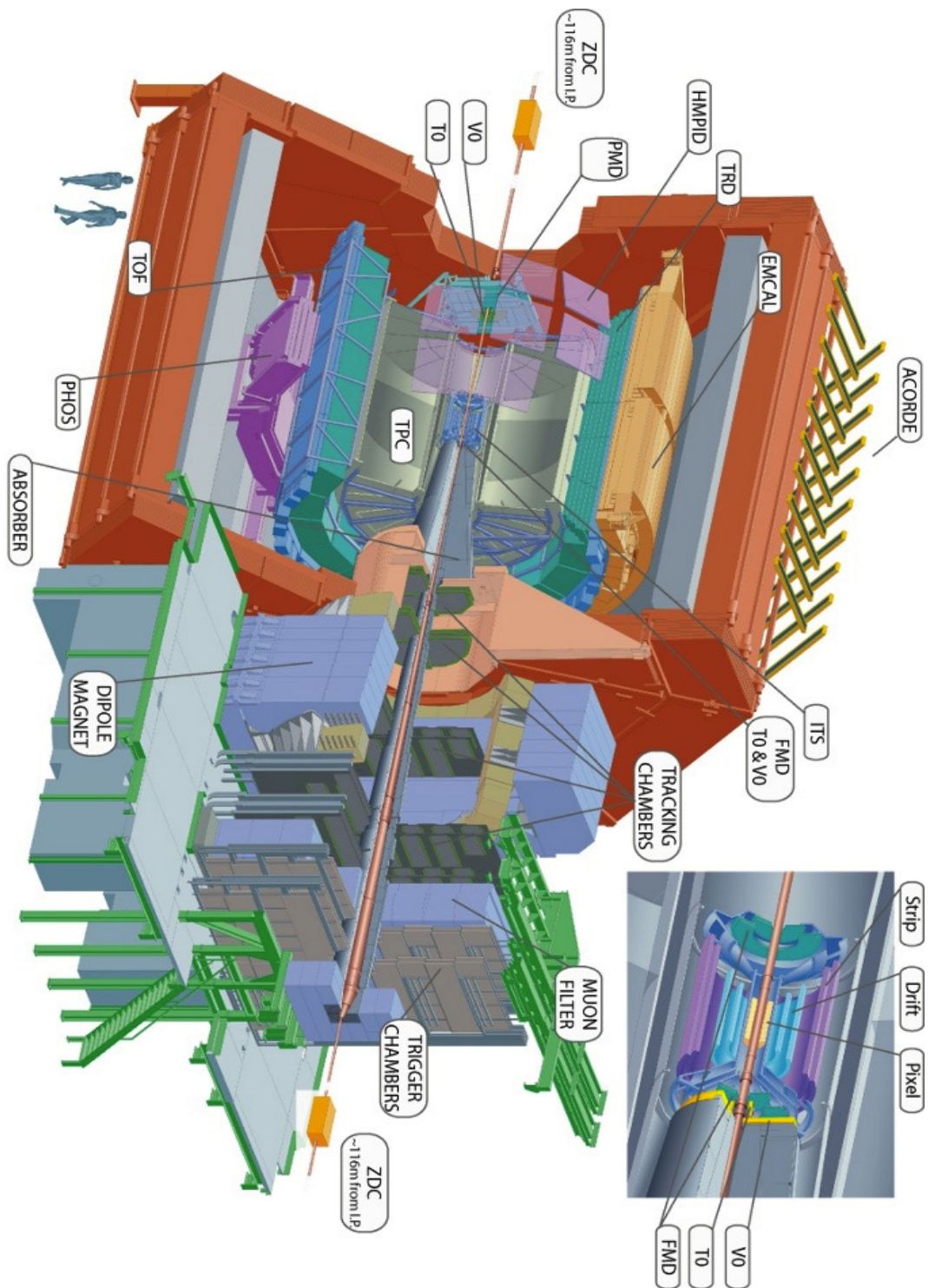


Figura 2.2: Diseño esquemático del sistema de Detectores de ALICE. [16].

## 2.1. Detector VZERO

El detector VZERO [15] es un detector formado por dos arreglos de plásticos centelladores, llamados V0A y V0C, localizados asimétricamente. Se encuentran instalados a ambos lados del vértice de la colisión en ALICE (también conocida como posición nominal). El detector V0A está localizado a 340 cm de la posición nominal y cubre la región de pseudo-rapidez  $2.8 > \eta > 5.1$  mientras que el V0C está localizado a cubrir la región de pseudorapidez  $-3.7 < \eta < -1.7$ . Este sistema de detectores tiene varias funciones:

1. Actúa como detector de disparo mínimo-bias (ver sección 4.1) para los detectores del barril central de ALICE en colisiones protón-protón y Plomo-Plomo.
2. Sirve para determinar el vértice principal de la colisión.
3. Medición de la centralidad de la colisión dividiendo las colisiones en dos clases: central y semicentral, mediante la medición del número de partículas producidas en el evento.
4. Medición de la luminosidad.

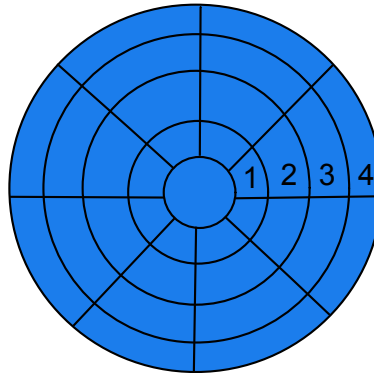


Figura 2.3: Segmentación de los detectores V0A y V0C.

Cada uno de los arreglos consiste en 32 contadores elementales distribuidos en 4 anillos tal como se muestra en la figura 2.3. Cada uno de estos anillos cubre alrededor de 0.5-0.6 unidades de pseudo-rapidez (ver tabla 2.1) y se divide en 8 sectores  $45^\circ$ . El contador elemental consiste de plásticos centelladores con fibras inmersas. La luz es colectada por las fibras y transportada a tubos fotomultiplicadores. La resolución temporal del detector es mejor que 1 ns.

Cabe mencionar que el detector V0-A fue construido por el grupo mexicano del experimento ALICE.



Anillo	V0 A		V0 C	
	$\eta_{max} / \eta_{min}$	$\theta_{max} / \theta_{min}$	$\eta_{max} / \eta_{min}$	$\theta_{max} / \theta_{min}$
1	5.1 / 4.5	0.7 / 1.3	-3.7 / -3.2	177.0 / 175.3
2	4.5 / 3.9	1.3 / 2.3	-3.2 / -2.7	175.3 / 172.4
3	3.9 / 3.4	2.3 / 3.8	-2.7 / -2.2	172.4 / 167.5
4	3.4 / 2.8	3.8 / 6.9	-2.2 / -1.7	167.5 / 159.8

Tabla 2.1: Valores de pseudo-rapidez y ángulos cubiertos por cada uno de los anillos de los detectores V0A y V0C.

## 2.2. Sistema de rastreo interno: ITS

El Sistema de rastreo interno, ITS [17] por sus siglas en inglés <sup>1</sup>, es el detector del barril central de ALICE más cercano al eje del haz. El diseño del ITS se muestra en la figura 2.4, consiste en seis capas de detectores de Silicio de 3 diferentes tipos: Dos capas de detectores de silicio de pixeles *SPD* (Silicon Pixel Detectors) en la parte más interna localizados a un radio  $r= 3.9$  y  $7.6$  cm respectivamente, estas dos capas son de gran importancia para la localización del vértice primario así como la medición del parámetro de impacto de trazas secundarias originadas por decaimientos débiles. Enseguida de estas dos capas se encuentran dos capas de detectores de arrastre *SDD* (Silicon Drift Detectors) localizadas a un radio de  $15.0$  y  $23.9$  cm respectivamente, éstas proveen dos de las cuatro muestras de pérdidas de energía ( $dE/dx$ ) necesarias para la identificación de partículas con el ITS [18]. Las capas más externas del ITS situadas a un radio de  $38.4$  cm y  $43.4$  cm están compuestas por tiras de silicio de doble cara *SSD*(Silicon Strip Detectors) y son de gran importancia ya que conectan las trazas del ITS con las de la TPC, además de proveer las otras dos muestras de  $dE/dx$  necesarias para la identificación de partículas con bajo momento.

El ITS cubre el rango de pseudo-rapidez de  $|\eta| < 0.9$  para todos los vértices localizados dentro de la longitud del diamante de interacción, es decir,  $10.6$  cm a lo largo de la dirección del haz. Algunas de sus principales funciones son: localizar el vértice primario de la interacción con una resolución mayor a  $100 \mu\text{m}$ , rastrear e identificar partículas con momento menor a  $100 \text{ MeV}$  (correspondiente a la región no relativista), reconstruir las partículas que atraviesan las regiones muertas de la TPC.

---

<sup>1</sup>Inner Tracking System.

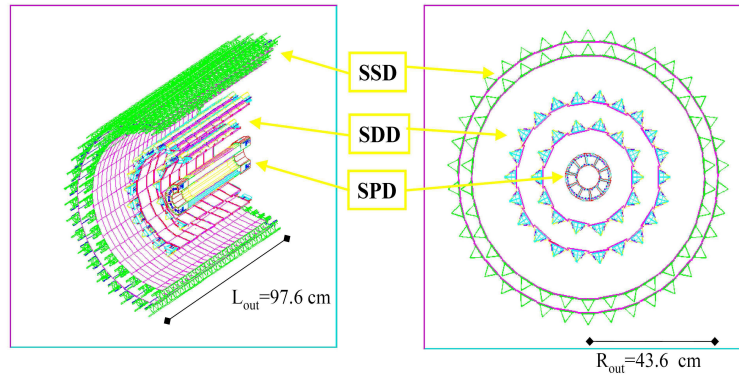


Figura 2.4: Diseño esquemático con las 6 de capas del ITS.

### 2.3. Cámara de proyección temporal: TPC

La Cámara de proyección temporal, TPC [19] por sus siglas en inglés <sup>2</sup>, es el detector principal de trazas e identificación de partículas cargadas del barril central de ALICE cubriendo un ángulo azimutal de  $2\pi$  con excepción de las zonas muertas <sup>3</sup> y fue especialmente diseñada para hacer frente a las más altas multiplicidades de partículas cargadas predichas para colisiones centrales de Plomo-Plomo a energías del LHC, es decir, 8000 partículas cargadas por unidad de rapidez a una energía del centro de masa de 5.5 TeV, sin embargo, es el detector más lento de ALICE debido al tiempo de arrastre de los electrones de cerca de  $94 \mu s$ . Debido a que la TPC se encuentra dentro un campo magnético cuyas líneas de campo son paralelas a las del campo eléctrico de arrastre, el momento transversal de la partícula puede ser determinada por medio de la curvatura.

La TPC es un detector cilíndrico de gran volumen, alta granularidad y una longitud a lo largo del haz de 5.0 m. El volumen activo corresponde a un radio interior de 0.85 m y a un radio exterior de 2.47 m y cubre el rango de pseudo-rapidez de  $|\eta| < 0.9$ . El diseño de la TPC se muestra en la figura 2.5, es un “diseño convencional” en su estructura general pero es innovadora en muchos detalles [21]. Una membrana central a un alto voltaje (100 kVs) divide la región de arrastre en dos mitades, resultando en un tiempo de arrastre máximo de  $94 \mu s$ , la TPC se encuentra rellena con  $88 \text{ m}^3$  de Ne y  $\text{CO}_2$  con 90% y 10% respectivamente, la función de esta mezcla de gases es transportar los electrones a una distancia de hasta 2.5 m desde el electrodo central hasta las placas laterales. Las placas laterales están divididas en 18 sectores trapecoidales, en los cuales se encuentran

<sup>2</sup>Time Projection Chamber.

<sup>3</sup>Zonas que se encuentran entre los sectores trapecoidales de la TPC

montadas las cámaras proporcionales multialámbricas ó MWPC <sup>4</sup> por sus siglas en inglés.

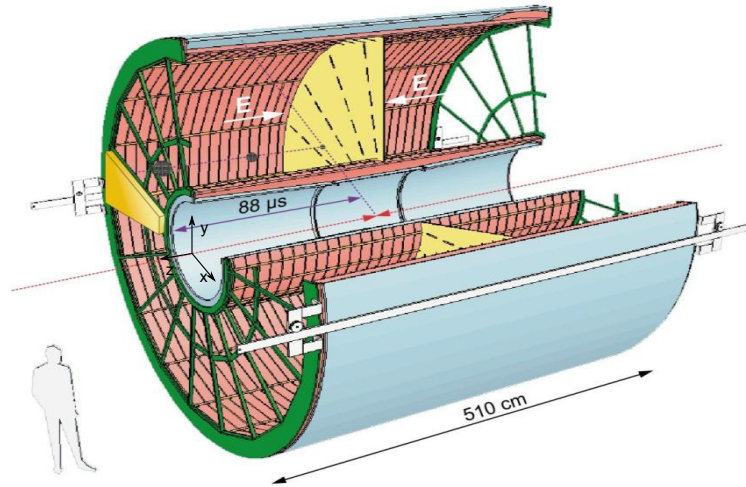


Figura 2.5: Diseño esquemático de la TPC, mostrando la dirección del campo eléctrico hacia la membrana central

El proceso bajo el que funciona la TPC es el siguiente: Una partícula cargada atraviesa el volumen de la TPC ioniza el gas a lo largo de su trayectoria con lo que se liberan electrones, éstos electrones llamados electrones primarios son transportados hasta las placas laterales de la TPC, donde se encuentran las MWPC. El arrastre de los electrones se debe al campo eléctrico producido por la membrana central en dirección paralela al haz, tal como se muestra en la figura 2.5. Aunque estos electrones no inducen por si mismos una señal suficientemente grande en los segmentos del cátodo (*readout pads*), sino que se obtiene una amplificación de la señal por la creación de una avalancha de electrones en las proximidades de los alambres que actúan como ánodo. Las MWPC tienen además la función de separar la región de arrastre de la sección de amplificación, determinar el tiempo de arribo de los electrones e impedir el paso de los iones creados en la avalancha a la zona de arrastre.

La TPC permite la reconstrucción tridimensional de las trazas producidas por partículas incidentes. La segmentación del plano donde se encuentran los cátodos provee la medición de muchos puntos individuales en el espacio por cada traza de partícula en el plano  $r - \phi$  [22]. La posición de la partícula en la dirección

<sup>4</sup>En 1992 le fue concedido el Premio Nobel a George Charpak por la creación y desarrollo de los detectores de partículas, en particular por la creación de las Multiwire Proportional Chambers.

de transporte, es decir, la coordenada  $z$  es determinada midiendo el tiempo de arrastre de los electrones producidos en la ionización hasta los extremos de la TPC. Es importante mencionar que la distribución en dos dimensiones en el espacio tiempo-pads es llamada *cluster*, ya que la cantidad de *clusters* registrados por la TPC son un parámetro utilizado para la selección de datos utilizado en ALICE.

## 2.4. Detector de tiempo de vuelo: TOF

El detector Tiempo de Vuelo, TOF [23] por sus siglas en inglés <sup>5</sup>, cubre la región central de pseudorapidez  $|\eta| < 0.9$  y tiene un papel fundamental en la identificación de piones, kaones y protones, en la región intermedia de momento, más específicamente en el rango de momento alrededor de 0.5 GeV/c (que es el límite superior para las mediciones de pérdida de energía en los detectores TPC e ITS para kaones y piones) hasta 2.5 GeV/c. El diseño del TOF se muestra en la figura 2.6. El TOF se encuentra en una capa cilíndrica con un radio interno de 370 cm y un radio externo de 399 cm, y la longitud del barril es de aproximadamente 745 cm y cubre ángulos polares entre 45 y 135 grados y un ángulo azimutal de  $2\pi$ .

Tiene una estructura modular con 18 sectores en  $\phi$ , cada uno de estos sectores se divide en 5 módulos a lo largo de la dirección del haz. Los módulos contienen un total de 1638 elementos detectores conocidos como tiras de cámaras de multiplacas resistivas (MRPC) cubriendo un área de 160  $m^2$ . El aspecto importante de estas cámaras es que el campo eléctrico es grande y uniforme sobre todo el volumen sensible de gas del detector. Cualquier ionización producida por una partícula cargada al atravesar el detector comenzará procesos de avalanchas los cuales eventualmente generarán señales observadas en los electrodos.

Las MRPC son una pila formada por placas resistivas como se muestra en la figura 2.7 y su funcionamiento se explica a continuación: Una alta diferencia de potencial es aplicada a las superficies externas del conjunto de placas, cuando una partícula atraviesa, ésta ioniza el gas y el gran campo eléctrico amplifica esta ionización mediante una avalancha de electrones. Las placas resistivas detienen el crecimiento de la avalancha en cada espacio, sin embargo son transparentes a la rápida señal inducida en los electrodos por el movimiento de los electrones. El total de la señal es la suma de las señales de todos los espacios. La razón por la que hay muchos espacios es para lograr mayor eficiencia, además al espacio entre las placas se aumenta la resolución del tiempo lo cual ayuda a una buena identificación de partículas.

La resolución de las MRPC se encuentra en un intervalo de 50-60 ps, con una eficiencia del 99%. Al incluir otras fuentes de error a la medición del tiempo, la

---

<sup>5</sup>Time Of Flight.

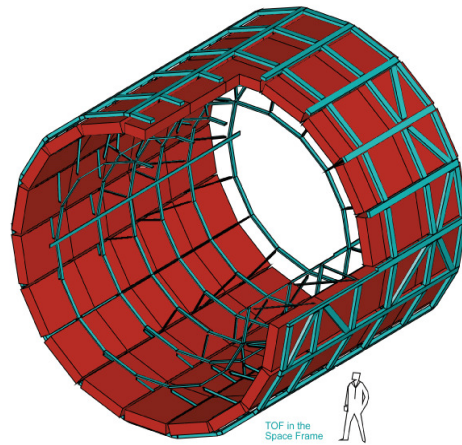


Figura 2.6: Diseño esquemático del TOF.

resolución promedio es alrededor de 120 ps.

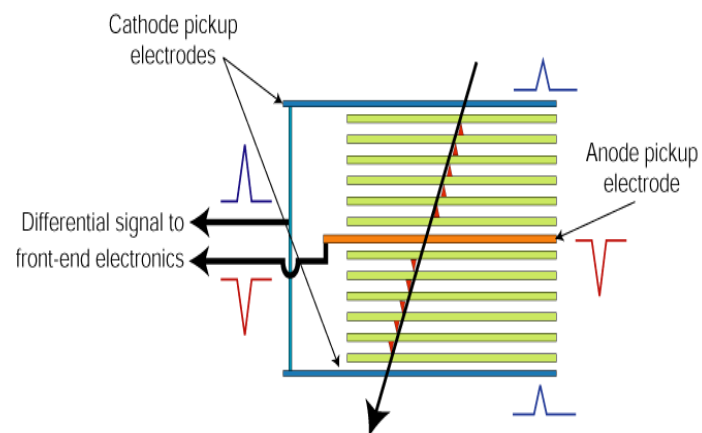


Figura 2.7: Funcionamiento de las MRPC.

## 2.5. Detector de identificación de partículas de alto momento: HMPID

El detector de identificación de partículas de alto momento, HMPID por sus siglas en inglés <sup>6</sup>, es un detector diseñado para mejorar la identificación de partículas en ALICE ya que opera más allá del intervalo de momento posible a través de la pérdida de energía (ITS y TPC) y las mediciones del tiempo de vuelo (TOF); opera en un intervalo de  $p_t$  desde 1 GeV/c hasta 5 GeV/c cubriendo el rango de pseudo-rapidez de  $|\eta| < 0.6$  que cubre un ángulo azimutal de  $57.61^\circ$  [25], lo que da una aceptación del 5% del espacio fase del barril central de ALICE.

El diseño del HMPID se muestra en la figura 2.8, éste posee una superficie de  $12 \text{ m}^2$  dividida en 7 módulos de detectores de anillos Cherenkov (RICH)<sup>7</sup> tipo proximidad (ver sección 1.3.2) de  $1.3 \text{ m} \times 1.3 \text{ m}$  cada uno, se encuentra ubicado en la posición de las 2 en punto en la dirección del haz (ver figura 2.2) sobre el barril central a una distancia de 4.7 m del eje del haz.

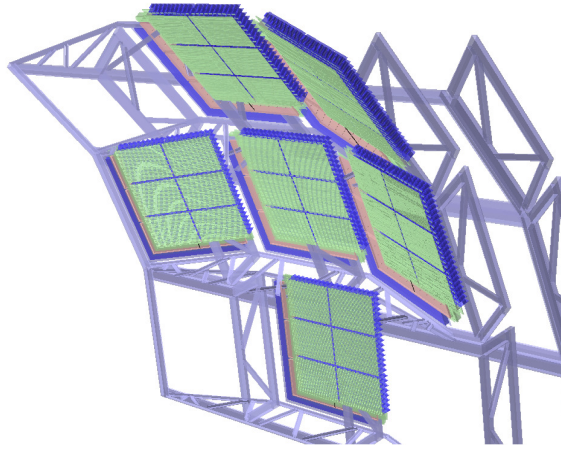


Figura 2.8: Diseño esquemático del HMPID. Su localización sobre el barril central de ALICE puede verse en el extremo izquierdo de la figura 2.2.

El proceso de funcionamiento del HMPID es mostrado en la figura 2.9 y se explica a continuación: Cuando una partícula cargada de gran energía atraviesa la capa de líquido radiador de  $\text{C}_6\text{F}_{14}$  (Perfluorohexano) de 1.5 cm de grueso, ésta emite fotones Cherenkov que llegan a una delgada capa (300 nm) de CsI, donde se producen fotoelectrones, las MWPC acumulan la carga induciendo una carga positiva en el plano de cátodos (*pads*) donde se ubica la salida de la electrónica.

<sup>6</sup>High Momentum Particle Identification Detector.

<sup>7</sup>El HMPID representa la aplicación de mayor escala de esta técnica

La posición del fotón se determina midiendo el centro de la carga inducida en el pad del plano de cátodos. Para evitar que los electrones producidos en la brecha de proximidad llena de  $\text{CH}_4$  entren a la región donde se encuentran las MWPC se colocan un conjunto de electrodos polarizados positivamente cercanos al radiador.

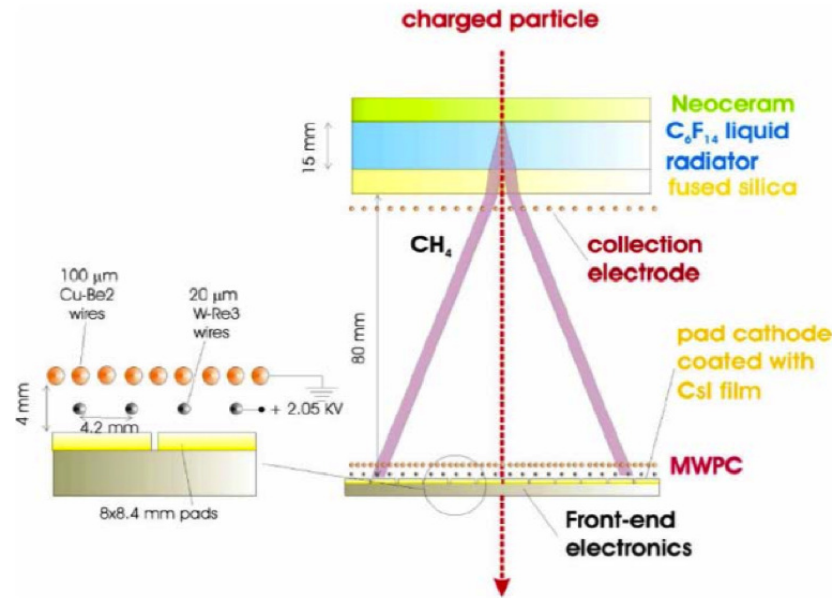


Figura 2.9: Principio de funcionamiento del HMPID.

La partícula cargada (MIP) que atraviesa el radiador y los fotones asociados que producen fotoelectrones crean una señal en los pads del HMPID. La figura 2.10 muestra la reconstrucción del Ángulo Cherenkov [35] el depósito de energía es mucho mayor en el plano de pads para el MIP, lo cual ayuda a distinguir partículas cargadas de fotones: una carga mayor a 150 canales ADC se asocia a un MIP sin ambigüedad. Un canal ADC corresponde a una de carga de 1000 electrones.

El índice de refracción del radiador  $\text{C}_6\text{F}_{14}$  a una longitud de onda de 175 nm es  $n = 1.289$ , que corresponde a una velocidad  $\beta_{min} = 0.77$  (i.e. un umbral de momento  $p_{th}(\text{GeV}/c) = 1.21m$ , siendo  $m$  la masa de la partícula en  $\text{GeV}/c^2$ ). El HMPID ha sido diseñado para medir el ángulo Cherenkov con una precisión de unos pocos mrad.

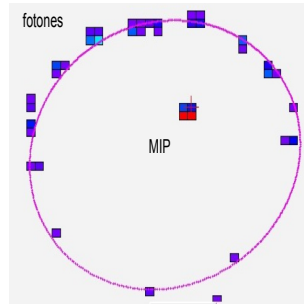


Figura 2.10: Anillo Cherenkov producido por una partícula cargada(MIP) en el HMPID.

## 2.6. Detector de radiación de transición:TRD

La función principal del Detector de Radiación de Transición ,TRD [24] por sus siglas en inglés <sup>8</sup>, es distinguir electrones de piones especialmente de momento mayor a 1 GeV/c, también contribuye a la reconstrucción de traza de partículas y actúa como trigger para electrones de alto momento. El detector está localizado entre la TPC y el TOF cubriendo la región de pseudorapidez  $|\eta| < 0.9$ . Se encuentra dividido en 18 sectores y cada uno de éstos está formado por 6 capas. La figura 2.11 muestra una de las capas donde se encuentran el radiador, la cámara de arrastre y la electrónica. El radiador compuesto por la mezcla de gases Xe/CO<sub>2</sub> (85 % y 15 %), es la base de la transición de radiación. Los fotones producidos por el radiador en la radiación de transición son absorbidos en el volumen de gas y ionizan sus átomos. Los electrones producidos por los fotones generados de la radiación de transición se superponen a los electrones producidos por la pérdida de energía por ionización. En la figura 2.11 se muestra el pulso observado como función del tiempo de arrastre para electrones y piones incidentes en el TRD. El pico que se observa a un alto tiempo de arrastre es debido a la radiación de transición absorbida en el gas.

---

<sup>8</sup>Transition Radiation Detector.



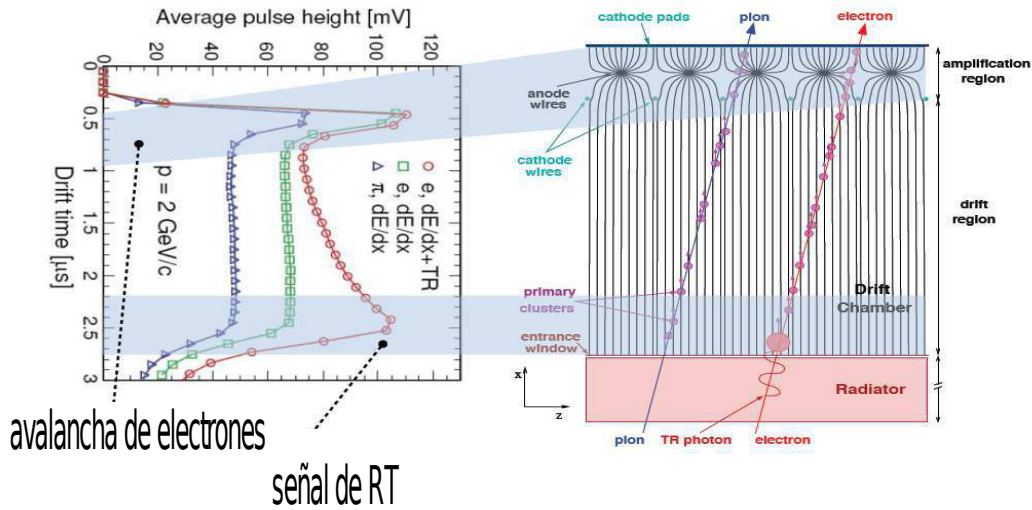


Figura 2.11: *Izquierda*: Señal producida por un  $e$  y un  $\pi$  al atravesar por el TRD. *Derecha*: Principio de funcionamiento de los módulos del TRD. Radiación de transición (RT) para partículas con factor  $\gamma > 1000$ .

## 2.7. Espectrómetro de fotones: PHOS

El fotoespectrómetro, PHOS [26] por su nombre en inglés <sup>9</sup>, es un calorímetro electromagnético de alta resolución y alta granularidad. Provee identificación de fotones al igual que identificación de mesones neutros por su decaimiento a dos fotones. El PHOS está subdividido en 5 módulos independientes colocados en la parte baja de ALICE a un radio de 4.6 m con un área de 8 m<sup>2</sup> y cubre el 3.7 % del espacio fase de la región central. El detector está compuesto por cristales centelleadores y celdas de detección de cristales de plomo y tungsteno mejor conocidos como cristales PWO.

<sup>9</sup>PHOTon Spectrometer.



# Capítulo 3

## Descripción del marco de trabajo

El marco de trabajo offline del experimento ALICE es llamado Aliroot [12]. El objetivo de Aliroot y en general de los marcos de trabajo offline es la reconstrucción y el análisis de la física (datos) provenientes tanto de interacciones simuladas como interacciones reales. Aliroot esta basado en el sistema ROOT [13], el cual es un software ampliamente desarrollado en el área de física experimental de altas energías que proporciona diversas herramientas como: generación de eventos, análisis y almacenamiento de datos, simulación del detector, visualización.

### 3.1. ROOT

Un marco de trabajo es un conjunto de herramientas de software que permite el procesamiento de datos. El marco de trabajo de ROOT se muestra esquemáticamente en la figura 3.1, éste provee un ambiente para el desarrollo de la paquetería del software para generación de eventos, simulación de los detectores, adquisición de datos y un marco de trabajo en el análisis y visualización de datos.

El modo de interactuar con ROOT es vía interfaz gráfica, la línea de comando o scripts. El lenguaje de los comandos y scripts es C++.

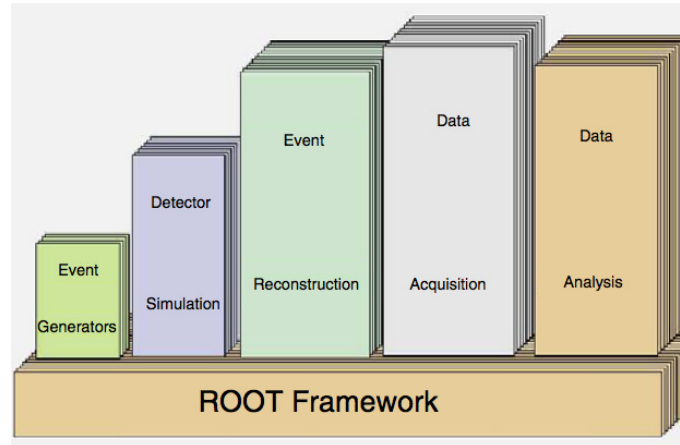


Figura 3.1: Marco de trabajo de ROOT y su aplicación en FAE.

## 3.2. Aliroot

Aliroot es la herramienta para el análisis de datos del experimento ALICE. El marco de trabajo de Aliroot fue utilizado para desarrollar los estudios de simulación para los Reportes de Diseño de todos los detectores del experimento ALICE y optimizar su diseño [12].

El proceso de simulación, se muestra esquemáticamente en la figura 3.2 y se puede explicar con los siguientes pasos:

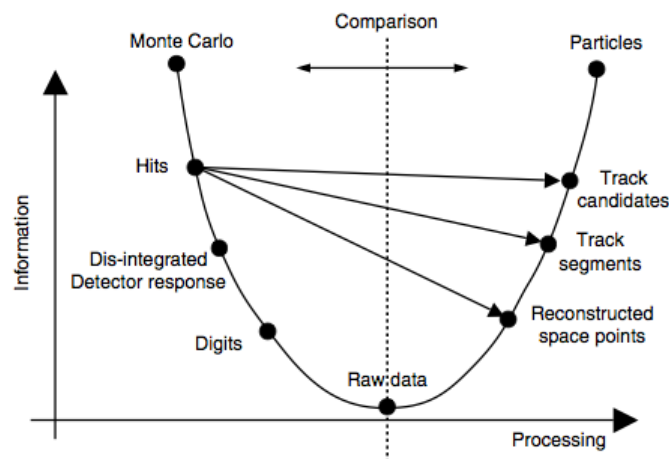


Figura 3.2: Marco de trabajo de ALICE

**Generación del evento Monte Carlo:** La colisión es simulada por un gene-

rador de eventos (PYTHIA, PHOJET, HERWIG) y toda la información necesaria para conocer la cinemática de las partículas ( tipo, momento, carga, proceso de producción, etc) es almacenada en un archivo *kinematics.root*.

**Rastreo de clusters:** Las partículas que interactúan con el detector usualmente dejan una señal en varios elementos del detector o en diferentes intervalos de tiempo. En este paso, las señales son combinadas para formar *clusters*. Esto permite determinar la posición o tiempo de la partícula y permite reducir el ruido.

**Rastreo de partículas:** Las partículas provenientes de la interacción de los haces de partículas son transportadas en el material de los detectores, y con la ayuda de los códigos de transporte *Geant 3*, *Geant 4* y *FLUKA* se simulan las interacciones con los detectores lo más realísticamente posible, (decaimientos, dispersión, ionización y pérdida de energía) con lo cual se obtiene la respuesta del detector. Se le llama *hit* a la señal precisa depositada por la partícula en el detector antes de tomar en cuenta cualquier efecto instrumental.

**Digitalización:** Si una partícula produce una señal en una parte sensitiva (*hit*), la correspondiente señal digital de salida del detector se almacena como un *dígito sumable* tomando en cuenta la función de respuesta del detector. Es posible añadir ruido al dígito sumable y almacenarlo como un dígito. Los dígitos sumables permiten unir eventos sin la duplicación de ruido. En el último paso, los datos son almacenados en un formato de hardware específico del detector, esto se conoce como *raw data*.

En esta etapa el *emphraw data* corresponde a las señales que se producirían por una interacción del mismo tipo dentro del detector. La siguiente etapa de reconstrucción es idéntica tanto para eventos simulados como para eventos reales.

**Reconstrucción de trazas:** La mayoría de los detectores de ALICE son detectores de trazas. Cada partícula cargada que atraviesa los detectores deja un número de señales que miden la posición de los puntos en el espacio por los que pasó. Los algoritmos de reconstrucción ajustan los puntos en el espacio para formar trazas. Las trazas de las partículas se aproximan mediante una hélice <sup>1</sup> y están parametrizados por la curvatura y los ángulos respecto a los ejes coordenados. La estrategia de reconstrucción de trazas en ALICE es la siguiente:

Primeramente se estima la posición del vértice a partir del SPD, posteriormente se reconstruye con la TPC de afuera hacia adentro debido a que la densidad de trazas es menor al exterior que al interior. Con eso se prolongan las trazas reconstruidas de la TPC a la capa exterior del ITS y después prolonga las trazas lo más cercano al vértice primario. Después de que todos los candidatos a trazas se asignan con la correspondiente traza en el ITS, se realiza un rastreo en el ITS en todos los clusters restantes con el fin de recuperar las trazas no reconstruidas

---

<sup>1</sup>La hélice describe la trayectoria de la partícula cargada moviéndose en un campo magnético uniforme con un radio  $R = \frac{mv}{qB}$ .

por la TPC debido al corte en  $p_t$ , las zonas muertas de la TPC o los decaimientos. Después hacer la propagación a los demás detectores externos (TRD, TOF, HM-PID y PHOS). Finalmente, se propaga la capa más externa hacia el interior y se re-ajustan los parámetros calculados en el vértice primario o al radio más interno posible en el caso de trazas secundarias.[31]

Para el sistema central de detectores se tiene una eficiencia de alrededor del 90% en la reconstrucción de trazas.

Al final de la reconstrucción se obtiene un como salida un objeto conocido como *Event Summary Data*, el cual contiene información como la posición del vértice del evento, parámetros de reconstrucción de partículas cargadas así como su identificación, posiciones de candidatos a vértices-secundarios, parámetros de partículas reconstruidas en los calorímetros y señales en otros subdetectores. Los ESD contienen toda la información necesaria para el análisis.

### 3.3. Roofit

RooFit [14] es un paquete dentro de Root con herramientas de gran utilidad para modelar la distribución esperada de eventos en un análisis de física. Los modelos se pueden utilizar para obtener ajustes con el método de *likelihood*, producir gráficas y generar muestras de “Monte Carlo de juguete” para diferentes estudios. RooFit fue desarrollado por la colaboración BaBar.

La función principal de RooFit es modelar la distribución de datos de eventos, donde cada eventos es un suceso separado en el tiempo. El modelado que se utiliza son las funciones de densidad de probabilidad  $F(x, p)$  que describen la densidad de probabilidad de la distribución de  $x$  observables en términos del parámetro  $p$ . Ajustar un modelo a los datos implica la construcción de una prueba estadística a partir del modelo y de los datos (los más comunes son  $\chi^2$  y  $-\log(\text{likelihood})$ ) y minimizar esa prueba estadística respecto a todos los parámetros introducidos. El método utilizado por RooFit es el método de máxima verosimilitud (*maximum likelihood*).

La prueba estadística es calculada por RooFit y la minimización de la prueba estadística se realiza a través de MINUIT, implementando TMinuit en ROOT para realizar la minimización de los errores del análisis. En RooFit esto se hace mediante el comando:

```
modelo.fitTo(datos);
```

Este comando construye una función  $-\log(L)$  a partir del *modelo* y del conjunto de *datos* y lo pasa a MINUIT, el cual lo minimiza y estima los errores en los parámetros del modelo. El resultado del ajuste (los nuevos parámetros y sus

errores) se propaga a los objetos que representan los parámetros. Por ejemplo: Si el modelo es una gaussiana la forma de realizar el ajuste es:

```
gauss.fitTo(datos);
```

Se obtiene como resultado después del ajuste con RooFit los nuevos parámetros de la gaussiana de la siguiente forma:

```
mean.Print(); RooRealVar :: mean : -0,9409 + / - 0,0310500
```

```
sigma.Print(); RooRealVar :: sigma : 3,1056 + / - 0,022490
```

Es importante mencionar que la normalización de la función de densidad de probabilidad, que debe estar normalizada a la unidad, es ajustada automáticamente al número de entradas en la gráfica. RooFit es el paquete utilizado para gran parte de este trabajo ya que como se explica mas adelante las distribuciones gaussianas son de vital importancia para la identificación de partículas. Mayor información respecto al manejo de RooFit puede encontrarse en [14].





# Capítulo 4

## Análisis y Resultados

En este capítulo se presenta el análisis realizado para la identificación de partículas con tres detectores: TPC, TOF y HMPID. El estudio se realizó con datos reales de colisiones protón-protón a una energía de  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Las corridas seleccionadas corresponden a colisiones p-p realizadas en el LHC durante el año 2010, correspondiente al periodo LHC10e en el paso 2 de la reconstrucción, con excepción del análisis llevado a cabo en el HMPID en el que se utilizaron datos Monte-Carlo generados por PHOJET y reconstruidos por GEANT3 debido a que aún no se tienen los cortes óptimos para la identificación de partículas para datos reales en el HMPID y se encuentra en proceso de desarrollo por parte de la Universidad de Bari. Las corridas seleccionadas fueron periodo LHC10d4 en el paso 2 de la reconstrucción.

### 4.1. Selección de trazas y eventos

#### 4.1.1. Eventos Minimum Bias

De todos los tipos de eventos producidos en el LHC, se utilizan para este trabajo los eventos *Minimum Bias* (MB). La definición experimental de un evento *MB* depende del *trigger* utilizado por el experimento. Los *triggers* minimum-bias han sido diseñados para seleccionar eventos *MB* que se asocian con las interacciones difractivas inelásticas, en general, son eventos con poca multiplicidad y baja transferencia de momento, y se les denomina interacciones hadrónicas suaves. En ALICE, la información del detector VZERO y el SPD se combina para obtener varios *triggers* de minimum-bias.

- MB1 = (V0-OR o SPD-OR) y no V0-BG;
- MB2 = (V0-OR o SPD-OR) y no V0-BG;

- MB3 = (V0-AND y SPD-OR) y no V0-BG;

Donde V0-OR requiere solo una señal en uno de los detectores que conforman al VZERO ya sea el V0A o el V0C, que son dos detectores realizados de plásticos centelleadores, situados a los dos lados del punto de interacción a lo largo del haz, V0-AND requiere señal en ambos detectores del VZERO, V0-BG indica que la colisión del haz-gas o haz-halo fue detectado por el VZERO y SPD-OR requiere al menos un *hit* con señal en el SPD [32]. En general el *trigger* con el bias más bajo (MB1) es el utilizado para el estudio de eventos inelásticos.

#### 4.1.2. Selección de eventos

Los eventos en ALICE se seleccionan de acuerdo al *trigger* utilizado, tanto para eventos simulados como para eventos reconstruidos. Para este trabajo se utilizaron eventos minimum-bias con el *trigger* MB1. Además, se pide que la distancia entre la posición nominal y el vértice primario reconstruido sea menor a 10 cm en el eje  $z$ .

#### 4.1.3. Selección de trazas de partículas en cada detector

La selección de trazas se realiza mediante cortes específicos con el fin de optimizar la señal física que se requiere obtener del estudio. Para este trabajo se seleccionaron *partículas primarias*. Las partículas primarias se definen como las partículas producidas al momento de la colisión, incluyendo decaimientos fuertes y electromagnéticos, así como todos los decaimientos débiles de partículas con excepción de los decaimientos débiles de extrañeza, las  $\gamma$ -conversiones y los productos de interacciones hadrónicas con el material del detector.

Para la selección de trazas se utilizan los siguientes cortes:

- Rango de rapidez  $|\eta| < 0.8$  : con el fin de seleccionar partículas en la región central de ALICE.
- Por lo menos 80 *clusters* en la TPC: mejora la calidad de las trazas para ser extrapoladas a los otros detectores.
- Reajuste de trazas en los detectores ITS y TPC: asegura una buena reconstrucción en ambos detectores.
- Máximo acercamiento al vértice en  $XY = 0.0182 \text{ cm} + 0.0350 \text{ cm} (p_T/[\text{GeV}/c])^{-1.01}$ .
- Máximo acercamiento al vértice en  $Z = 2 \text{ cm}$ .

- $DCA^1 < 3.5$  cm: con estos tres últimos cortes se incrementa la probabilidad de tener partículas originadas a partir de una interacción primaria con lo que se minimizan las trazas de fondo.

Para el análisis de la TPC se debe agregar:

- Señal de la TPC  $> 0$ : es decir pérdida de energía medida por la TPC mayor a cero.

Para el análisis del TOF se debe agregar un corte muy importante sobre las trazas:

- Distancia de la traza medida por el TOF al vértice  $> 350$  cm: esto permitirá asegurar que el reconstruido por la TPC llegue hasta la distancia en la que se encuentra el detector TOF.

Para el análisis del HMPID se deben agregar:

- Distancia de la traza del MIP medido por el HMPID a la TPC  $< 0.7$  m : este corte permite relacionar las partículas provenientes de la TPC con el HMPID, la distancia utilizada es 0.7 m ya que es a la que se obtiene una mejor eficiencia en el análisis del HMPID.
- Carga del MIP  $> 150$  canales ADC: permite distinguir a una partícula cargada de un foton.
- Número de fotones reconstruidos  $> 3$  : permite una reconstrucción aceptable del anillo Cherenkov.

La identificación de partículas en ALICE se puede realizar mediante distintos métodos: el primer método es conocido como traza-por-traza pero se limita a las regiones donde se observa una clara separación entre las señales de las partículas, mientras que con un método estadístico se puede identificar aún en la región de traslape, usando un ajuste a la señal del detector utilizado <sup>2</sup> en varios intervalos de momento transversal ( $p_t$ ).

---

<sup>1</sup>Distance of closest approach es la distancia transversal entre el vértice reconstruido y la posición de la traza de la partícula

<sup>2</sup>En el caso de los detectores ITS y TPC la señal es la pérdida de energía  $\frac{dE}{dx}$ , en el caso del TOF la señal es el factor  $\beta$  y en el caso del HMPID la señal medida es el ángulo Cherenkov  $\theta_{Ch}$

## 4.2. Identificación de partículas cargadas con la TPC

La información de pérdida de energía ( $dE/dx$ ) para la traza de una partícula en la TPC se obtiene del número de *clusters* asignados a la traza, por lo que se puede tener hasta un máximo de 160 muestras extraídas del número de *clusters*,  $n_{clu}$ . La distribución de la señal producida por la carga total,  $Q_i$ , es decir, la carga en cada línea de pads de la TPC, es una distribución de Landau debido a la gran transferencia de energía a los electrones  $\delta$ . Para obtener una distribución gaussiana se usa solo una parte de la muestra utilizando el método de la media truncada. El método se define como el promedio sobre  $m = \eta n$  que son los valores más bajos entre las muestras de  $n_{clu}$ .

$$\langle S \rangle_{\eta} = \frac{1}{m} \sum_{i=0}^m Q_i \quad (4.1)$$

Donde  $i = 0, \dots, n$  y  $Q_{i-1} < Q_i$  para toda  $i$ . Tras procesos de optimización se ha fijado para la TPC de ALICE un valor de  $\eta = 0.7$  [20] con lo cual se obtienen valores de  $\langle S \rangle_{\eta}$  que siguen una distribución gaussiana. Al valor obtenido de  $\langle S \rangle_{\eta}$  se le conoce como señal de la TPC y representa la pérdida de energía,  $dE/dx$ , medida por la TPC.

Para la señal de la TPC se utiliza la parametrización propuesta por el experimento ALEPH <sup>3</sup> de la siguiente forma:

$$f(\beta\gamma) = \frac{P_1}{\beta^{P_4}} (P_2 - \beta^{P_4} - \ln(P_3 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{P_5}})) \quad (4.2)$$

Los parámetros de la TPC utilizados dependen de los datos utilizados, los correspondientes a los datos LHC10e se muestran en la tabla 4.1.

P 1	P 2	P 3	P 4	P 5
1.28949	$2.74095 \times 10^1$	$e^{-3,21763 \times 10^1}$	2.44026	6.58800

Tabla 4.1: Parámetros de la Parametrización ALEPH para  $dE/dx$  en la TPC.

La figura 4.1 muestra la pérdida de energía en función del momento para la TPC, las líneas negras continuas representan la parametrización de ALEPH para cada una de las partículas, se observan 5 partículas diferentes: electrones, piones, kaones, protones y deuterio, sin embargo, este trabajo solo se enfoca en la producción de piones, kaones y protones.

<sup>3</sup>Uno de los cuatro detectores de partículas del Gran Colisionador Electrón-Positrón, (LEP) que funcionó entre 1989 y 2000 en el CERN

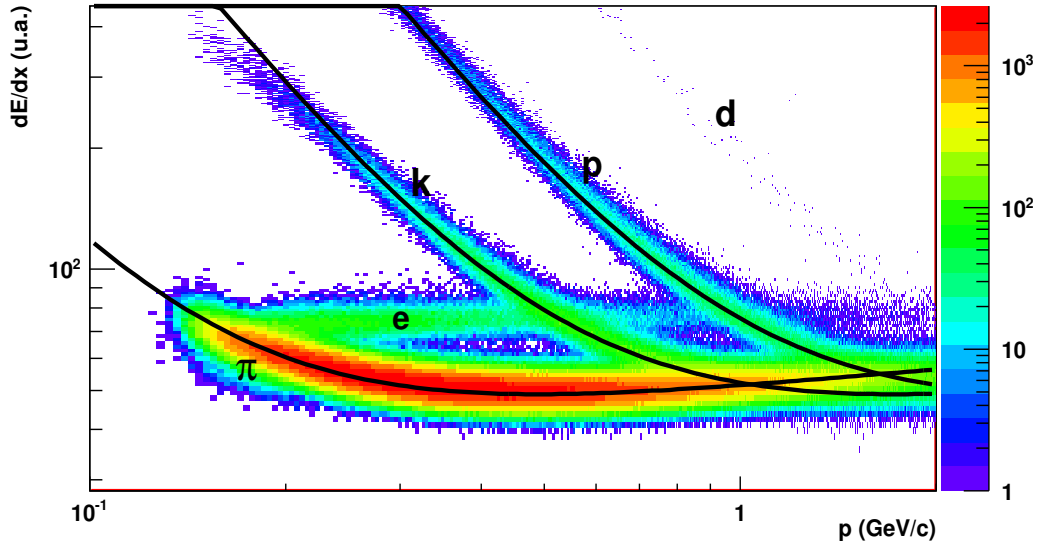


Figura 4.1: Distribución de pérdida de energía en función momento para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7$  TeV medida por la TPC. Las líneas sólidas representan la parametrización ALEPH para piones, kaones y protones.

La figura 4.2 muestra la pérdida de energía en función del momento transverso para la TPC.

Para la identificación se recurre a un método estadístico usando un ajuste para la distribución de la pérdida de energía en intervalos de  $p_t$  de 0.05 GeV/c. El rango de  $p_t$  en el que se realiza la identificación va de 0.2 GeV/c hasta 1.0 GeV/c. Los ajustes para la TPC se realizan para la distribución de la diferencia entre la pérdida de energía medida por la TPC y la pérdida de energía calculada de la traza y se normaliza a la pérdida de energía promedio. Para calcular el valor de la pérdida de energía se obtienen el momento de la partícula medido por la TPC y se toma como hipótesis la masa de uno de los tres hadrones. Esto permite identificar las partículas en función de  $p_t$  y no de  $p$  tal como se muestra en las figuras 4.3, 4.4 y 4.5 donde se han utilizado las diferentes hipótesis de masa. Para la identificación se toman las distribuciones de la diferencia de pérdida de energía para diferentes intervalos de  $p_t$ . Con esto se obtiene una distribución con 4 gaussianas, una de ellas centrada en cero. Cada una de éstas gaussianas representa una especie de partícula. Donde se incluyen los electrones debido a que están presentes en el detector. Sin embargo no se obtiene el espectro de momento transverso para éstos ya que este estudio se basa en la identificación de hadrones. Se repite el análisis utilizando valor esperado de la pérdida de energía para tres partículas diferentes:

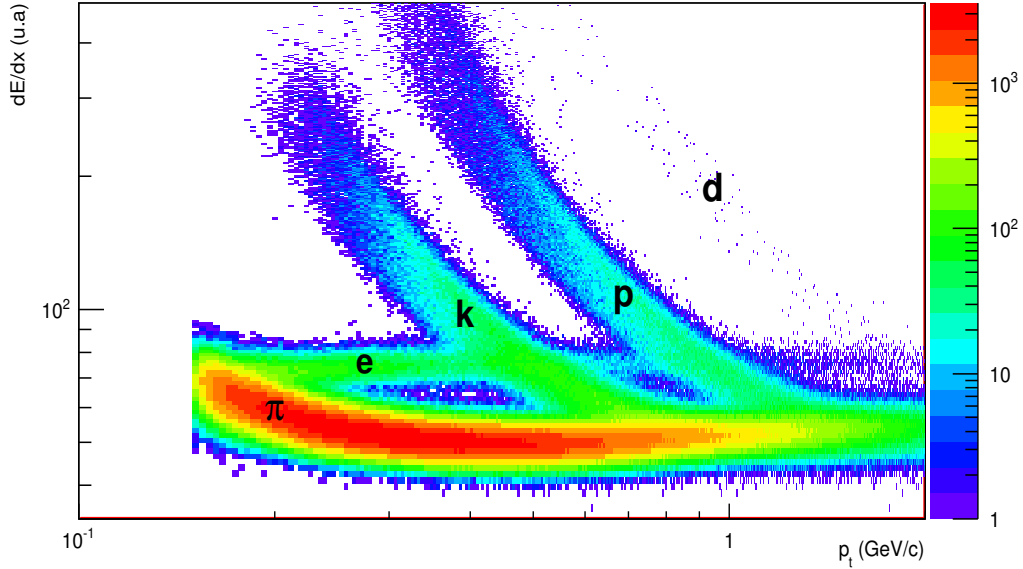


Figura 4.2: Distribución de pérdida de energía en función de  $p_t$  para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7$  TeV medida por la TPC.

piones, kaones y protones.

#### 4.2.1. Ajuste gaussiano en la TPC

El ajuste de las distribuciones de pérdida de energía con RooFit (ver sección 3.3) consiste en crear una función que sea la suma de cuatro funciones gaussianas, donde cada una de estas gaussianas tiene tres parámetros variables: la media, la anchura y el número de entradas. Para definir una distribución gaussiana en RooFit solo se debe introducir el valor esperado del parámetro y el rango en el que puede variar. Debido a que se utiliza la hipótesis de masa para cada una de las partículas, el primer parámetro seleccionado es el valor medio de la diferencia de pérdida de energía entre el valor medido y el valor calculado centrado en cero. Los otros parámetros se seleccionan para obtener el mejor ajuste.

Ejemplos de las distribuciones de la diferencia de pérdida de energía normalizadas al valor de la pérdida de energía y sus ajustes realizados utilizando la hipótesis de masa de las tres partículas en diferentes intervalos de  $p_t$  se muestran en las figuras 4.2, 4.3 y 4.4. Los puntos corresponden a los datos experimentales, la línea naranja corresponde a la función compuesta por la suma de cuatro gaussianas y los otros colores corresponden a una gaussiana para cada especie. En rojo se tiene la gaussiana correspondiente a piones, en azul la correspondiente a

kaones, en morado la correspondiente a electrones y en verde la correspondiente protones.

Debido a que la contaminación es despreciable en las distribuciones de pérdida de energía para todos los intervalos de  $p_t$ , la integral de la gaussiana corresponde a lo que se conoce como *raw yield* o producción cruda. La integral de cada gaussiana en un intervalo de  $p_t$  corresponde a la producción de esa partícula en ese intervalo de  $p_t$  con lo cual se obtiene la producción en función de  $p_t$  para las 4 partículas. Esto se realizó para las 3 hipótesis de masa diferentes. Sin embargo, para asegurar un mejor análisis y disminuir errores solo se toma la producción de la partícula con la que se utiliza la hipótesis de masa. La producción cruda de cada una de las partículas proporciona el espectro de  $p_t$  de éstas cuando se corrige por eficiencia de reconstrucción de cada una de las especies.

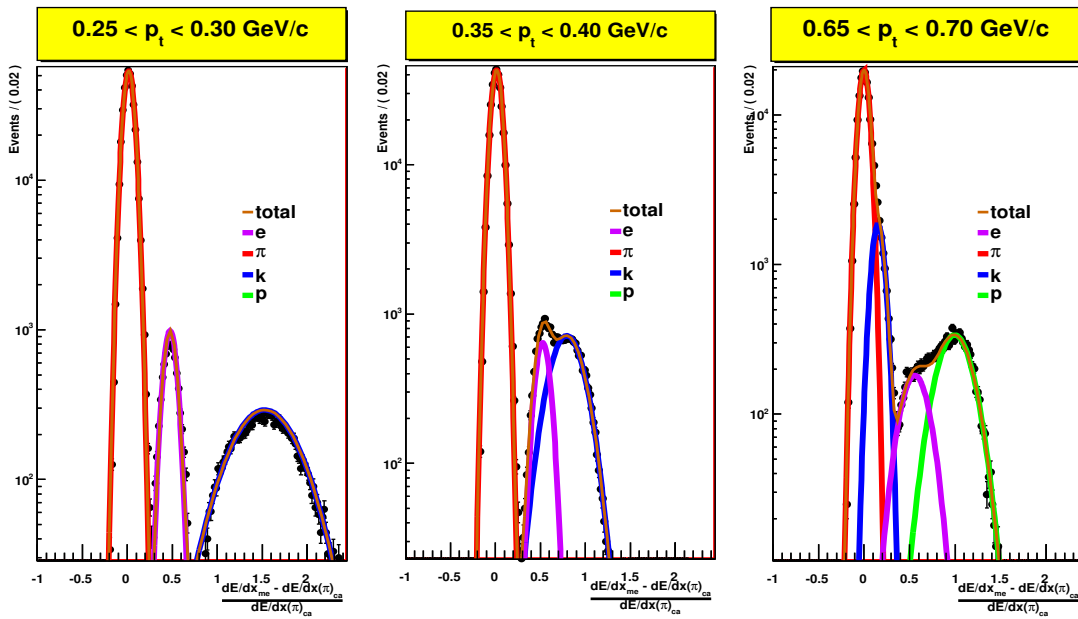
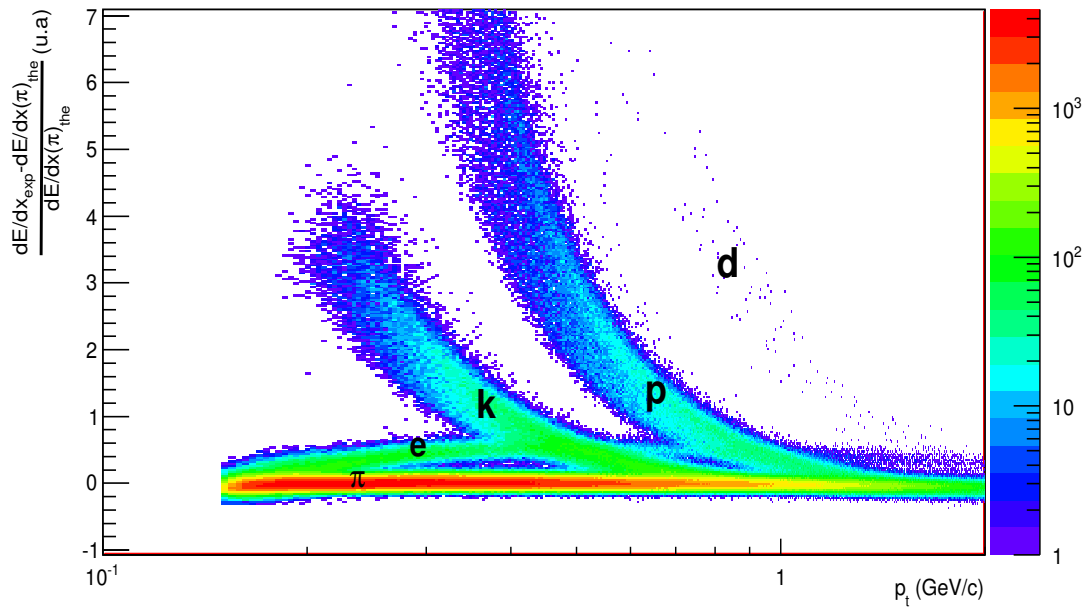


Figura 4.3: Distribuciones de  $\frac{dE/dx_{exp} - dE/dx_{the}(\pi)}{dE/dx_{the}(\pi)}$  usando la hipótesis de masa del pión para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7$  TeV medida por la TPC.



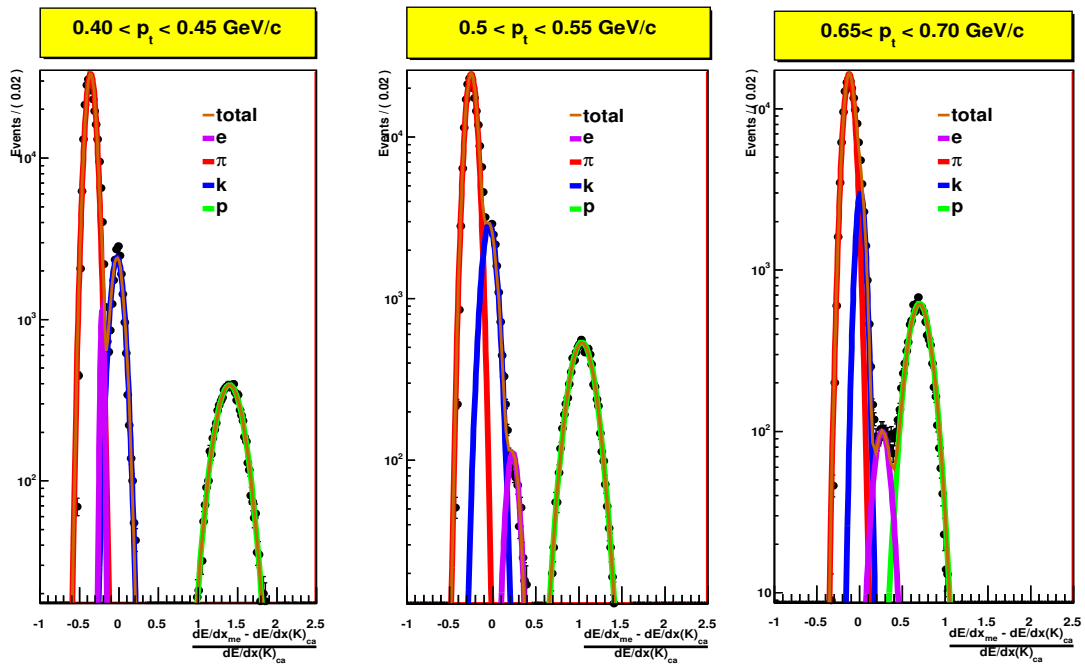
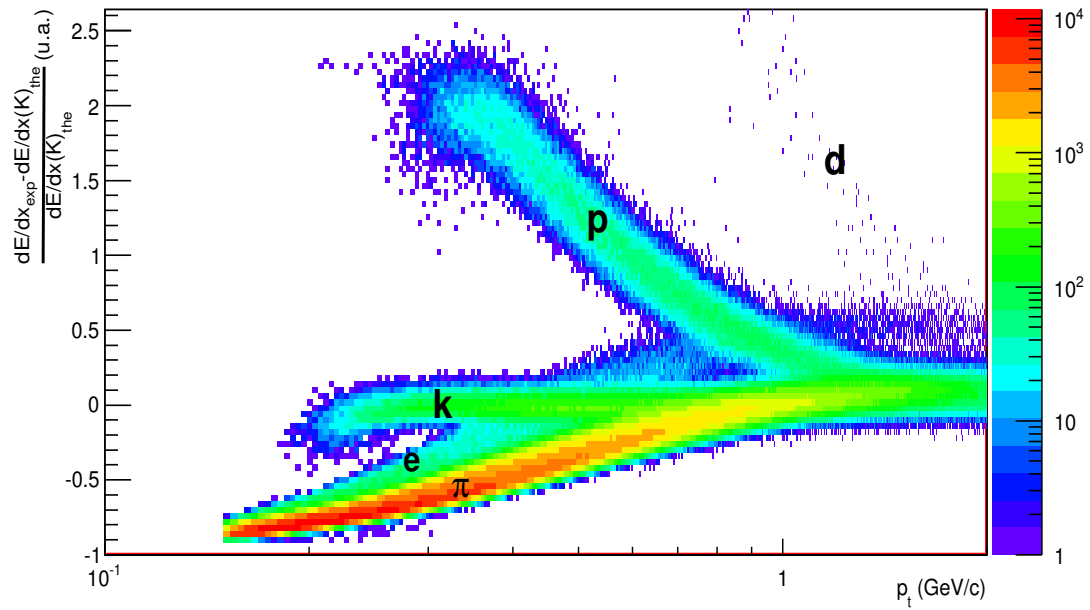


Figura 4.4: Distribuciones de  $\frac{dE/dx_{exp} - dE/dx_{the}(k)}{dE/dx_{the}(k)}$  usando la hipótesis de masa del kaón para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7$  TeV medida por la TPC.

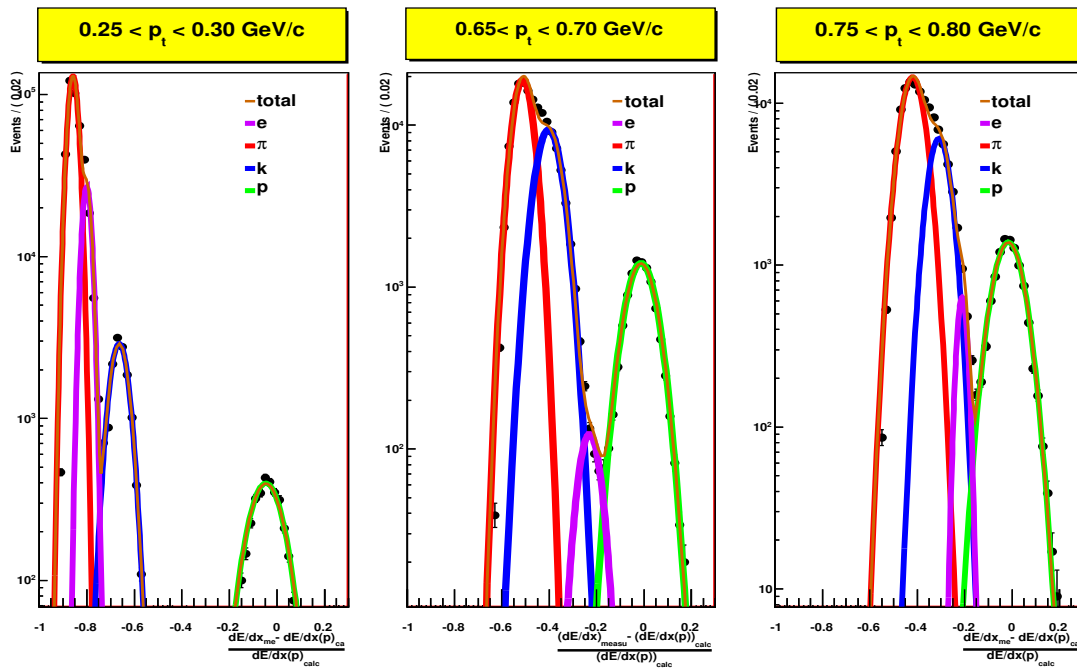
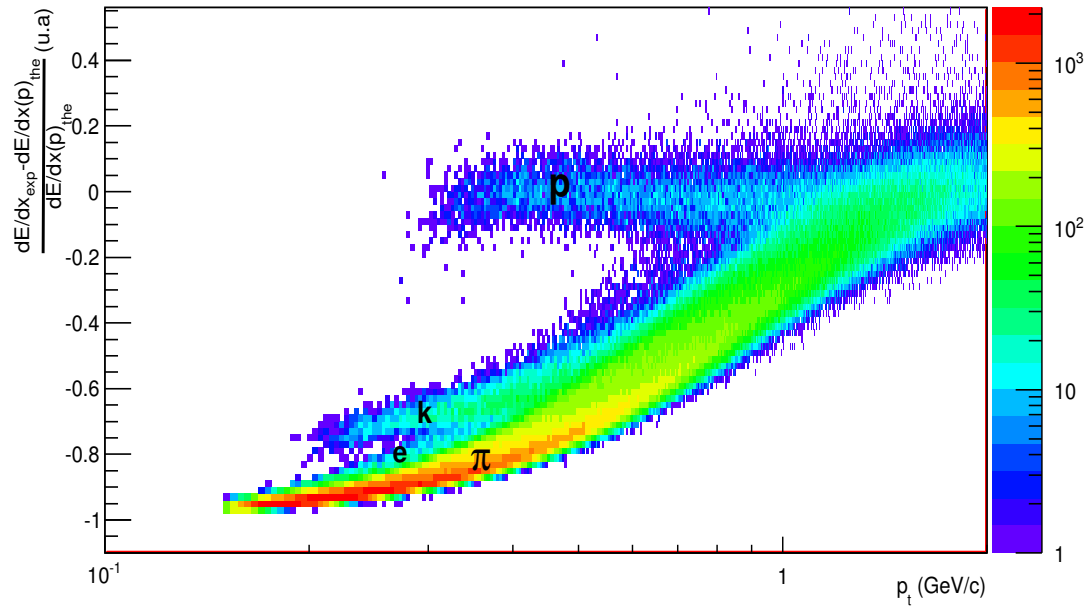


Figura 4.5: Distribuciones de  $\frac{dE/dx_{exp} - dE/dx_{the}(p)}{dE/dx_{the}(p)}$  usando la hipótesis de masa del protón para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7$  TeV medida por la TPC.

### 4.2.2. Corrección por eficiencia en la TPC

Las producciones crudas como función de  $p_t$  deben ser corregidos por ineficiencias del detector, en este caso la TPC, con el fin de obtener el espectro final. El proceso consiste en utilizar GEANT3 para reconstruir partículas generadas por Monte-Carlo. El generador Monte Carlo utilizado es PYTHIA (D6T) con la producción LHC10e20, el cual corresponde a las mismas condiciones con las que se tomaron los datos reales (ver sección 4.1.2). Se reconstruyen los eventos utilizando los mismos criterios de selección aplicados a los datos reales y se asocia a las partículas Monte-Carlo con su correspondiente partícula reconstruida. La corrección por eficiencia ( $\epsilon$ ) se obtiene en función de  $p_t$  y es simplemente la razón del número de partículas reconstruidas y el número de partículas generadas en cada intervalo de  $p_t$ , es decir,  $\epsilon = \frac{N_{rec}}{N_{gen}}$ . La figura 4.6 muestra los espectros de  $p_t$  obtenidos directamente de los generados y los espectros de  $p_t$  obtenidos después de la reconstrucción de la TPC. La razón de éstos dos últimos proporciona la eficiencia de la TPC para cada uno de los hadrones.

La comparación de las eficiencias para piones, kaones y protones reconstruidos en la TPC se muestra en la figura 4.7. Los rangos de momento con una eficiencia de reconstrucción menor a 60 % (en protones y piones) se omiten para el análisis. De los estudios previos de ALICE [19] se sabe que la eficiencia de kaones disminuye alrededor de 30 % en un  $p_t$  de 250 MeV/c debido a los decaimientos que sufre. El corte a bajo  $p_t$  que se hace en el análisis corresponde a un  $p_t$  de 200 MeV/c para piones, 250 MeV/c para kaones y 300 MeV/c para protones.

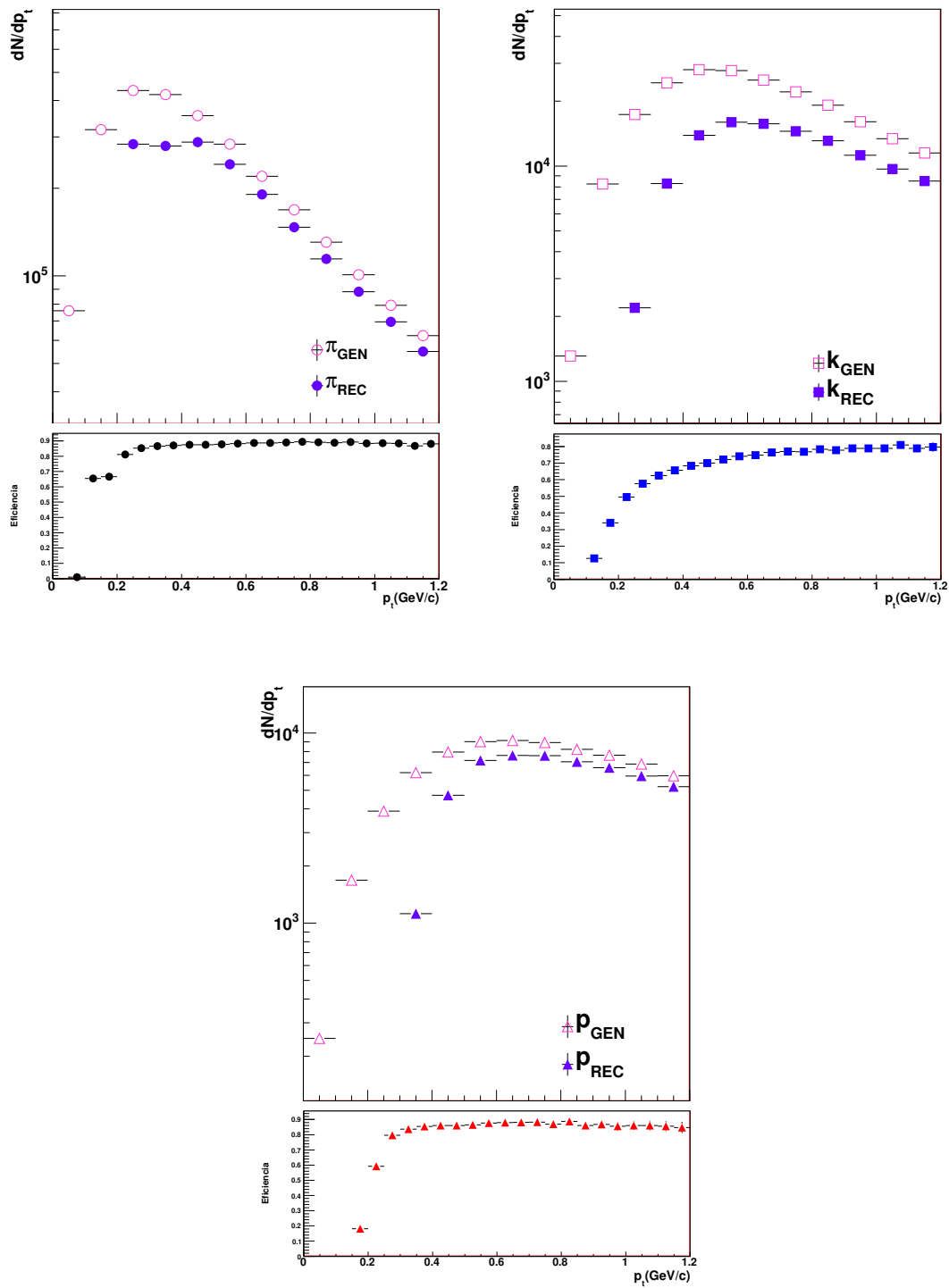


Figura 4.6: Eficiencia de reconstrucción para piones, kaones y protones en la TPC con  $p_t < 1.2$  GeV/c. Eficiencia obtenida a partir del generador PYTHIA (D6T).

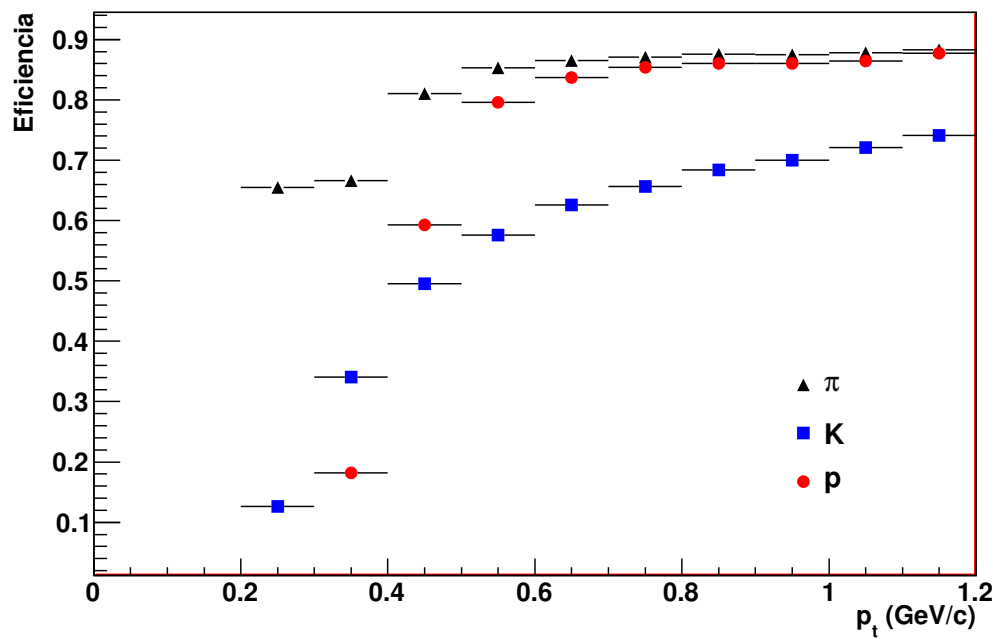


Figura 4.7: Comparación de eficiencias para piones, kaones y protones en la TPC con  $p_t < 1.2$  GeV/c. Eficiencia obtenida a partir del generador PYTHIA (D6T).

### 4.2.3. Distribución de $p_t$ en la TPC

El espectro corregido por eficiencia se normaliza al número de eventos y con esto se obtiene como resultado final el espectro para piones, kaones y protones mostrado en la figura 4.8. Los intervalos en los que es posible la separación entre las tres especies de partículas son :  $200 \text{ MeV}/c < p_t < 700 \text{ MeV}/c$  para piones,  $250 \text{ MeV}/c < p_t < 700 \text{ MeV}/c$  para kaones y  $300 \text{ MeV}/c < p_t < 800 \text{ MeV}/c$  para protones.

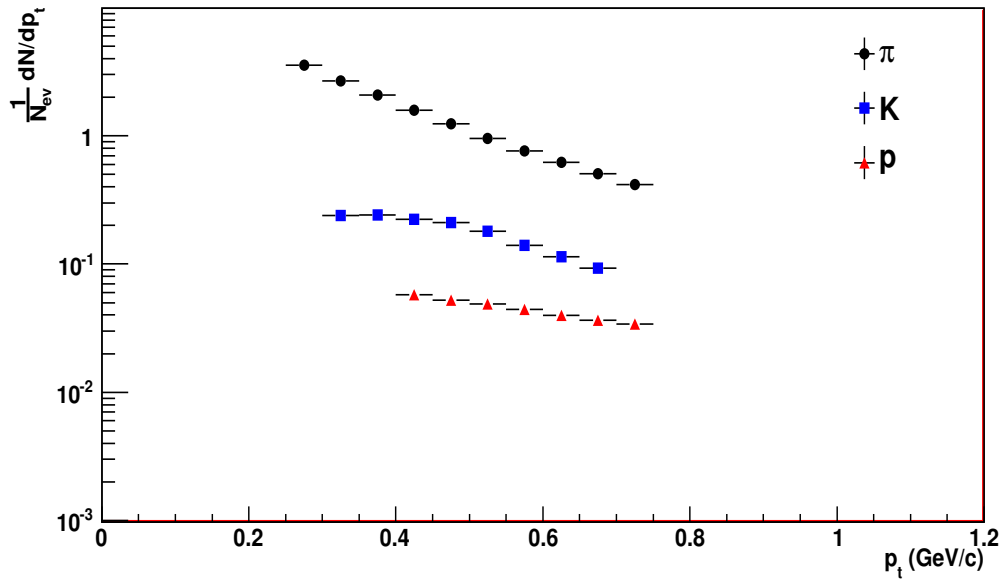


Figura 4.8: Espectro de  $p_t$  para piones, kaones y protones en la TPC para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ .

## 4.3. Identificación de partículas cargadas con el TOF

Para identificar las partículas detectadas por el TOF se debe realizar la medición de su momento y su velocidad simultáneamente. El TOF es el encargado de medir el tiempo de vuelo de la partícula,  $t_{TOF}$  y la longitud  $L$  de la trayectoria descrita por las traza de la partícula entre el punto más cercano al vértice reconstruido y la superficie sensitiva del detector TOF. En términos de la longitud que recorre una partícula desde el vértice hasta llegar al TOF se tiene que :

$$\beta = \frac{L}{t_{TOF}c} \quad (4.3)$$

La distribución de velocidades medidas para todas las trazas se muestran en la figura 4.9. Los valores teóricos dados por la fórmula 4.4 corresponden a las líneas negras, donde se ha sustituido la masa conocida de cada una de las partículas para obtenerlos.

$$\beta = \frac{p}{(p^2 + m^2)^{1/2}} \quad (4.4)$$

En la distribución se observa contaminación que corresponde a las trazas incorrectamente asignadas a una señal del TOF y pueden ser removidas pidiendo la compatibilidad entre la señal del TOF y la TPC, sin embargo, solo representan alrededor del 0.6% de las trazas y al realizar el análisis con el ajuste gaussiano es prácticamente nulo; aunque se debe tener presente en el análisis ya que puede afectar a bajo momento especialmente en los protones y kaones.

En la figura 4.9 también se observa que la línea teórica de los protones no concuerda con los datos, esto se debe al tiempo de vuelo de la partícula. El tiempo  $t_{TOF}$  es el tiempo que se mide desde que la partícula sale del vértice y llega al detector, durante el recorrido de esta trayectoria la partícula sufre dispersión múltiple, lo cual se refleja en muy ligeras desviaciones en su trayectoria hasta llegar al detector. Es por esto que el tiempo medido ( $t_{TOF}$ ) es mayor al valor teórico para una partícula con momento y masa dados y provoca que el valor de la velocidad para la reconstrucción es menor al valor teórico.

En la figura 4.10 se tiene la distribución de velocidades que permite la identificación pero ahora en función de la variable de interés para el análisis, es decir, el momento transversal.

### 4.3.1. Ajuste gaussiano en el TOF

Para el TOF se utiliza un método estadístico con el fin de lograr una mejor identificación de partículas; para ello se divide el rango de  $p_t$  en el que trabaja el TOF, 0.5 GeV/c hasta 2.5 GeV/C, en 20 intervalos de  $p_t$  de 100 MeV/c. Para cada intervalo de  $p_t$  se obtiene la señal que provee la identificación en el TOF, es decir, el tiempo de vuelo de la partícula y la longitud recorrida por ésta, con lo cual se calcula la velocidad de la partícula. La distribución de velocidades en función de  $p_t$  proporciona tres señales diferentes.

El ajuste de las distribuciones de velocidad con RooFit consiste en crear una función que sea la suma de tres funciones gaussianas, donde cada una de estas gaussianas tiene tres parámetros que se pueden variar: la media, la desviación estándar y el número de entradas. Para definir una distribución gaussiana solo

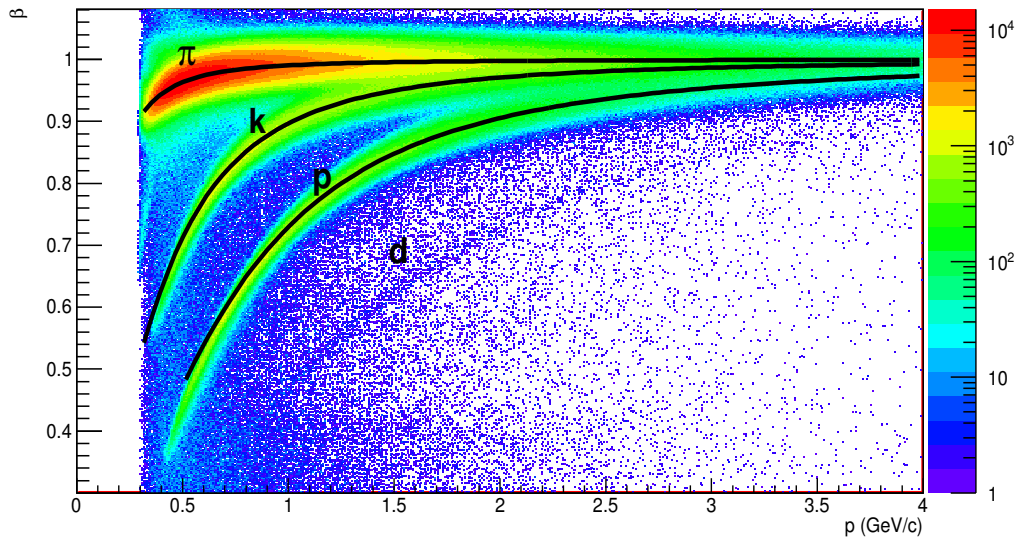


Figura 4.9: Velocidad en el TOF en función del momento para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7$  TeV

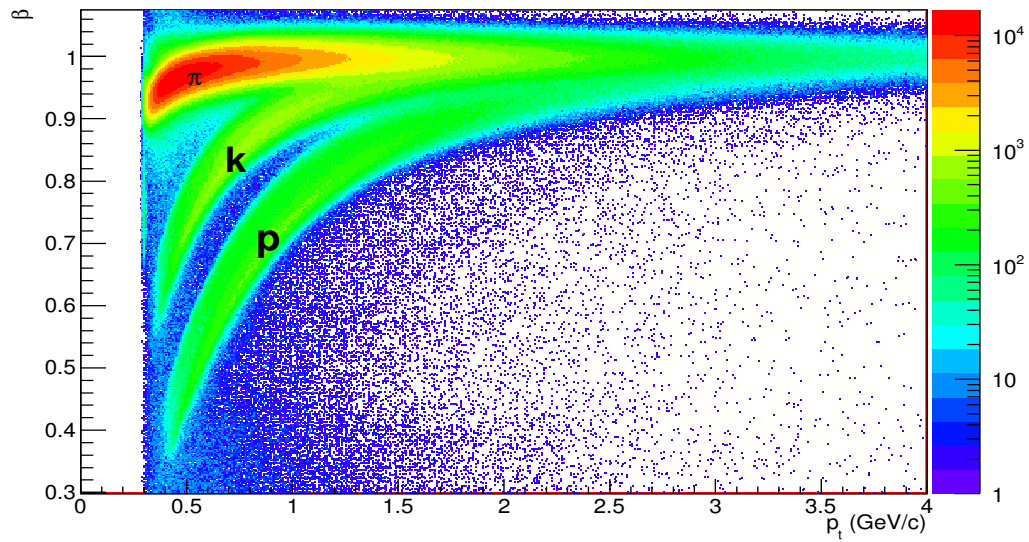


Figura 4.10: Velocidad en el TOF en función de  $p_t$  para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7$  TeV



se debe introducir el valor esperado del parámetro y el rango en el que puede variar. En este caso se calcula el valor teórico de la velocidad correspondiente al promedio del intervalo de  $p_t$  en el que se quiera realizar el ajuste y se coloca como el valor de la media de la gaussiana, dando un rango de aproximadamente 10% para cada partícula. El valor de la sigma y el número de entradas se eligen de tal forma que se obtenga un buen ajuste. Debido a que la resolución para piones se vuelve constante alrededor de  $p_t = 1.1$  GeV/c se decide fijar ese parámetro para lograr un mejor ajuste.

Los ajustes realizados se muestran en las figuras 4.11, 4.12. Los puntos corresponden a los datos experimentales, la línea naranja corresponde a la función compuesta por la suma de tres gaussianas, en rojo se tiene la gaussiana correspondiente a piones, en azul la correspondiente a kaones y en verde la correspondiente a protones. La producción cruda se obtiene de la integral de cada gaussiana y éste proporciona el espectro de  $p_t$  de las partículas cuando se corrige por eficiencia de reconstrucción de cada una de las especies de partículas.

Para bajo  $p_t$  se tiene la mejor separación entre señales de los tres hadrones pero no se obtiene una señal gaussiana para protones y kaones por lo que se opta por ajustar dos gaussianas para una misma señal de partícula en el rango de  $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 1.3 \text{ GeV}/c$  para protones y  $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 0.8 \text{ GeV}/c$  para piones, mejorando así el ajuste total. La integral en este caso se toma como la suma de las integrales de las gaussianas de la misma partícula.

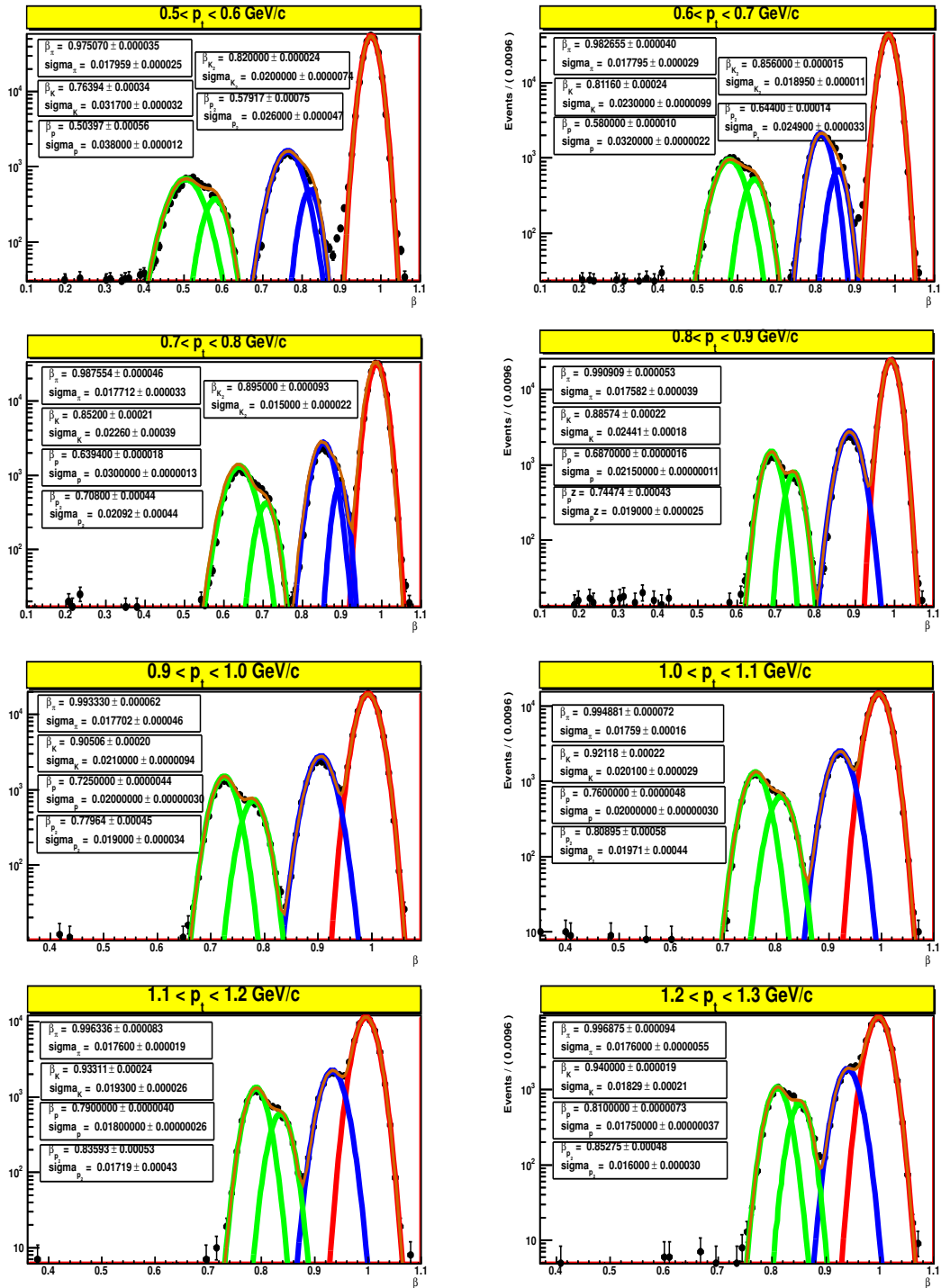


Figura 4.11: Distribuciones de velocidad medida con el TOF en el rango de  $p_t$  de 0.5 GeV/c a 2.5 GeV/c. (Parte 1).

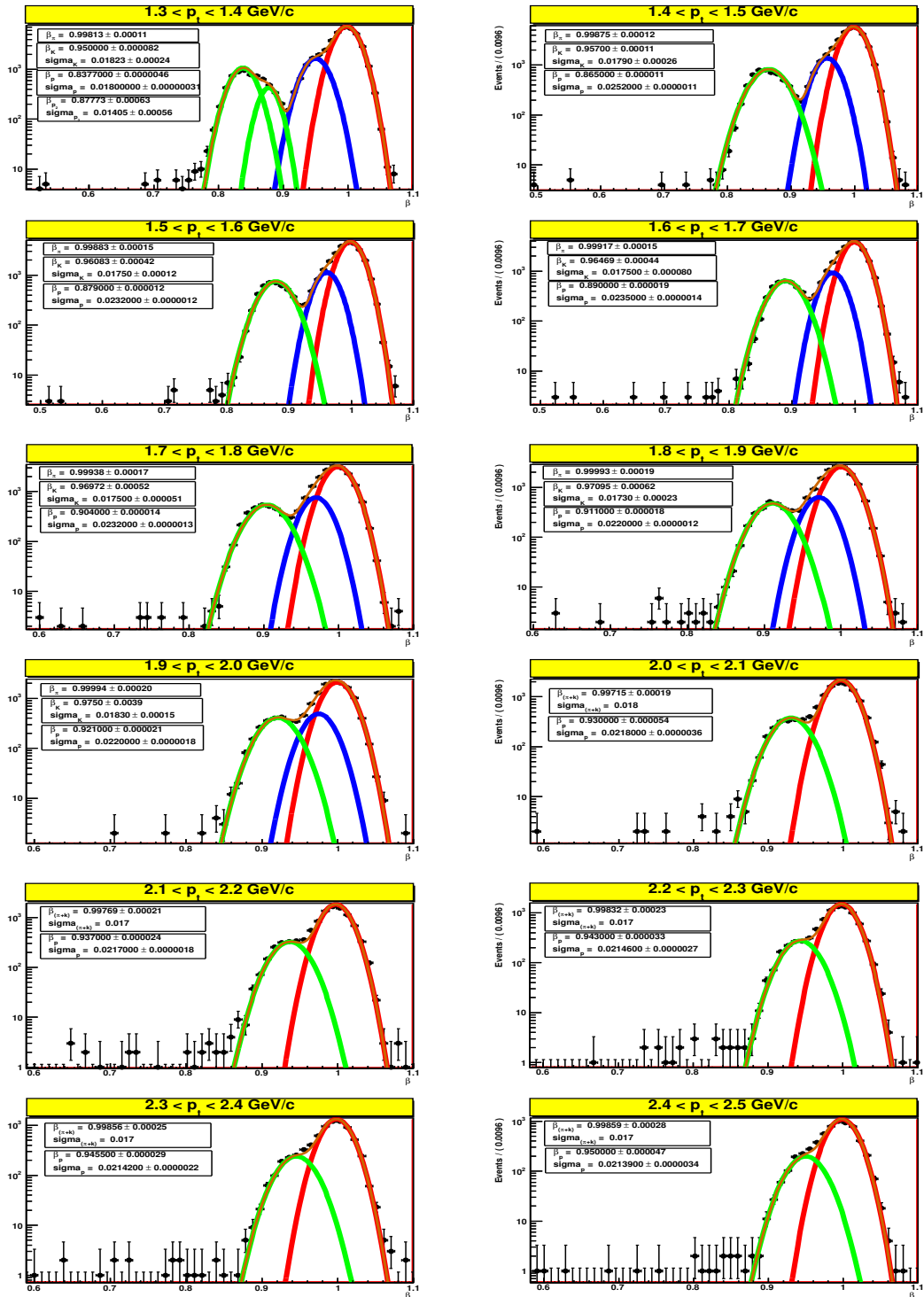


Figura 4.12: Distribuciones de velocidad medida con el TOF en el rango de  $p_t$  de 0.5 GeV/c a 2.0 GeV/c. (Parte 2).

### 4.3.2. Corrección por eficiencia en el TOF

Las producciones crudas como función de  $p_t$  deben ser corregidos por ineficiencias del detector, en este caso el TOF, con el fin de obtener el espectro final. El proceso es análogo al de la TPC, y consiste en utilizar GEANT3 para reconstruir partículas generadas por Monte-Carlo. Se utiliza la misma muestra de datos que para la TPC, el cual es PYTHIA (D6T) periodo LHC10e20. Se reconstruyen los eventos utilizando los mismos criterios de selección aplicados a los datos reales y se asocia a las partículas Monte-Carlo con su correspondiente partícula reconstruida. La figura 4.13 muestra los espectros de  $p_t$  obtenidos directamente de los generadores y los espectros de  $p_t$  obtenidos después de la reconstrucción de el TOF. La razón de éstos dos últimos proporciona la eficiencia del TOF para cada uno de los hadrones.

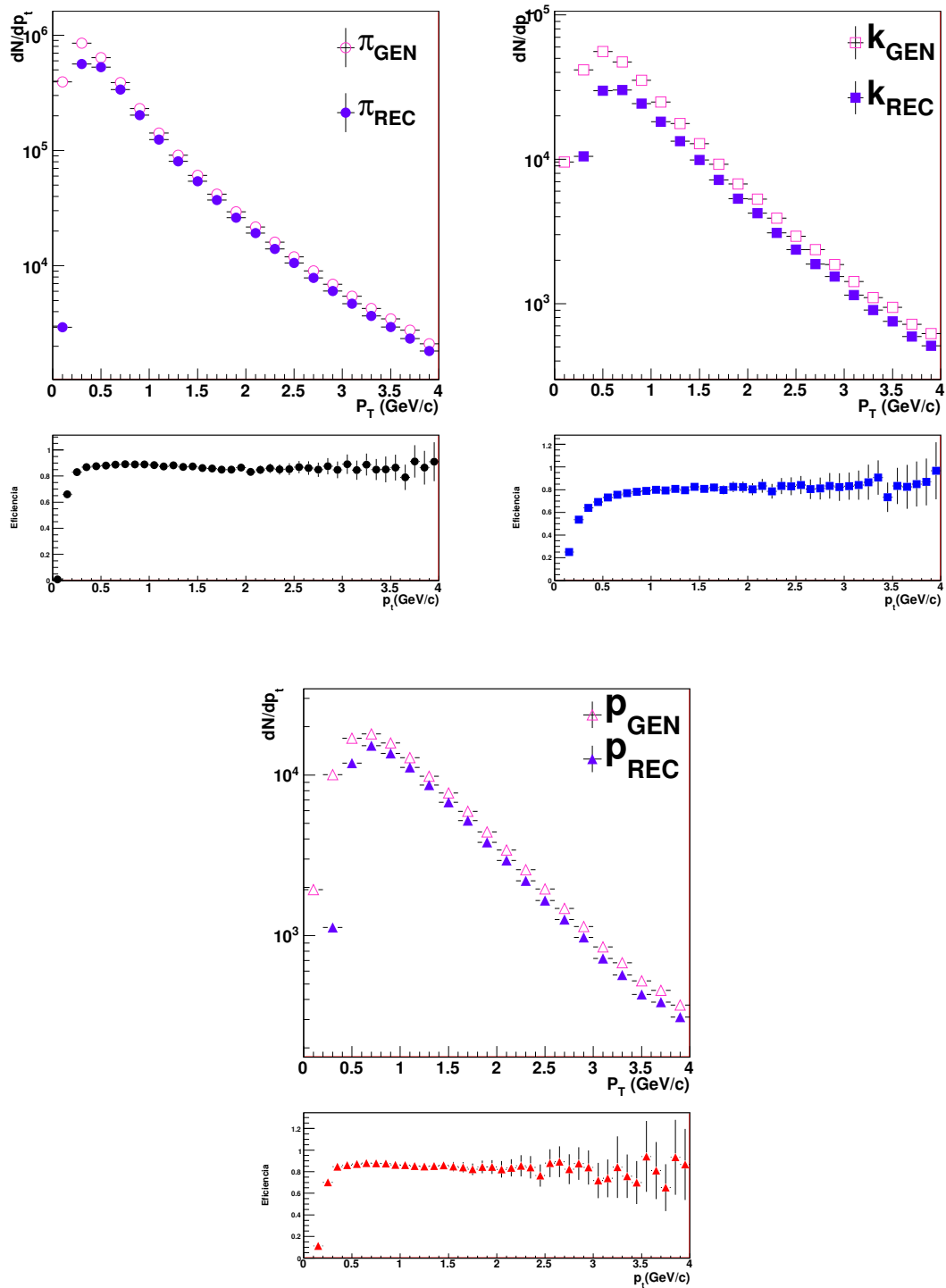


Figura 4.13: Eficiencia de reconstrucción para piones, kaones y protones en el TOF con  $p_t < 4.0$  GeV/c. Eficiencia obtenida a partir del generador PYTHIA (D6T).

La eficiencia para cada especie de partícula reconstruida en el TOF se muestra en la figura 4.14.

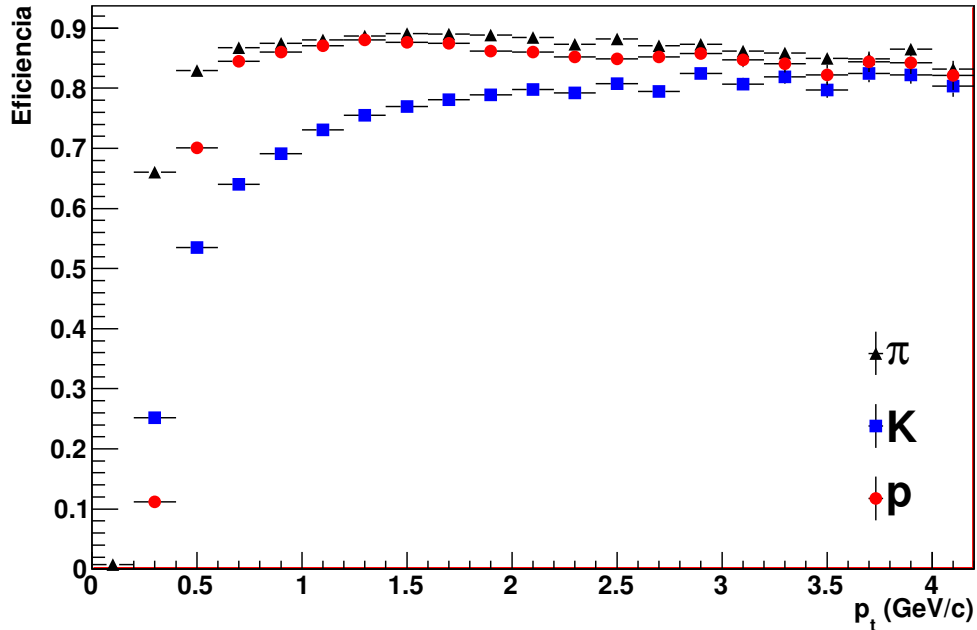


Figura 4.14: Eficiencia para piones, kaones y protones en el TOF con  $p_t < 4.0$  GeV/c. Eficiencia obtenida a partir del generador PYTHIA (D6T).

### 4.3.3. Distribución de $p_t$ en el TOF

El espectro corregido por eficiencia se normaliza al número de eventos y con esto se obtiene el espectro para piones, kaones y protones mostrado en la figura 4.15. El rango en el que es posible la separación entre las tres especies de partículas es posible desde un valor de  $p_t = 0.50$  GeV/c para los 3 hadrones hasta  $p_t = 2.0$  GeV/c para piones y kaones, y  $p_t = 2.5$  GeV/c para protones. El intervalo de identificación de piones y kaones es menor debido a que la resolución del detector ya no permite separar las dos señales para momentos mayores a 2.0 GeV/c, es por esto que se ajusta una sola gaussiana que contiene la suma de las dos partículas y se ajusta otra para protones permitiendo identificar éstos hasta un valor de  $p_t = 2.5$  GeV/c.

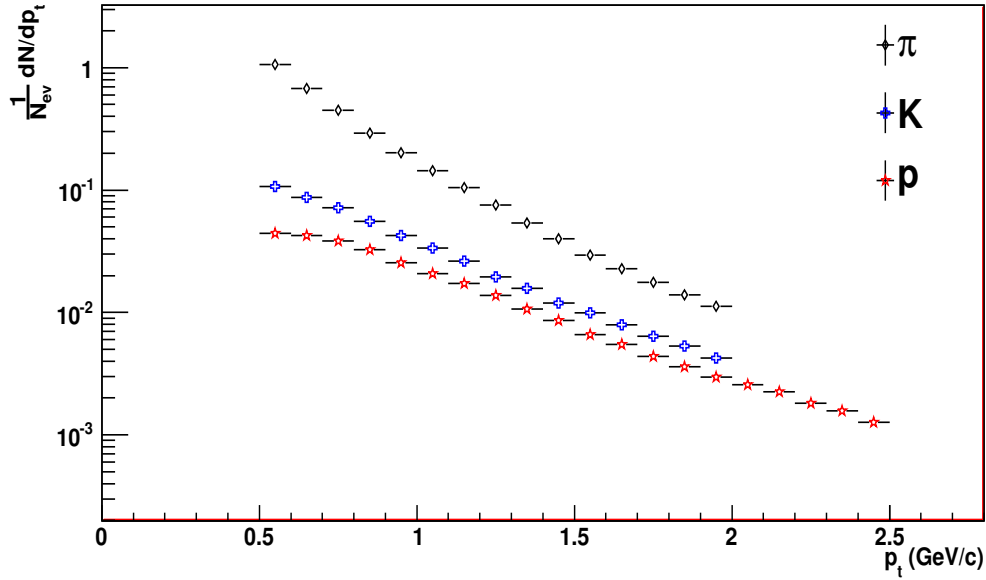


Figura 4.15: Espectro de  $p_t$  para piones, kaones y protones en el TOF en el rango  $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 2.5 \text{ GeV}/c$  para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

## 4.4. Identificación de partículas cargadas con el HMPID

Las partículas cargadas en el HMPID siguen la fórmula de un detector de radiación Cherenkov, donde el índice de refracción del radiador es  $n = 1.289$  ( $\lambda = 175 \text{ nm}$ ). En la figura 4.16 se muestra la curva teórica para el HMPID y el ángulo Cherenkov obtenido en función del momento para todas las trazas reconstruidas por el HMPID. El momento de cada partícula cargada se determina de la curvatura y de la hélice formada por la traza debido al campo magnético de la TPC. La velocidad  $\beta$  se obtiene de la medición del ángulo Cherenkov una vez que el momento es conocido.

### 4.4.1. Ajuste gaussiano en el HMPID

Se divide la señal en 8 intervalos de  $p_t$  de  $250 \text{ MeV}/c$  a partir de  $1.75 \text{ GeV}/c$  hasta  $4.0 \text{ GeV}/c$ . El procedimiento es análogo al realizado con los detectores anteriores: En cada intervalo de  $p_t$  se obtiene la distribución del ángulo Cherenkov, la cual está compuesta por tres gaussianas. A diferencia de las distribuciones de velocidad obtenidas para el TOF con datos reales, las distribuciones del ángulo

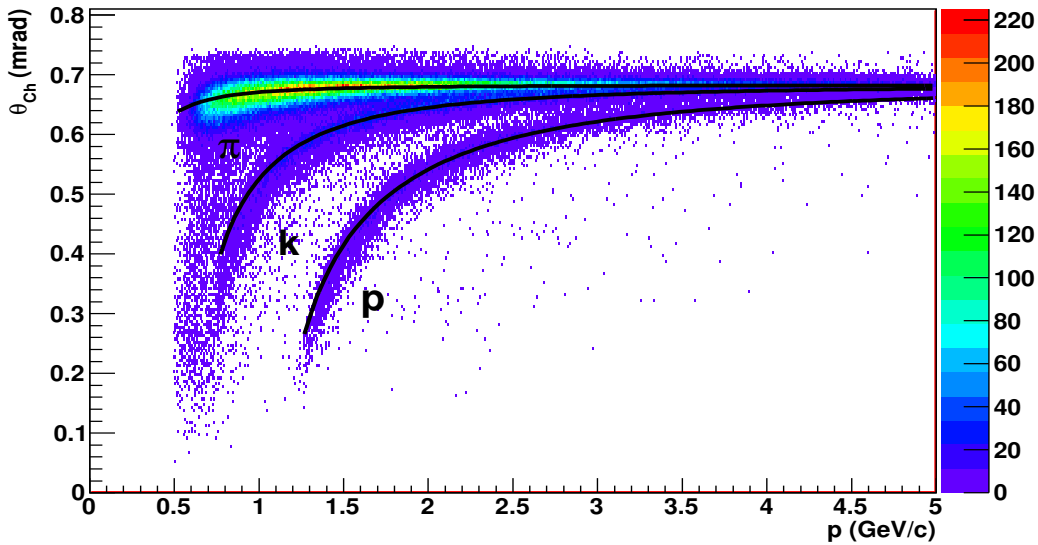


Figura 4.16: Distribución de ángulo Cherenkov en función del momento obtenido con el HMPID con el generador PHOJET p-p a  $\sqrt{s} = 7TeV$

Cherenkov obtenidas con datos Monte Carlo para el HMPID se componen de tres gaussianas perfectas, lo que hace que el ajuste sea mas sencillo. El ajuste gaussiano se realiza en cada intervalo de  $p_t$ . Para ello se obtiene el valor teórico del ángulo Cherenkov para el promedio de cada uno de los intervalos de  $p_t$  y se coloca como el valor de la media de la gaussiana dando un rango de aproximadamente 10% para variar la media. El valor esperado del ancho y la integral para cada una de las gaussianas se eligen de tal forma que se obtenga un buen ajuste.

Los ajustes realizados en cada intervalo de momento para la señal del HMPID se muestran en las figuras 4.16-17. Los puntos corresponden a los datos experimentales, la línea naranja corresponde a la función compuesta por la suma de tres gaussianas, en rojo se tiene la gaussiana correspondiente a piones, en azul la correspondiente a kaones y en verde la correspondiente protones. Se obtiene la integral de las gaussianas de cada especie para obtener la producción cruda de cada especie de hadrón.



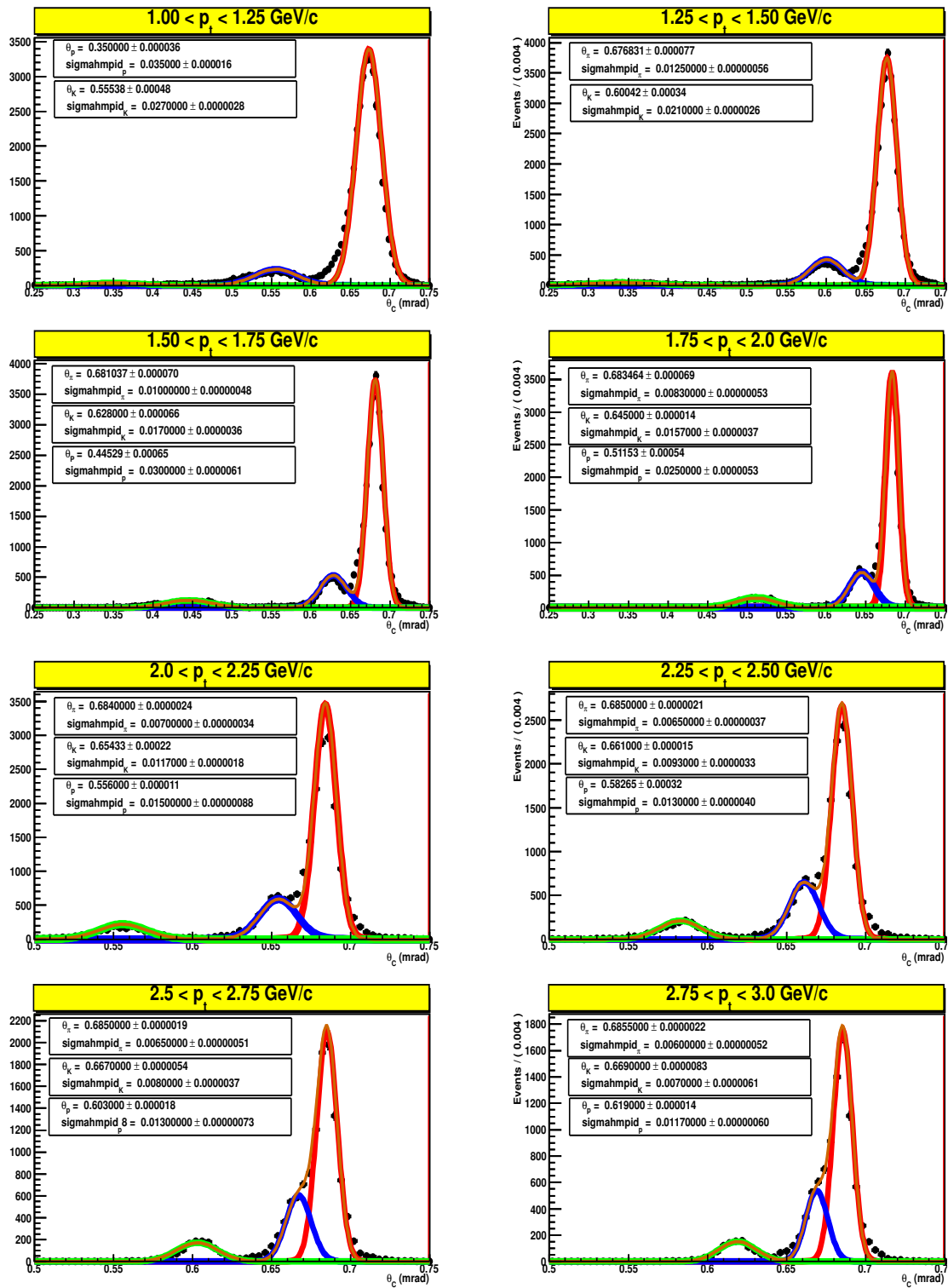


Figura 4.17: Distribución de ángulo Cherenkov. La línea naranja muestra el ajuste gaussiano de las distribuciones en diferentes rangos de  $p_t$  de 1.0 GeV/c hasta 3.0 GeV/c

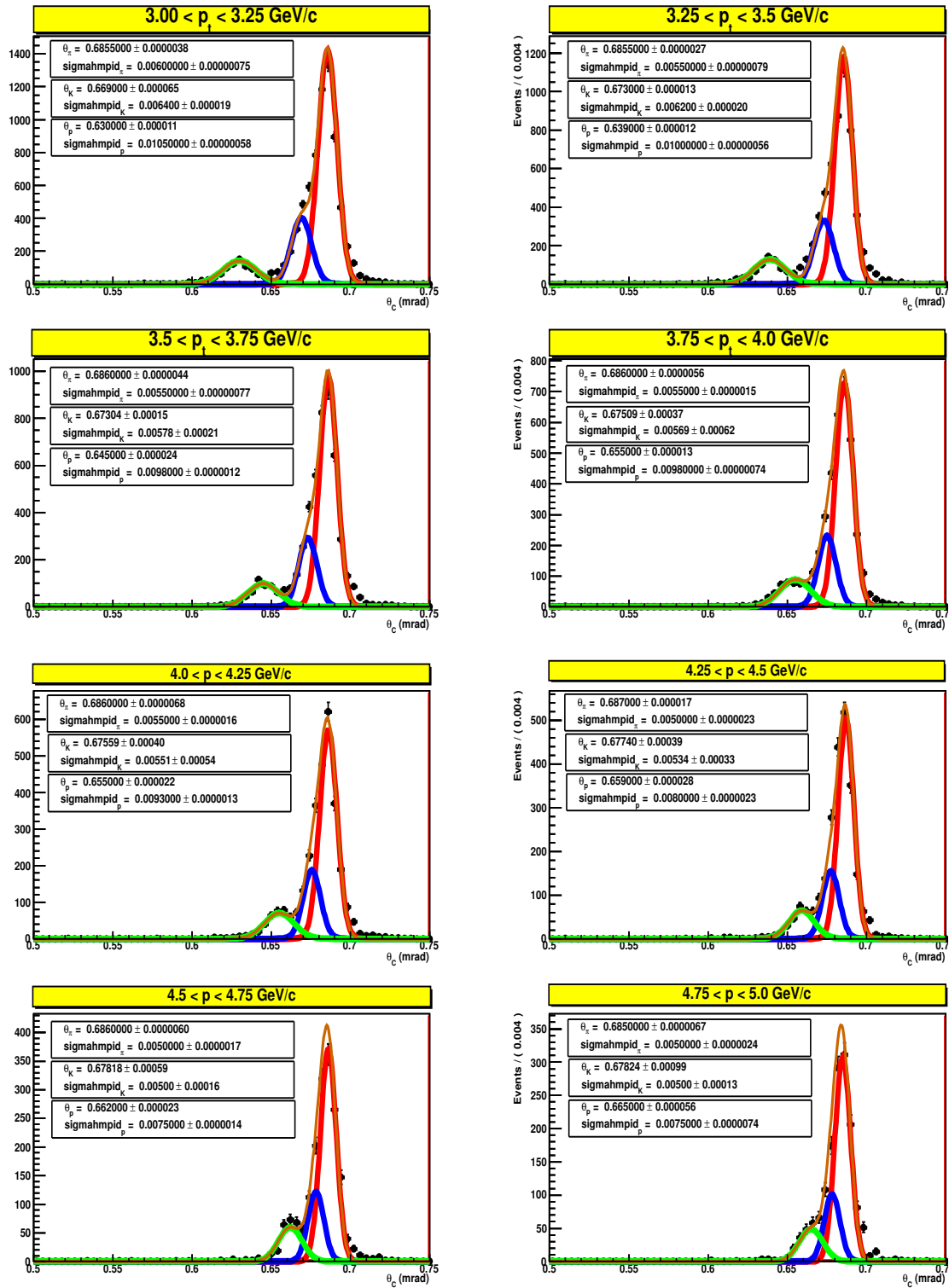


Figura 4.18: Distribución de ángulo Cherenkov. La línea naranja muestra el ajuste gaussiano de las distribuciones en diferentes rangos de  $p_t$  de 3.0 GeV/c hasta 5.0 GeV/c

### 4.4.2. Corrección por eficiencia en el HMPID

La corrección por eficiencia es de gran importancia para el HMPID ya que es un detector que solo cubre  $58^\circ$  en el ángulo  $\phi$ , a diferencia de la TPC y el TOF que poseen una cobertura azimutal de  $2\pi$ . Para calcular la eficiencia se aplican los mismos cortes para los mismos eventos utilizados en el análisis que corresponden a eventos del generador Monte-Carlo Phojet, correspondiente a la producción LHC10d4a. La eficiencia de reconstrucción del HMPID se muestra en la figura 4.20. Los cortes en eficiencia que se aplican en este caso son por lo menos 10% para piones y protones, lo cual corresponde a trazas con  $p_t > 1.0$  GeV/c y 8% para kaones debido a los decaimientos que sufre, correspondiente a trazas con  $p_t > 1.25$  GeV/c. Además, en el caso de los protones se utiliza el corte mínimo de  $p_t = 1.5$  GeV/c ya que por debajo de este valor no se tiene una buena resolución en el detector, debido a que se encuentran en un valor cercano al umbral. La figura 4.18 muestra los espectros de  $p_t$  obtenidos directamente de los generados y los espectros de  $p_t$  obtenidos después de la reconstrucción de el HMPID. La razón de éstos dos últimos proporciona la eficiencia del HMPID para cada uno de los hadrones.

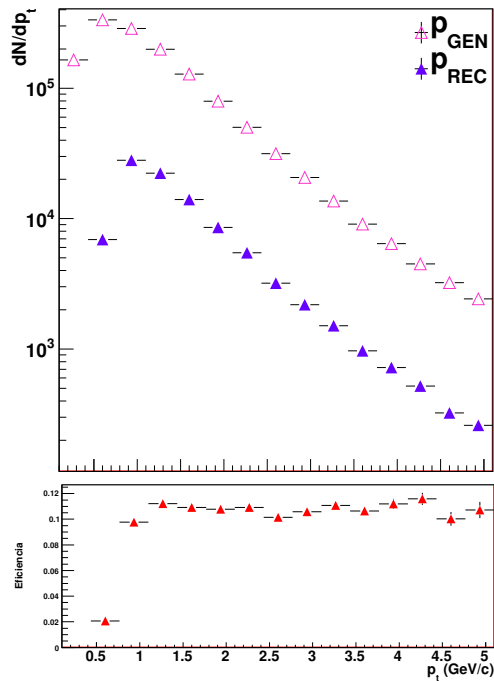
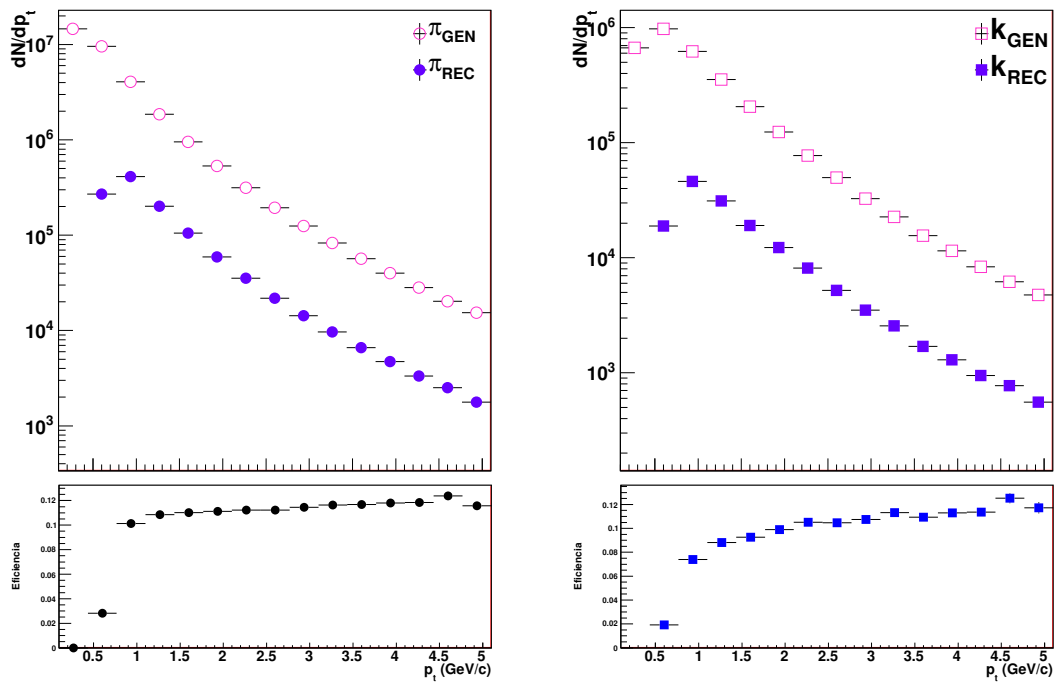


Figura 4.19: Eficiencia de reconstrucción para piones, kaones y protones en el HMPID con  $p_t < 5.0$  GeV/c. Eficiencia obtenida a partir del generador PHOJET.

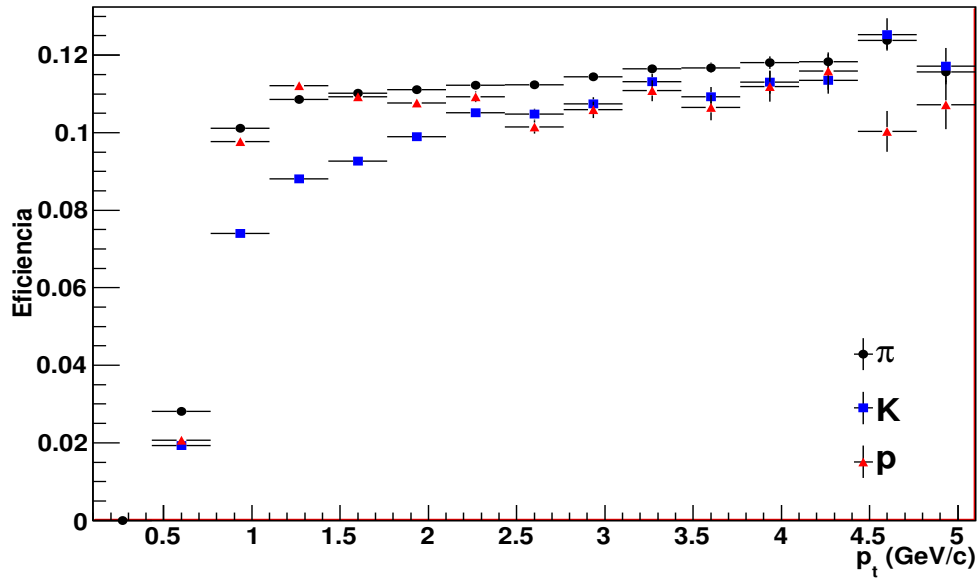


Figura 4.20: Eficiencia para piones, kaones y protones en el TOF con  $p_t < 4.0 \text{ GeV}/c$ . Eficiencia obtenida a partir del generador PHOJET.

#### 4.4.3. Distribución de $p_t$ en el HMPID

El resultado final se normaliza al número de eventos y con esto se obtiene el espectro para piones, kaones y protones mostrado en la figura 4.21. El rango en el que es posible la separación entre las tres especies de partículas es posible desde un rango de  $p_t = 1.0 \text{ GeV}/c$  hasta  $p_t = 5.0 \text{ GeV}/c$  para piones y kaones, y  $p_t = 1.5 \text{ GeV}/c$  hasta  $p_t = 5 \text{ GeV}/c$  para protones.

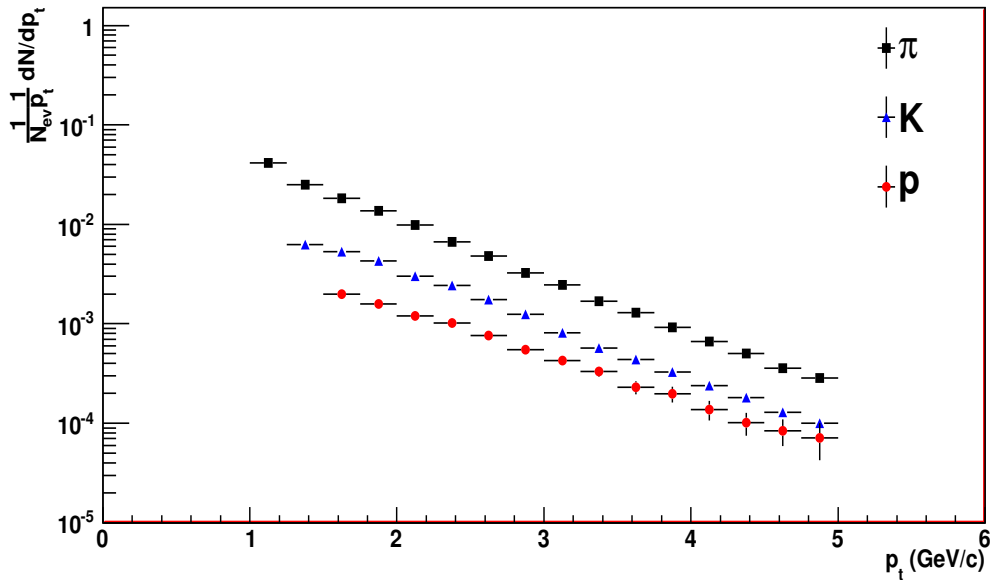


Figura 4.21: Espectro de  $p_t$  para piones, kaones y protones para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7$  TeV medida por el HMPID.

#### 4.5. Distribución de $p_t$ de partículas cargadas.

El espectro obtenido para los tres diferentes hadrones con los el análisis de la TPC y el TOF con datos reales es comparado en la figura 4.22. Se muestra que los resultados de ambos detectores no coinciden perfectamente en la región de traslape debido a la mala resolución que se obtiene para los protones a bajo momento en el TOF con una diferencia máxima alrededor del 15 %. Se puede considerar que se logra cubrir un amplio rango de momento transversal que abarca desde 0.2 GeV/c hasta 2.5 GeV/c. El espectro de HMPID no se compara con el espectro de los otros dos detectores debido a que el análisis del HMPID se realiza para eventos Monte-Carlo.

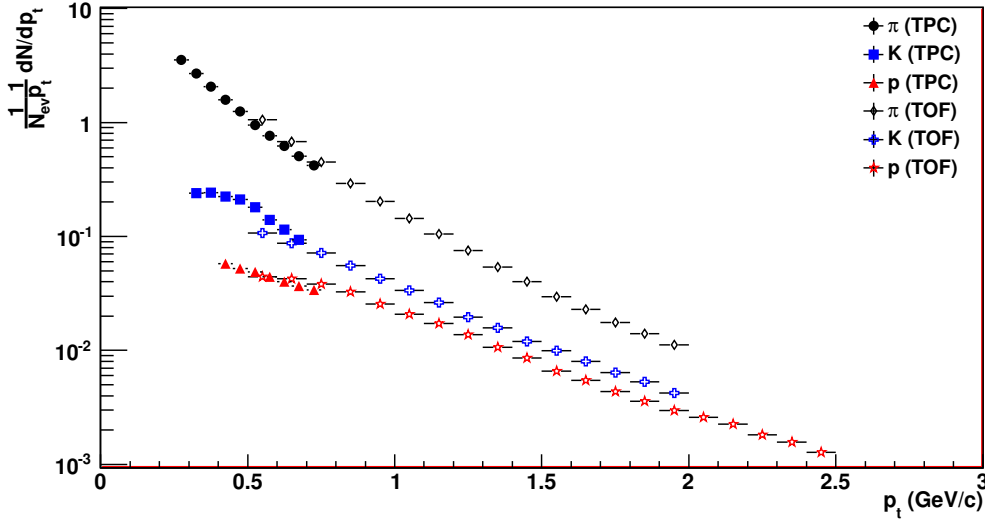


Figura 4.22: Espectro de  $p_t$  para piones, kaones y protones en la TPC y TOF para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7$  TeV en la región de pseudorapidez  $|\eta| < 0.8$ .

## 4.6. Identificación de partículas en diferentes rangos de multiplicidad en colisiones p-p.

Los eventos con alta multiplicidad resultan ser interesantes debido a que a energías de  $\sqrt{s} = 7$  TeV las multiplicidad producidas son comparables con las multiplicidad obtenidas en Cu-Cu a energías ultrarelativistas de  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  y 200 GeV en RHIC. Resulta natural preguntarse si es posible una comparación de las observables presentes en colisiones de iones y en colisiones p-p. El estudio de la distribución de momento transversal como función de la multiplicidad es interesante ya que podría revelar ciertas características de una transición de fase al plasma de quarks y gluones.

Una vez obtenido el espectro de  $p_t$  de diferentes hadrones se realiza un análisis para eventos con diferentes intervalos de multiplicidad de partículas cargadas con la intención de buscar algún cambio en su comportamiento. Para este análisis se analizan alrededor de 35 millones de eventos minimum-bias. Como definición de multiplicidad se toman todas las partículas reconstruidas con la TPC con  $p_t > 0.5$  GeV/c en eventos minimum-bias con más de tres partículas, es decir,  $N_{ch} > 3$ . Es importante aclarar la definición de multiplicidad utilizada ya que aún no existe un acuerdo entre la colaboración para la forma en que se debe obtener la multiplicidad de un evento.

El análisis consiste en dividir los eventos en cuatro diferentes intervalos de multiplicidad: 3-10, 10-20, 20-30, 30-40 y posteriormente hacer la identificación de partículas con el detector TOF con el método descrito en las secciones anteriores para obtener el espectro de hadrones para los diferentes rangos de multiplicidad. Las distribuciones de momento transverso en diferente multiplicidad para los hadrones se muestran en las figuras 4.23, 4.24, 4.25.

La distribución de  $p_t$  aumenta con la multiplicidad del evento para el caso de los tres hadrones.

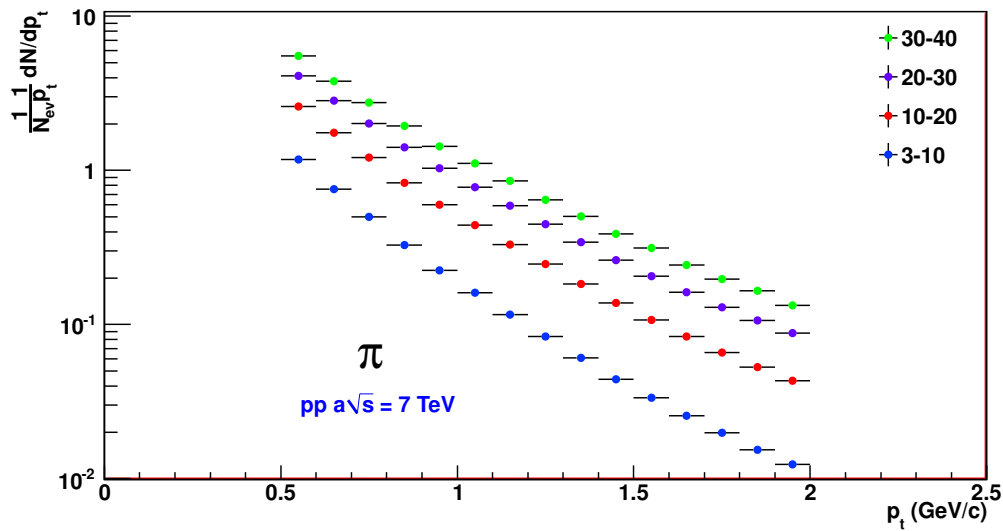


Figura 4.23: Distribuciones de  $p_t$  de piones ( $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ ) para eventos con diferente multiplicidad.



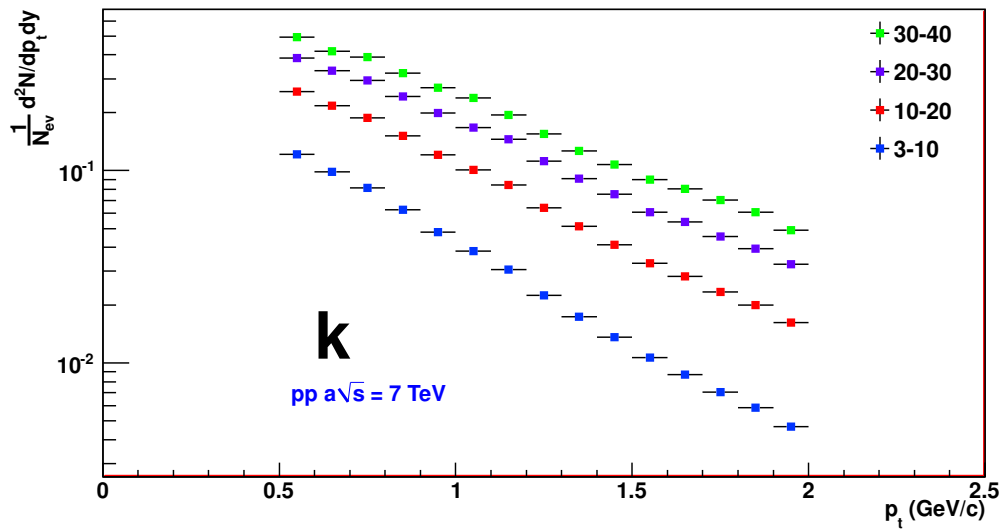


Figura 4.24: Distribuciones de  $p_t$  de kaones ( $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ ) para eventos con diferente multiplicidad.

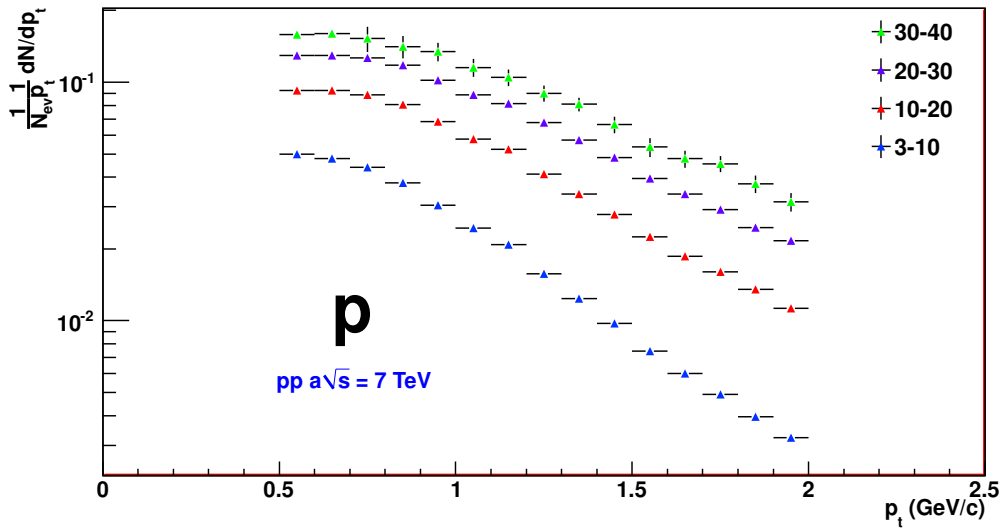


Figura 4.25: Distribuciones de  $p_t$  de protones ( $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ ) para eventos con diferente multiplicidad.

Se realiza la razón de espectros de momento transverso de diferentes intervalo de multiplicidad con respecto al intervalo de más alta multiplicidad, es decir, el intervalo de 30 a 40. Las figuras 4.26, 4.27, 4.28 muestran los resultados. Las letras corresponden a un intervalo diferente de multiplicidad, *i.e.* la letra *a* corresponde a eventos con multiplicidad 3 a 10, la letra *b* a eventos con multiplicidad 10 a 20, la letra *c* a eventos con multiplicidad 20 a 30 y la letra *d* a eventos con alta multiplicidad, 30 a 40.

Se observa que la diferencia entre los espectros aumenta con el  $p_t$ , además, la diferencia con el intervalo de multiplicidad baja es mucho mayor que con los intervalos de multiplicidad media, llegando a ser 10 veces mayor el espectro de alta multiplicidad sobre el de baja multiplicidad a un alto  $p_t$ .

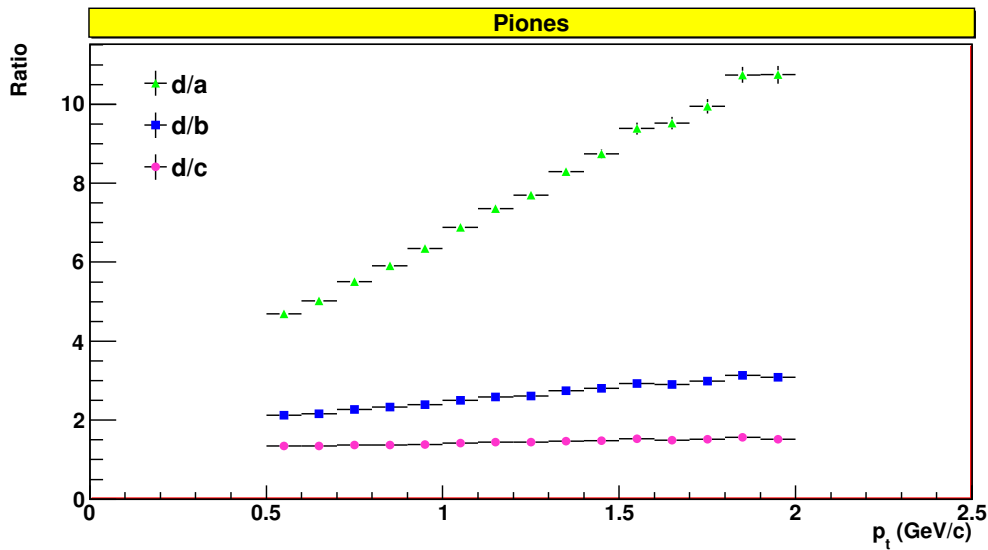


Figura 4.26: Razón de  $p_t$  de piones para eventos con diferente multiplicidad ( $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ ).

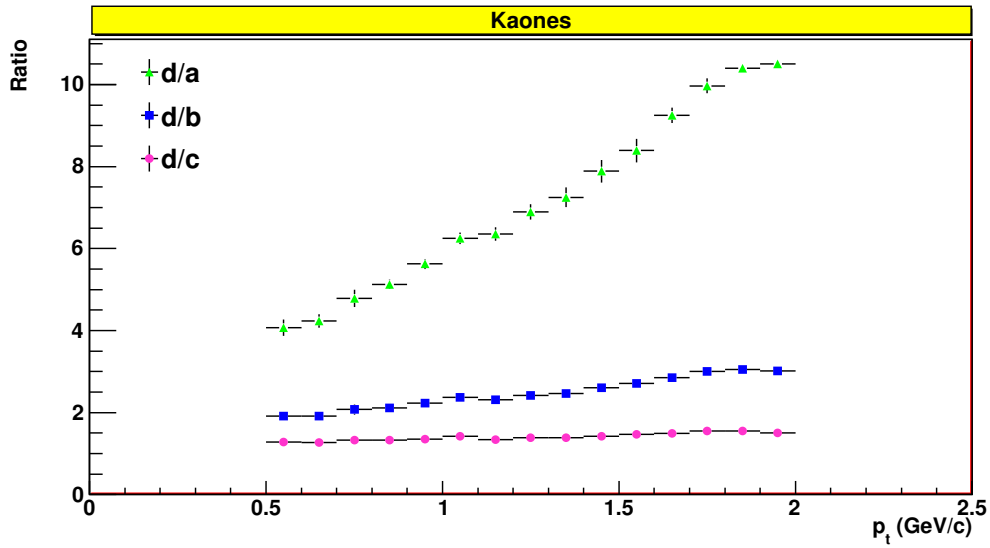


Figura 4.27: Razón de  $p_t$  de kaones para eventos con diferente multiplicidad ( $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ ).

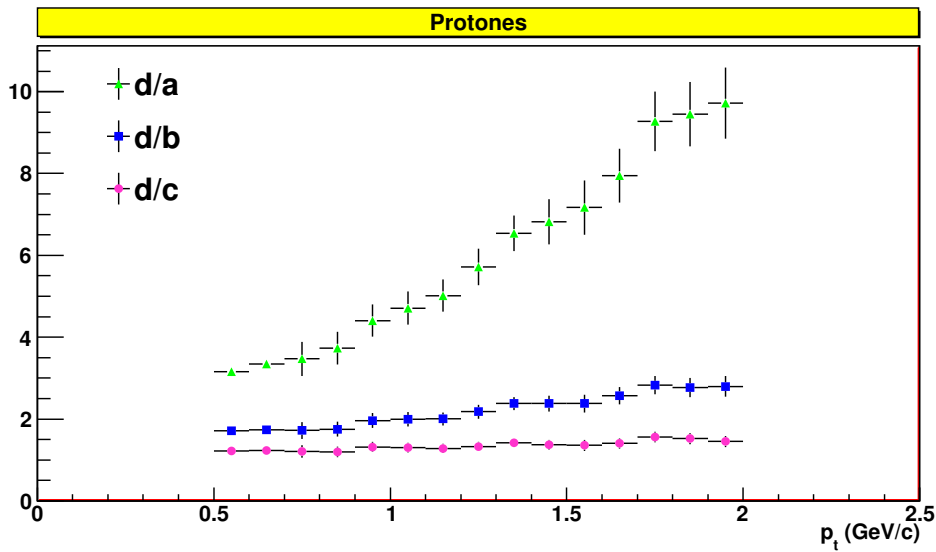


Figura 4.28: Razón de  $p_t$  de protones para eventos con diferente multiplicidad ( $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ ).

La forma del espectro puede ser cuantificada por el promedio de momento transversal y se representa como  $\langle p_t \rangle$ . El  $\langle p_t \rangle$  puede ser interpretado como

una medición de la temperatura de la materia hadrónica formada en la colisión. Una distribución de  $\langle p_t \rangle$  en función de la multiplicidad en la cual se tiene un aumento de  $\langle p_t \rangle$  seguido de una meseta y un segundo aumento puede ser interpretado como una transición de fase en la materia hadrónica [39].

En base a las líneas anteriores se obtiene el valor de  $\langle p_t \rangle$  para las tres partículas en un mismo rango de  $p_t$ , reduciendo el rango de los protones hasta 2.0 GeV/c. En la figura 4.29 se muestra la evolución del  $\langle p_t \rangle$  en función de la multiplicidad de partículas cargadas. Se observa un incremento del  $\langle p_t \rangle$  en función de la multiplicidad para las tres partículas. En los modelos hidrodinámicos la densidad de energía del fluido de quarks y gluones se relaciona con la velocidad de expansión transversa del fluido y con el incremento del  $p_t$  del hadrón producido. El  $\langle p_t \rangle$  se define como :

$$\langle p_t \rangle \approx \langle E_t^* \rangle \gamma_\tau \quad (4.5)$$

con  $\gamma_\tau \gg 1$ , donde  $\langle E_t^* \rangle$  es la energía transversa en el sistema local de reposo del fluido y  $\gamma_\tau$  es el factor de Lorentz en la dirección transversa. Esta fórmula predice  $\langle p_t \rangle$  mas alto para hadrones más pesados. Por otro lado, en los modelos termodinámicos, alto  $\langle p_t \rangle$  corresponde a altas temperaturas donde la diferencia de masa se vuelve irrelevante, por lo que se vuelve complicado tratar de entender la dependencia del  $\langle p_t \rangle$  con la masa del hadrón.

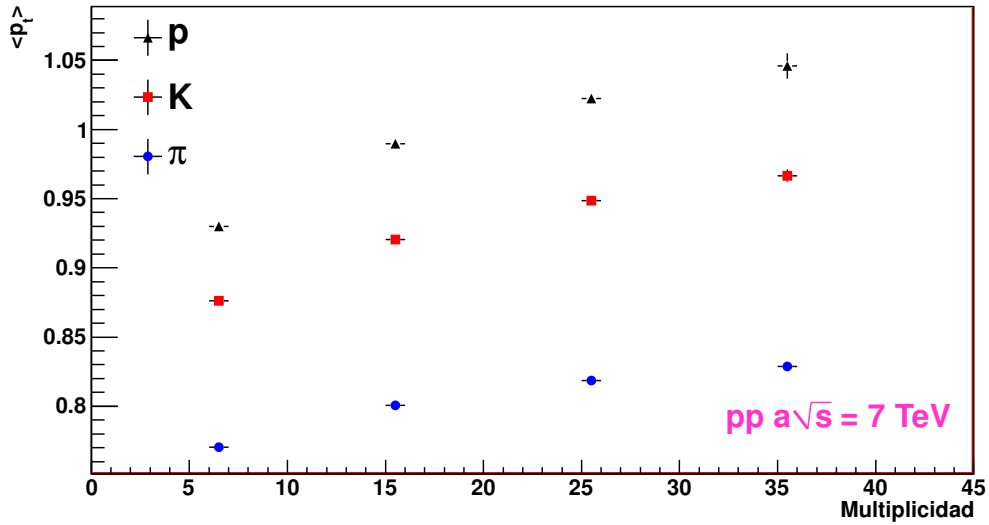


Figura 4.29:  $\langle p_t \rangle$  en función de la multiplicidad de partículas cargadas en el intervalo  $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$  para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  en la región de pseudorapidez  $|\eta| < 0.8$ .

Este estudio se ha realizado anteriormente en el experimento E735 en Tevatron, el colisionador protón-antiprotón localizado en Fermilab [40]. Los resultados de E735 muestran un comportamiento similar al obtenido aquí. Se observa un aumento del  $\langle p_t \rangle$  con la multiplicidad y un aumento mayor conforme se incrementa la masa de la partícula, lo cual depende los mecanismos de producción. No se comparan los resultados debido a que en E735 el rango de pseudo-rapidez cubierto por este detector es  $-3.25 < |\eta| < 3.25$ .

En la tabla 4.2 se muestran los valores obtenidos, la diferencia entre los valores de  $\langle p_t \rangle$  de kaones y piones es alrededor de 8-9 % mientras que para protones es alrededor de 13 %

Partícula	Multiplicidad	$\langle p_t \rangle$ (GeV/c)
$\pi$	3-10	$0.7705 \pm 0.0001$
	10-20	$0.8007 \pm 0.0001$
	20-30	$0.8185 \pm 0.0003$
	30-40	$0.8289 \pm 0.0008$
$k$	3-10	$0.8763 \pm 0.0002$
	10-20	$0.9203 \pm 0.0021$
	20-30	$0.9486 \pm 0.0015$
	30-40	$0.9667 \pm 0.0044$
$p$	3-10	$0.9300 \pm 0.0005$
	10-20	$0.9898 \pm 0.0002$
	20-30	$1.0223 \pm 0.0026$
	30-40	$1.0459 \pm 0.0090$

Tabla 4.2:  $P_t$  promedio como función de la multiplicidad de partículas cargadas en el intervalo  $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$  para colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  en la región de pseudorapidez  $|\eta| < 0.8$ .

Además, se hace un corte en el momento a partir de  $1.1 \text{ GeV}/c$  para protones y kaones y a partir de  $1.2 \text{ GeV}/c$  para piones. Se ajusta el espectro de  $p_t$  con una ley de potencias  $\frac{1}{p_t} \frac{dN}{dp_t} \propto \rho p_t^{-n}$  con el fin de observar un cambio en el exponente para diferentes intervalos de multiplicidad. Los ajustes se muestran en las figuras 4.30, 4.31, 4.32 . Los valores obtenidos del ajuste se muestran en la tabla 4.3.

Se observa que a mayor multiplicidad el exponente disminuye, esto se refleja en un espectro de momento transverso mas plano. Esto normalmente se observa al aumentar la energía en el centro de masa ( $\sqrt{s}$ ) de las colisiones.

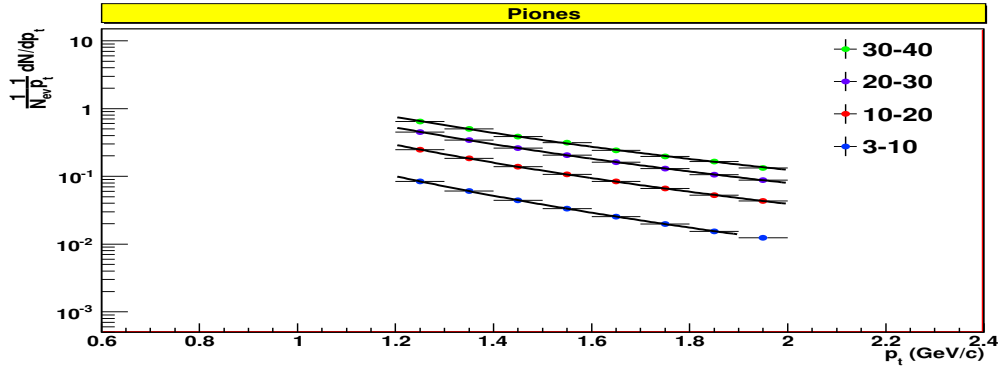


Figura 4.30: Distribuciones de  $p_t$  de piones en el rango  $1.1 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$  ajustadas a una ley de potencias. Los eventos corresponden a colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  con diferente multiplicidad.

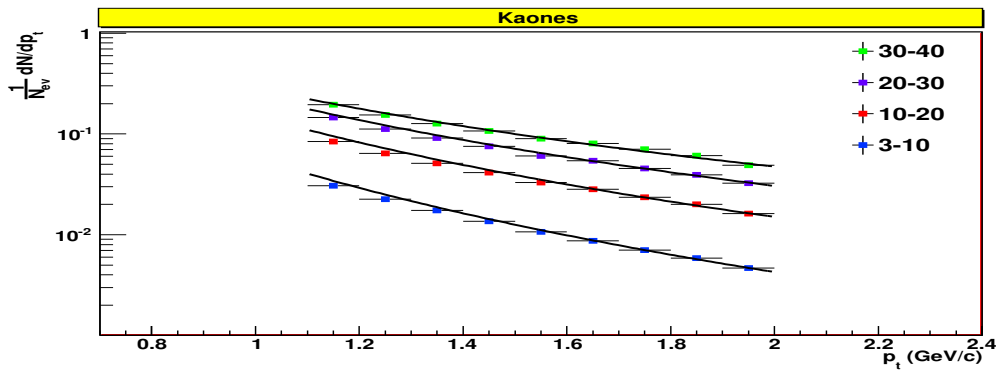


Figura 4.31: Distribuciones de  $p_t$  de kaones en el rango  $1.1 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$  ajustadas a una ley de potencias. Los eventos corresponden a colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  con diferente multiplicidad.

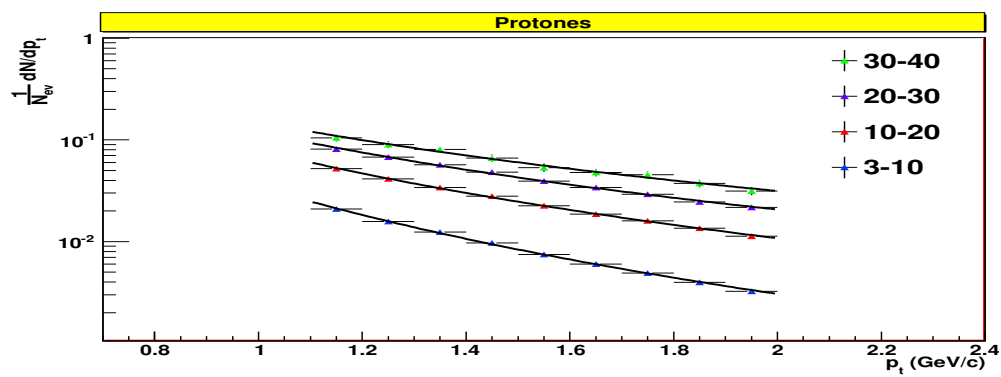


Figura 4.32: Distribuciones de  $p_t$  de piones en el rango  $1.1 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$  ajustadas a una ley de potencias. Los eventos corresponden a colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  con diferente multiplicidad.

Partícula	Multiplicidad	n	$\rho$	$\chi^2/ndf$
$\pi$	3-10	$4.311 \pm 0.004$	$0.220 \pm 0.001$	24.43/5
	10-20	$3.927 \pm 0.005$	$0.5957 \pm 0.001$	27.89/6
	20-30	$3.697 \pm 0.015$	$1.034 \pm 0.007$	7.38/6
	30-40	$3.526 \pm 0.036$	$1.433 \pm 0.007$	6.69/6
$k$	3-10	$3.455 \pm 0.002$	$0.049 \pm 0.0001$	46.12/6
	10-20	$2.996 \pm 0.002$	$0.126 \pm 0.0001$	33.99/6
	20-30	$2.738 \pm 0.012$	$0.211 \pm 0.014$	23.62/6
	30-40	$2.395 \pm 0.04$	$0.266 \pm 0.005$	3.53/6
$p$	3-10	$3.503 \pm 0.011$	$0.035 \pm 0.001$	36.24/7
	10-20	$2.875 \pm 0.017$	$0.079 \pm 0.001$	13.14/7
	20-30	$2.530 \pm 0.024$	$0.119 \pm 0.003$	4.70/7
	30-40	$2.255 \pm 0.052$	$0.150 \pm 0.010$	2.57/7

Tabla 4.3: Resultados del ajuste de ley de potencias para diferentes bins de multiplicidad para partículas con  $1.3 \text{ GeV}/c < p_t < 2.5 \text{ GeV}/c$ .

Todos los resultados expuestos en esta última sección requieren una comparación con los generadores Monte-Carlo (PYTHIA, PHOJET) para poder comparar con las predicciones teóricas, sin embargo, no se han realizado. Lo que se pretende mostrar es la importancia que posee la identificación de partículas y los diversos estudios que se pueden realizar con ésta. Las comparaciones con Monte-Carlo son el siguiente paso en busca de obtener un trabajo mucho mas completo para años posteriores. El comparar los resultados con los generadores es de gran importancia, sobre todo cuando se ha encontrado que éstos no reproducen las mediciones observadas en colisiones protón-protón. En las figuras 4.33, 4.34 se muestran ejemplos de la razón de kaones/piones y protones/piones para diferentes energías medidas en ALICE, donde se observa una clara discrepancia entre las mediciones y los generadores. Estas gráficas son preliminares obtenidas por el grupo 2 de la colaboración.



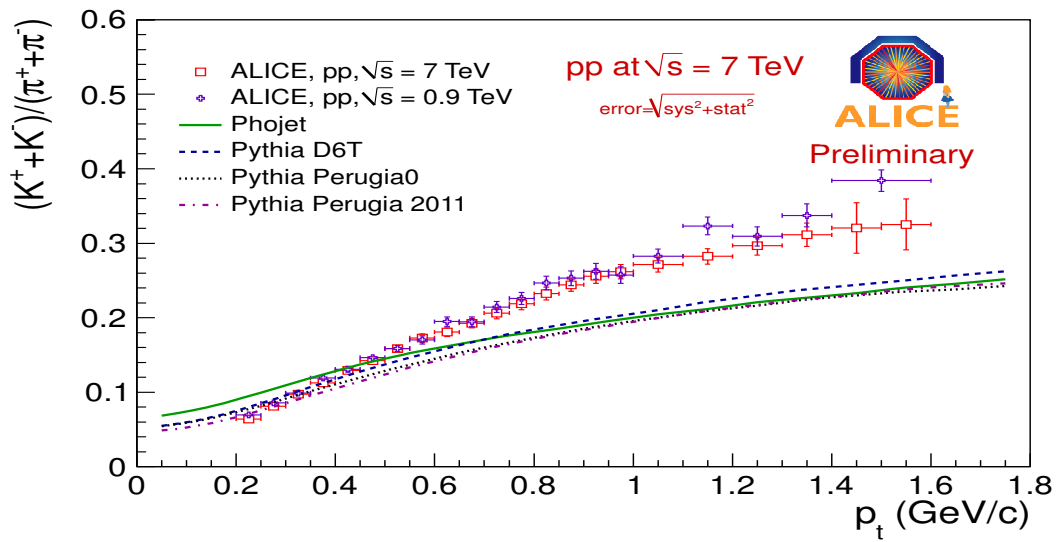


Figura 4.33: Razón de kaón pión como función de  $p_t$  con los datos de ALICE a 7 TeV, 900 GeV y los diferentes generadores Monte-Carlo. Figura tomada de [42]

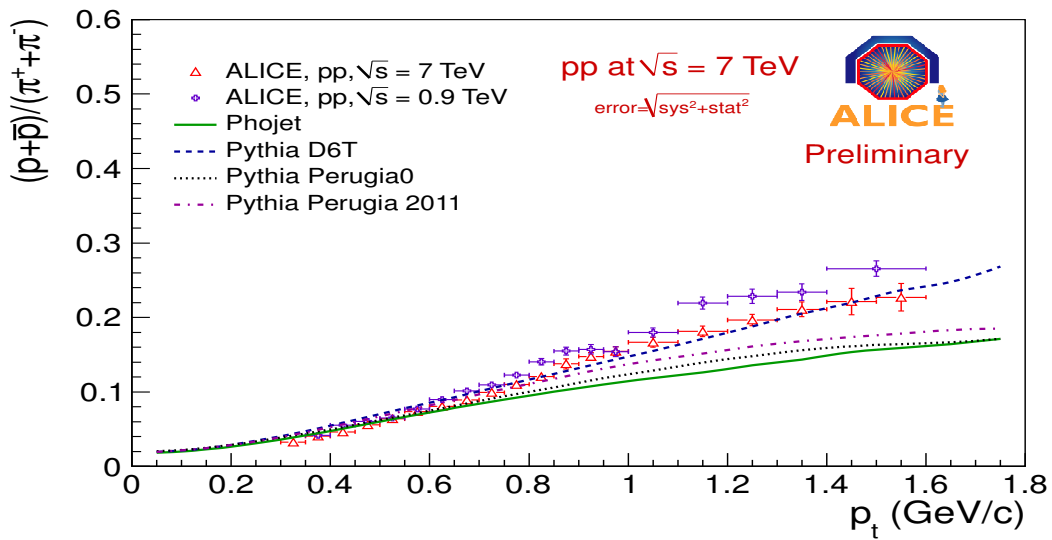


Figura 4.34: Razón de protón pión como función de  $p_t$  con los datos de ALICE a 7 TeV, 900 GeV y los diferentes generadores Monte-Carlo. Figura tomada de [41]



# Capítulo 5

## Conclusiones

La identificación de partículas es una herramienta de gran utilidad para ALICE como la ha sido para experimentos anteriores en aceleradores como SPS y RHIC en donde se han encontrado diferentes observables en las que es necesaria la identificación de partículas. Ejemplo de ello son los diferentes patrones observados de la dependencia de la masa en el flujo radial y el flujo elíptico. La información proveniente de la identificación de partículas es crucial en estos casos para un análisis cuantitativo e interpretación de los resultados.

Esta tesis cumple el objetivo de comprender y manejar los diferentes métodos de identificación de partículas en los distintos detectores presentes en el experimento ALICE. La identificación de partículas utilizando la Cámara de Proyección Temporal (TPC), el Detector de Tiempo de vuelo (TOF) permite obtener el espectro de momento en el intervalo de  $p_t$  intermedio (0.2 GeV/c - 2.0 GeV/c) y al conjuntarse con el Detector de Identificación de Partículas de Alto Momento (HMPID) permite llegar hasta un  $p_t$  de 5.0 GeV/c.

El estudio está basado en una muestra de datos de colisiones protón-protón a una energía de  $\sqrt{s} = 7$  TeV en el LHC para los detectores TPC y TOF, aunque también se utilizan eventos Monte Carlo reconstruidos con las mismas condiciones para el caso del HMPID. Se seleccionan eventos minimum-bias y se aplicaron cortes de selección con el fin de optimizar el análisis. Para la identificación se utiliza el método conocido como ajuste gaussiano, con el que se obtiene la producción de piones, kaones y protones en diferentes intervalos de  $p_t$ . Se calculan las eficiencias a partir de las simulaciones Monte Carlo (PYHTIA), con el fin de corregir la producción de partículas calculada con el ajuste gaussiano. El espectro obtenido se normaliza el número de eventos minimum-bias y es comparado entre los detectores TPC y TOF mostrando una diferencia de alrededor de 15 %. El mismo método de identificación es utilizado en el HMPID para eventos Monte-Carlo reconstruidos, lo que permite ampliar el espectro de hadrones hasta 5-0 GeV/c. Para realizar éste análisis en datos reales se deben realizar diferentes estudios de los cortes aplicados

a las trazas o agregar nuevos con el fin de obtener una mejor identificación de partículas.

Una parte crucial de la identificación de partículas es el estudio de las distribuciones de momento transversal en función de la multiplicidad y las variables de forma. Con esto se busca detectar la presencia de efectos “colectivos” en colisiones p-p, los cuales pudieran ser observados en eventos de alta multiplicidad o alta multiplicidad y alta esfericidad. Como comienzo de un estudio para tratar de observar la existencia o no existencia de un flujo radial en colisiones p-p se analiza el espectro obtenido con el TOF, en un amplio intervalo de  $p_t$  para eventos con diferente multiplicidad, observando que el momento transversal promedio aumenta con la multiplicidad del evento. Un aspecto importante que se obtiene de este estudio es que existen grandes diferencias entre los espectros de partículas para diferentes bins de multiplicidad. Al comparar los espectros de baja y alta multiplicidad se observa que los de alta multiplicidad son un orden mayor que los de baja multiplicidad.

# Apéndice A

## Interacciones inelásticas en colisiones p-p

Las interacciones protón-protón se pueden clasificar en tres diferentes tipos de eventos: eventos no difractivos (ND) <sup>1</sup>, eventos difractivos singulares (SD) <sup>2</sup> y eventos difractivos dobles (DD) <sup>3</sup>.

La figura A.1 muestra una ilustración de la clasificación de eventos en interacciones p-p. En eventos SD una sola de las dos partículas del haz se divide mientras que la otra permanece intacta; en eventos DD las dos partículas del haz se dividen; los eventos ND se relacionan con interacciones partón-partón con media o gran transferencia de momento de unos cuantos GeV/c.

Entre las características de estas clases de eventos, las distribuciones de pseudorapidez muestra que las colisiones ND tienen muchas partículas en la región central y cae abruptamente a mayor pseudorapidez. En colisiones SD se divide solo una de las partículas lo que provoca mayor cantidad de partículas a valores altos de pseudorapidez de un solo lado. En colisiones DD ambas partículas del haz se dividen y producen partículas a valores positivos y negativos de alta rapidez. Una caída es visible en la región central. [43].

Las mediciones de eventos minimum bias muestra una gran similitud con las interacciones no difractivas-singulares. Ver figura A.1. La interpretación se basa en el sistema de disparo del experimento. Una explicación de ALICE se encuentra en la sección 4.1.

---

<sup>1</sup>Non-diffractive.

<sup>2</sup>Single-diffractive.

<sup>3</sup>Double-diffractive.

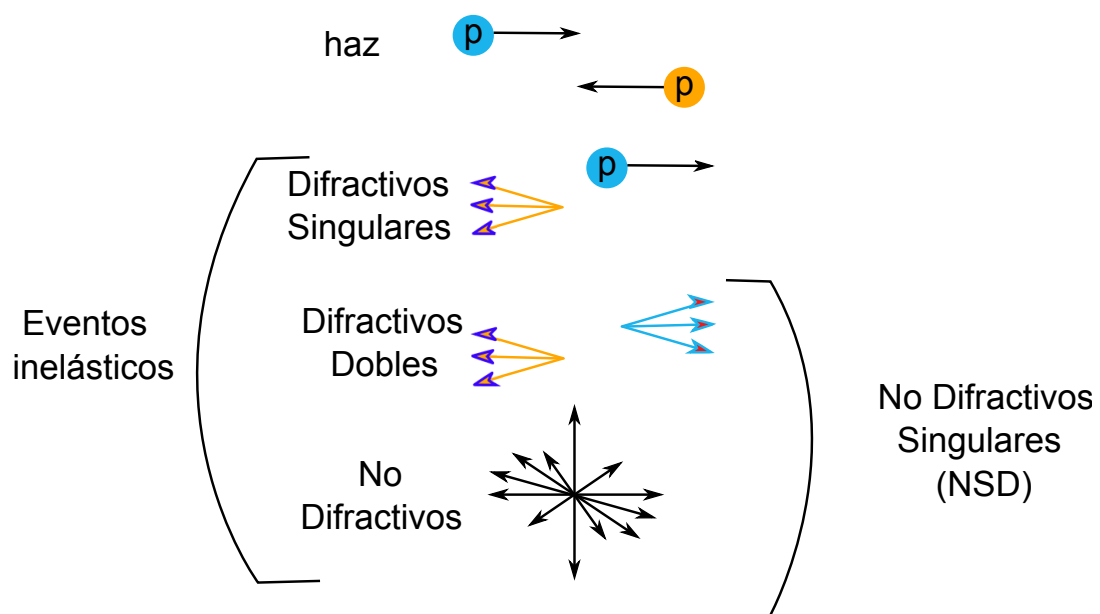


Figura A.1: Ilustración de tipos de colisiones p-p.

# Bibliografía

- [1] LHC REPORT DESIGN, Brüning, Oliver Sim, Collier Paul, Lebrun P, Myers Stephen, Ostojic Ranko, Poole John, Proudlock Paul. CERN, 2004.
- [2] CDF Collaboration. Charged jet evolution and the underlying event in proton- antiproton collisions at 1.8 TeV. *Physical Review D* 65 (9), 2002.
- [3] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST* 3 S08003, 2008
- [4] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST* 3, S08004, 2008.
- [5] LHCb Collaboration. The LHCb detector at LHC. *JINST* 3, S08005, 2008.
- [6] K. Nakamura *et al.* Particle Data Group, *J. Phys. G* 37, 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition.
- [7] ALICE Collaboration. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV/c with ALICE at LHC *The European Physical Journal C*, 68:345-354, 2010.
- [8] ALICE Collaboration. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=0.9$  GeV/c and  $\sqrt{s}=2.36$  TeV/c with ALICE at LHC *The European Physical Journal C*, 68:89-108, 2010
- [9] Sarkar, S., Satz, H., Sinha, B. (Eds.), The Physics of the Quark-Gluon Plasma: Introductory Lectures, Lect. Notes Phys. 785. Springer, Berlin Heidelberg 2010.
- [10] Grupen Claus. Particle Detectors. Cambridge University Press, 1996.
- [11] Yu. A Budagov *et al.*, Ionization Measurements in High Energy Physics, Springer Munich, 1991.
- [12] B. Alessandro *et al.* ALICE Collaboration, ALICE: Physics performance report, volume I, *J. Phys.*, vol. G32, pp. 1693-1695, 2006.

- 
- [13] Rene Brun, Fons Rademakers, Suzanne Panacek, Damir Buskulic, Jorn Adamczewski, Marc Hemberger. The ROOT User's Guide.
- [14] W. Verkerke, D. Kirby. RooFit Users Manual v2.07.
- [15] ALICE Collaboration, Model of T0 and FMD, prototype V0, and overall layout. ALICE TDR 011, 2004.
- [16] The ALICE Collaboration, The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST* 3, S08002 ,2008.
- [17] ALICE Collaboration, ALICE: Physics performance report, volume I, *J. Phys.*, vol. G32, pp. 1603-1619, 2006.
- [18] ALICE Collaboration 1999. Technical Design Report of the Inner Tracking System CERN / LHCC / 1999-12.
- [19] ALICE Collaboration. Production of pions, kaons and protons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV with ALICE at the LHC *The European Physical Journal C*, 71(6): 1655, 2011.
- [20] A. Kalweit for the ALICE Collaboration.  $dE/dx$  measurements in large volume TPCs.
- [21] ALICE Collaboration. B. Alessandro *et al.*, ALICE: Physics performance report, volume I, *J. Phys.*, vol. G32, pp. 1620-1631, 2006.
- [22] J.C. Berset *et al.*, Internal Note ALICE99-51.
- [23] ALICE Collaboration 2002. Addendum to ALICE TDR 8 *CERN/LHCC 2002-16*.
- [24] ALICE Collaboration 2001. Technical Design Report of the Transition-Radiation Detector *CERN LHCC-2001-21*.
- [25] ALICE-HMPID collaboration, de Catoldo. The High Momentum Particle Identification Detector in ALICE at LHC. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, vol 177, p, 2008
- [26] ALICE Collaboration. ALICE Photon Spectrometer (PHOS) : Technical Design Report *CERN LHCC 99-4*
- [27] ALICE Collaboration 2008. ALICE Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report *CERN LHCC-2008-014*



- 
- [28] E. Nappi. CsI RICH detectors in high energy physics experiments. *Nucl.Instrum.Meth.* A471: pp. 18-24,2000,.
- [29] ALICE Collaboration. B. Alessandro *et al.*, ALICE: Physics performance report, volume I, *J. Phys.*, vol. G32, pp. 1539-1564, 2006.
- [30] <http://root.cern.ch>
- [31] <http://aliceinfo.cern.ch/Offline/Activities/Reconstruction/index.html>
- [32] Grosse-Oetringhaus, Jean Fiete, Measurement of the Charged Particle Multiplicity in Proton-Proton Collisions with the ALICE Detector, 2009.
- [33] Back, B., B., *et al.* (2005). The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC. *Nucl.Phys.*, A757:28-101, 2005.
- [34] J. Conrad, J.G. Contreras and C.E. Jorgensen, *Minimum Bias Triggers in p-p collisions with the VZERO and the SPD*. ALICE-INT-2005-025, 2005.
- [35] Molnár Levente, HMPID Collaboration. Talk at Como conference, Septiembre 2011.
- [36] Floris Michele. Search for collective expansion in pp collisions at the LHC. *J Phys Conf. Ser.* 270 0122046, 2011
- [37] B.B Back *et al.*, PHOBOS Collaboration, Identified hadron transverse momentum spectra in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=62.4$  GeV. *Physical Review C* 75, 024910 2007.
- [38] STAR Collaboration. Identified high- $p_T$  spectra in Cu+Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV. arXiv:0911.3130v1
- [39] T. Alexopoulos *et al.* Multiplicity dependence of the transverse-momentum spectrum for centrally produced hadrons in antiproton-proton collisions at  $\sqrt{s}=1.8$  TeV. *Physical Review Letters* 60, pp. 1622–1625 (1988).
- [40] T. Alexopoulos *et al.* Multiplicity dependence of the transverse-momentum spectrum for centrally produced hadrons in antiproton-proton collisions at  $\sqrt{s}=1.8$  TeV. *Physical Review Letters* 60, pp. 1622–1625 (1988).
- [41] Figura preliminar de ALICE. Physics Working Group 2. Número de identificación ALI-PREL-5410.
- [42] Figura preliminar de ALICE. Physics Working Group 2. Número de identificación ALI-PREL-2130.

- [43] Ortiz Velásquez Antonio, Measurement of the Transverse Sphericity in Minimum-Bias proton-proton Collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  TeV, 2.76 y 7 TeV with ALICE at the LHC. Tesis de Doctorado, 2011.

# Índice de figuras

1.1.	Partículas constituyentes de la materia y bosones de norma según el Modelo Estándar. . . . .	2
1.2.	Diseño esquemático del LHC. Figura tomada de [1]. . . . .	4
1.3.	Pérdida de energía para muones positivos en cobre como función de $\beta\gamma$ . Tomada de [6] . . . . .	8
1.4.	Pérdida de energía en diversos materiales en función del momento de tres partículas diferentes. Tomada de [6]. . . . .	9
1.5.	Comportamiento de las ondas en el efecto Cherenkov . . . . .	10
1.6.	Ejemplo de un chubasco electromagnético . . . . .	13
1.7.	Diferentes valores de pseudo-rapidez, $\eta$ , en función del ángulo con el que es emitida la partícula con respecto al eje del haz. . . . .	15
1.8.	Valores de pseudo-rapidez que cubren los diferentes detectores de ALICE. Los detectores marcados con asterisco no cubren completamente al ángulo azimutal. . . . .	15
1.9.	Densidad de pseudorapidez para partículas cargadas en la región central $ \eta  < 0.5$ para colisiones inelásticas y colisiones inelásticas no difractivas singulares (NSD), y para colisiones inelásticas (INEL) con al menos una partícula cargada en $ \eta  < 1.0$ , como función de la energía en el centro de masa. Las líneas indican el ajuste utilizando una ley de potencias. . . . .	16
1.10.	<i>Izquierda:</i> Multiplicidad medida por ALICE a diferentes energías. <i>Derecha:</i> Comparación de los datos con los generadores de eventos, la banda sombreada representa los errores sistemáticos y estadísticos [7, 8] . . . . .	17
2.1.	Rango de identificación de partículas para diferentes detectores de ALICE. . . . .	20
2.2.	Diseño esquemático del sistema de Detectores de ALICE. [16]. . . . .	21
2.3.	Segmentación de los detectores V0A y V0C. . . . .	22
2.4.	Diseño esquemático con las 6 de capas del ITS. . . . .	24

2.5. Diseño esquemático de la TPC, mostrando la dirección del campo eléctrico hacia la membrana central . . . . .	25
2.6. Diseño esquemático del TOF. . . . .	27
2.7. Funcionamiento de las MRPC. . . . .	27
2.8. Diseño esquemático del HMPID. Su localización sobre el barril central de ALICE puede verse en el extremo izquierdo de la figura 2.2.	28
2.9. Principio de funcionamiento del HMPID. . . . .	29
2.10. Anillo Cherenkov producido por una partícula cargada(MIP) en el HMPID. . . . .	30
2.11. <i>Izquierda</i> : Señal producida por un $e$ y un $\pi$ al atravesar por el TRD. <i>Derecha</i> : Principio de funcionamiento de los módulos del TRD. Radiación de transición (RT) para partículas con factor $\gamma > 1000$ .	31
3.1. Marco de trabajo de ROOT y su aplicación en FAE. . . . .	34
3.2. Marco de trabajo de ALICE . . . . .	34
4.1. Distribución de pérdida de energía en función momento para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV medida por la TPC. Las líneas sólidas representan la parametrización ALEPH para piones, kaones y protones. . . . .	43
4.2. Distribución de pérdida de energía en función de $p_t$ para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV medida por la TPC. . . . .	44
4.3. Distribuciones de $\frac{dE/dx_{exp}-dE/dx_{the}(\pi)}{dE/dx_{the}(\pi)}$ usando la hipótesis de masa del pión para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV medida por la TPC. . .	46
4.4. Distribuciones de $\frac{dE/dx_{exp}-dE/dx_{the}(k)}{dE/dx_{the}(k)}$ usando la hipótesis de masa del kaón para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV medida por la TPC. . .	47
4.5. Distribuciones de $\frac{dE/dx_{exp}-dE/dx_{the}(p)}{dE/dx_{the}(p)}$ usando la hipótesis de masa del protón para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV medida por la TPC. . .	48
4.6. Eficiencia de reconstrucción para piones, kaones y protones en la TPC con $p_t < 1.2$ GeV/c. Eficiencia obtenida a partir del generador PYTHIA (D6T). . . . .	50
4.7. Comparación de eficiencias para piones, kaones y protones en la TPC con $p_t < 1.2$ GeV/c. Eficiencia obtenida a partir del generador PYTHIA (D6T). . . . .	51
4.8. Espectro de $p_t$ para piones, kaones y protones en la TPC para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV. . . . .	52
4.9. Velocidad en el TOF en función del momento para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV . . . . .	54
4.10. Velocidad en el TOF en función de $p_t$ para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV . . . . .	54

4.11. Distribuciones de velocidad medida con el TOF en el rango de $p_t$ de 0.5 GeV/c a 2.5 GeV/c. (Parte 1). . . . .	56
4.12. Distribuciones de velocidad medida con el TOF en el rango de $p_t$ de 0.5 GeV/c a 2.0 GeV/c. (Parte 2). . . . .	57
4.13. Eficiencia de reconstrucción para piones, kaones y protones en el TOF con $p_t < 4.0$ GeV/c. Eficiencia obtenida a partir del generador PYTHIA (D6T). . . . .	59
4.14. Eficiencia para piones, kaones y protones en el TOF con $p_t < 4.0$ GeV/c. Eficiencia obtenida a partir del generador PYTHIA (D6T). . . . .	60
4.15. Espectro de $p_t$ para piones, kaones y protones en el TOF en el rango 0.5 GeV/c $< p_t < 2.5$ GeV/c para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7TeV$ . . . . .	61
4.16. Distribución de ángulo Cherenkov en función del momento obtenido con el HMPID con el generador PHOJET p-p a $\sqrt{s} = 7TeV$ . . . . .	62
4.17. Distribución de ángulo Cherenkov. La línea naranja muestra el ajuste gaussiano de las distribuciones en diferentes rangos de $p_t$ de 1.0 GeV/c hasta 3.0 GeV/c . . . . .	63
4.18. Distribución de ángulo Cherenkov. La línea naranja muestra el ajuste gaussiano de las distribuciones en diferentes rangos de $p_t$ de 3.0 GeV/c hasta 5.0 GeV/c . . . . .	64
4.19. Eficiencia de reconstrucción para piones, kaones y protones en el HMPID con $p_t < 5.0$ GeV/c. Eficiencia obtenida a partir del generador PHOJET. . . . .	66
4.20. Eficiencia para piones, kaones y protones en el TOF con $p_t < 4.0$ GeV/c. Eficiencia obtenida a partir del generador PHOJET. . . . .	67
4.21. Espectro de $p_t$ para piones, kaones y protones para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV medida por el HMPID. . . . .	68
4.22. Espectro de $p_t$ para piones, kaones y protones en la TPC y TOF para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV en la región de pseudorapidez $ \eta  < 0.8$ . . . . .	69
4.23. Distribuciones de $p_t$ de piones (0.5 GeV/c $< p_t < 2.0$ GeV/c) para eventos con diferente multiplicidad. . . . .	70
4.24. Distribuciones de $p_t$ de kaones (0.5 GeV/c $< p_t < 2.0$ GeV/c) para eventos con diferente multiplicidad. . . . .	71
4.25. Distribuciones de $p_t$ de protones (0.5 GeV/c $< p_t < 2.0$ GeV/c) para eventos con diferente multiplicidad. . . . .	71
4.26. Razón de $p_t$ de piones para eventos con diferente multiplicidad (0.5 GeV/c $< p_t < 2.0$ GeV/c). . . . .	72
4.27. Razón de $p_t$ de kaones para eventos con diferente multiplicidad (0.5 GeV/c $< p_t < 2.0$ GeV/c). . . . .	73
4.28. Razón de $p_t$ de protones para eventos con diferente multiplicidad (0.5 GeV/c $< p_t < 2.0$ GeV/c). . . . .	73

4.29. $\langle p_t \rangle$ en función de la multiplicidad de partículas cargadas en el intervalo $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ en la región de pseudorapidez $ \eta  < 0.8$ . . . . .	74
4.30. Distribuciones de $p_t$ de piones en el rango $1.1 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ ajustadas a una ley de potencias. Los eventos corresponden a colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ con diferente multiplicidad. . . . .	76
4.31. Distribuciones de $p_t$ de kaones en el rango $1.1 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ ajustadas a una ley de potencias. Los eventos corresponden a colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ con diferente multiplicidad. . . . .	76
4.32. Distribuciones de $p_t$ de piones en el rango $1.1 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ ajustadas a una ley de potencias. Los eventos corresponden a colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ con diferente multiplicidad. . . . .	77
4.33. Razón de kaón pión como función de $p_t$ con los datos de ALICE a $7 \text{ TeV}$ , $900 \text{ GeV}$ y los diferentes generadores Monte-Carlo. Figura tomada de [42] . . . . .	79
4.34. Razón de protón pión como función de $p_t$ con los datos de ALICE a $7 \text{ TeV}$ , $900 \text{ GeV}$ y los diferentes generadores Monte-Carlo. Figura tomada de [41] . . . . .	79
A.1. Ilustración de tipos de colisiones p-p. . . . .	84

# Índice de tablas

1.1.	Interacciones fundamentales. El gravitón aún no ha sido descubierto.	2
2.1.	Valores de pseudo-rapidez y ángulos cubiertos por cada uno de los anillos de los detectores V0A y V0C. . . . .	23
4.1.	Parámetros de la Parametrización ALEPH para $dE/dx$ en la TPC.	42
4.2.	$P_t$ promedio como función de la multiplicidad de partículas cargadas en el intervalo $0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ para colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ en la región de pseudorapidez $ \eta  < 0.8$ . . . . .	75
4.3.	Resultados del ajuste de ley de potencias para diferentes bins de multiplicidad para partículas con $1.3 \text{ GeV}/c < p_t < 2.5 \text{ GeV}/c$ . . .	78