



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

CORRELACIONES AZIMUTALES
DIHADRÓNICAS DE CORTO Y LARGO
ALCANCE EN COLISIONES P+P Y P+PB

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICA

PRESENTA:
ROBERTO RAÚL DÍAZ NARANJO

DIRECTOR DE TESIS:
DR. ELEAZAR CUAUTLE FLORES



CIUDAD DE MÉXICO 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

1.Datos del alumno

Apellido paterno	Díaz
Apellido materno	Naranjo
Nombre	Roberto Raúl
Teléfono	044 55 2095 3955
Universidad Nacional Autónoma de México	
Facultad de Ciencias	
Carrera	Física
Número de cuenta	099572196

2.Datos del tutor

Grado	Doctor
Nombre	Eleazar
Apellido paterno	Cuautle
Apellido materno	Flores

3.Datos del sinodal 1

Grado	Doctor
Nombre	Lukas
Apellido paterno	Nellen
Apellido materno	Filla

4.Datos del sinodal 2

Grado	Doctor
Nombre	Ángel
Apellido paterno	Sánchez
Apellido materno	Cecilio

5.Datos del sinodal 3

Grado	Doctor
Nombre	Eric
Apellido paterno	Vázquez
Apellido materno	Jáuregui

6.Datos del sinodal 4

Grado	Doctor
Nombre	Jóse David
Apellido paterno	Vergara
Apellido materno	Oliver

7.Datos del trabajo escrito

Título	CORRELACIONES AZIMUTALES DIHADRÓNICAS DE CORTO Y LARGO ALCANCE EN COLISIONES P+P Y P+PB
Número de páginas	93
Año	2018

Agradecimientos

Quiero agradecer

Índice general

Resumen	7
Introducción	9
0.1. Correlaciones	9
1. Breve introducción al modelo estándar	11
2. Modelo de Partones	15
3. Producción de hadrones	17
3.1. Colisión entre Protones	17
3.2. Cascada Partónica	17
3.3. El modelo de Lund: función de fragmentación	18
3.3.1. Producción de Mesones	20
3.3.2. Producción de Bariones	21
4. Generadores de eventos	23
4.1. Método Monte Carlo	23
4.2. Introducción al Generador AMPT	23
4.3. Un transporte de multiples fases: AMPT	25
4.4. <i>Condiciones iniciales</i>	
<i>para la fragmentación de cuerdas</i>	27
4.4.1. <i>Modelo de fusión de cuerdas</i>	28
4.4.2. <i>Cascada de partones.</i>	29
5. Corrección a las distribuciones ($\Delta\phi, \Delta\eta$)	31
5.1. Método de eventos mezclados.	35
5.2. Proyección sobre el ángulo azimutal $\Delta\phi$	37
5.3. Anchura del lado cercano y lado lejano.	37
5.4. Proyección en la distribución de pseudorapidez $\Delta\eta$	38
5.5. PYTHIA	39
6. Análisis de resultados y Discusión.	43
7. Conclusiones	71

8. Apéndice A	73
8.1. Variables cinemáticas	73
8.1.1. <i>A.1 Notación y Convenciones</i>	73
8.1.2. <i>Rapidez y pseudorapidez</i>	74
8.1.3. <i>A.2 Momento Transverso</i>	76
8.1.4. <i>A.3 Variables de Mandelstam</i>	76
8.2. Apéndice B	77
Bibliografía	87

Resumen

En este trabajo se presentan las comparaciones de los resultados de las correlaciones azimutales angulares de pares de partículas cargadas como son piones, kaones, protones, y antiprotones entre los modelos de lund (fragmentación de cuerdas), y “*string melting*” (fusión de cuerdas) con una sección transversal $\sigma = 3$ mb en colisión protón-protón, y protón-núcleo a energías de centro de masa de 7.0 TeV, y 5.02 TeV respectivamente, usando datos generados con el programa AMPT en un rango amplio de pseudorapidez (η), y ángulo azimutal (ϕ). En colisiones de partículas p+p, y p+Pb los eventos de alta multiplicidad de partículas cargadas, surge una estructura en la correlación bidimensional, $(\Delta\eta, \Delta\phi)$ con dependencia en el momento transversal de $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c, esta estructura se puede ver mejor a medida que tenemos un valor cercano en pseudorapidez de $|\eta| < 8.0$. También surge una estructura similar en el lado cercano a medida que nos vamos a valores más altos con dependencia en el momento transversal de $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c entre pares de partículas cargadas, y con un valor de la pseudorapidez de $|\eta| < 1.0$.

Introducción

Los resultados de las correlaciones angulares entre pares de partículas cargadas en colisiones de p+p, y p+Pb se presentan en un amplio rango en pseudorapidez $\eta = \eta_1 - \eta_2$, y ángulo azimutal relativo, $\phi = \phi_1 - \phi_2$. En particular, dos partículas separadas por muchas unidades de pseudorapidez prefieren tener ángulos azimutales similares, por lo que la función de correlación de dos partículas alcanza su punto máximo en $\Delta\phi = 0$. Exactamente este mismo fenómeno fue observado en las colisiones de iones pesados, donde se cree que se origina a partir de la evolución hidrodinámica presente en tales interacciones [1]. Las fluctuaciones se han observado a través de la centralidad, y la dependencia del tamaño del sistema del flujo elíptico [2], que son, las partículas finales de la distribución azimutal, y este flujo se puede generar en colisiones protón-protón de alta multiplicidad [3], y que podría ser responsable de la estructura del lado cercano [4],[5], observado por CMS [6]. Estas fluctuaciones están intrínsecamente relacionadas a las dispersiones de los partones en la colisión que dan como resultado la distribución azimutal de las partículas cargadas a través de la correlación de dos partículas [7],[8]:

La hidrodinámica aplicada a las colisiones p+A produce resultados cualitativos, y particularmente cuantitativos de varios conjuntos de datos, en particular en este trabajo fueron datos generados por AMPT [9], [10], [11], este análisis se basa principalmente en producir la estructura que emerge en el lado lejano de la correlación azimutal.

En la actualidad se tienen dos teorías que compiten para poder entender a los sistemas pequeños que dan origen a la correlación azimutal de largo alcance [12], [13].

En este trabajo, se calcula la función de correlación para dos partículas (identificadas) cargadas, $N^{par}(\Delta\eta, \Delta\phi)$, en colisiones (p - p), y (p - Pb) asumiendo la dispersión elástica incoherente de partones, que esta presente en este modelo de transporte multifásico (AMPT), y el cual está directamente relacionado con la cromodinámica cuántica (QCD). Este trabajo donde se usa el modelo en cascada de partones del generador AMPT con la sección transversal de $\sigma = 3$ mb, es una de las herramientas para comprender muchas características de los datos de colisión de iones pesados, véase, por ejemplo [14], [15], [16], [17]. Este enfoque tiene una ventaja crucial sobre la hidrodinámica, es decir, no hay necesidad de asumir la termalización local.

0.1. Correlaciones

Una manera de estudiar la producción de partículas es a través de las correlaciones entre dos hadrones (correlaciones dihadrónicas) mediante las variables del ángulo azimutal ϕ , y de la pseudorapidez η , y de la distribución espacial de los hadrones (partículas asociadas) con respecto a un hadrón de referencia (partícula trigger), que es el más energético de un evento, y es de especial interés, para este trabajo conocer esta distribución para hadrones cargados

piones, kaones, protones, y antiprotones. La forma en que los hadrones pueden producirse durante la colisión depende de la interacción entre partones, como se explico en el capítulo 3 de este trabajo. Una interacción dura, donde el intercambio de momento es grande, queda caracterizada por la producción de partículas de alto momento transverso, y donde la dispersión inelástica profunda rige esta interacción por haber una alta transferencia de energía (GeV) en la colisión o interacción entre partículas o iones pesados; contrario a una interacción suave, donde las dispersiones son totalmente elásticas, y esto se pone en juego cuando la temperatura ha decaído bruscamente a niveles donde ya no existe el plasma de quarks, gluones, y solo cuerdas entre partones quedan, y la energía ya no es suficiente para perturbar las escalas que rigen la interacción fuerte y solo las escalas entre hadrones quedan. Es interesante realizar el análisis de las correlaciones en diferentes rangos de momento transverso de la partícula trigger, al igual que en diferentes rangos de la partícula asociada. El presente análisis muestra interés sobre la producción de los hadrones cargados. El método de estudio se basa en las correlaciones dihadrónicas en el ángulo azimutal (ϕ), y la variable de pseudorapidez (η). Recordemos que los eventos seleccionados poseen la partícula trigger cuyo momento transverso es mayor a la partícula asociada, es decir, ($1.2 \text{ GeV}/c < p_{T,a} < p_{T,t}$). La correlación en el ángulo azimutal se calcula a partir de la diferencia angular entre el hadrón trigger, y el asociado, como podemos ver en la figura 5.1,

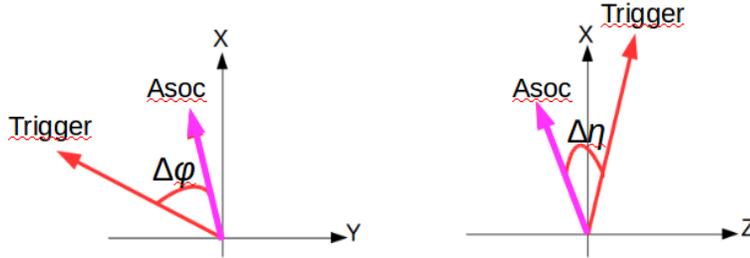


Figura 1: Representación de las correlaciones dihadrónicas en la variable del ángulo azimutal ϕ , y la variable de pseudorapidez η .

$$\Delta\phi = \phi_{trigger} - \phi_{asoc} \quad (1)$$

... y de la misma forma tenemos la correlación en la variable pseudorapidez,

$$\Delta\eta = \eta_{trigger} - \eta_{asoc} \quad (2)$$

Capítulo 1

Breve introducción al modelo estándar

El Modelo Estándar de la física de partículas elementales, ver figura 1.1, no es propiamente un modelo, es una teoría. Es la teoría matemática que describe la interacción débil, electromagnética, y fuerte entre quarks, y leptones.

Por ejemplo, según Gordon Kane (2003), un físico teórico de la Universidad de Michigan:

- ... el Modelo Estándar es, en la historia, la más sofisticada teoría matemática sobre la naturaleza. A pesar de la palabra “modelo” en su nombre, el Modelo Estándar es una teoría comprensiva que identifica las partículas básicas, y especifica cómo interactúan entre sí. Todo lo que pasa en nuestro mundo (excepto los efectos de la gravedad) es resultado de las partículas del Modelo Estándar interactuando de acuerdo con sus reglas, y ecuaciones [18].

El físico Paul Dirac estableció en 1931 que para toda partícula elemental tenía que existir una antipartícula, con idénticas propiedades pero con carga opuesta; concretamente, debía existir un anti-electrón. Puesto que no se conocía dicha partícula, Dirac pensó que tal vez el anti-electrón fuera el protón, a pesar de que no cuadraba el que los valores de sus masas fueran tan diferentes. No se atrevía a asegurar la existencia de una partícula que nunca nadie había visto, aunque pocos años después, dicha partícula fue identificada, y denominada positrón. Ante ese descubrimiento, Dirac dijo: “¡mi ecuación es más inteligente que su inventor!”.

En la siguiente tabla 1.1 se ordenan las fuerzas en orden decreciente según su intensidad, y normalizando a 1, la intensidad de la fuerza nuclear fuerte: En la balanza de la física de partículas, la fuerza gravitacional es insignificante. El Modelo Estándar, excluye de la consideración al campo gravitatorio. Los cuantos del campo de la interacción electromagnética entre fermiones cargados eléctricamente son los fotones sin masa. Los cuantos del campo de la interacción débil entre los fermiones son los bosones cargados W^+ , W^- , y el bosón Z^0 , descubierto en el CERN en 1983. Desde luego ellos masivos. Por el principio de incertidumbre de Paulí, una partícula de masa M puede existir como parte de un estado intermedio durante un tiempo h/Mc^2 , y en este tiempo la partícula puede viajar una distancia no mayor de $hcMc^{-1}$, ya que, $M_W \approx 80GeVc^{-2}$, y $M_Z \approx 90GeVc^{-2}$, la interacción débil es de corto alcance, y tiene un alcance de $\approx 10^{-3}$ fm ¹

¹Un Fermi es equivalente a un femtómetro, y es la unidad de medición de longitud más vieja del Sistema

Tabla 1.1: normalizando a “1”, la intensidad de la fuerza nuclear fuerte, se ordenan las fuerzas en orden decreciente según su intensidad; donde el mediador de la fuerza actúa como portador de la interacción fundamental en consideración. Más específicamente los mediadores son los bosones de norma de la teoría de campos que describe esa interacción.

FUERZA	INTENSIDAD	TEORÍA	MEDIADOR	ALCANCE
FUERTE	1	CROMODINÁMICA CUÁNTICA	GLUÓN	$10^{-18}m$
ELECTROMAGNÉTICA	10^{-2}	ELECTRODINÁMICA	FOTÓN	∞
DÉBIL	10^{-6}	TEORÍA GWS	W Y Z	$10^{-15}m$
GRAVITATORIA	10^{-43}	RELATIVIDAD GENERAL	GRAVITÓN	∞

Las tres generaciones de la materia				Fuerzas
	I	II	III	
Masa	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
Carga	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Nombre	u arriba	c encanto	t cima	γ fotón <small>(electromagnético)</small>
Quarks	4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ d abajo	104 MeV $-\frac{1}{3}$ s extraño	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ b fondo	0 0 1 g gluón <small>(cromodinámico)</small>
Leptones	<2.2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e electrón neutrino	<0.17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ muón neutrino	<15.5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ tau neutrino	91.2 GeV 0 1 Z bosón Z <small>(fuerza débil)</small>
	0.511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e electrón	105.7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ muón	1.777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ tau	80.4 GeV ± 1 1 W bosón W <small>(fuerza débil)</small>
				Bosones

Figura 1.1: Esquema de partículas elementales, con las familias o generaciones de leptones, y quarks (que son fermiones) dadas en las primeras tres columnas, y las partículas mediadoras de fuerzas (que son bosones) dadas en la cuarta columna. La masa de un electrón es 0.5 MeV (aquí se toma $c=1$), $1 \text{ MeV} = 1000000 \text{ eV}$, y $1 \text{ GeV} = 1000 \text{ MeV}$. La carga eléctrica, y el nombre de cada partícula están incluidos. El “espín” es una propiedad cuántica de las partículas que no hemos mencionado. En esta tabla sólo falta el bosón de Higgs. La materia que incluye al ser humano está hecha de la 1ª generación.

De acuerdo con el Modelo Estándar leptones, y quarks son partículas verdaderamente elementales, en el sentido de que no son el resultado de otras estructuras. Las partículas que tienen una estructura interna se llaman hadrones, y están constituidas por quarks: bariones cuando están formadas por tres quarks o tres antiquarks, o mesones cuando están constituidas por un quark, y un antiquark,². Sheldon Glashow, Abdus Salam, y Steven Weinberg recibieron el Premio Nobel de Física de 1979 por sus contribuciones a la unificación de la interacción débil, y electromagnética entre las partículas elementales. Además, la fuerza fuerte une neutrones, y protones para crear núcleos atómicos. La mayor parte de la masa de un protón o neutrón común es el resultado de la energía del campo de fuerza fuerte; Los quarks individuales proporcionan sólo alrededor del 1 por ciento de la masa de un protón. Las propiedades de todas las partículas subatómicas conocidas se publican, cada dos años por el Particle Data Group [19]. Según dice el *modelo quark*, que los hadrones están compuestos por los *quarks*, **u** (arriba), **d** (abajo), **s**, (extraño); **c**, (encanto); **b**, (belleza); y **t**, (top), y los antiquarks correspondientes. Cada uno de estos quarks transporta un número cuántico característico, denominado sabor. Los quarks se suponen fermiones (espín = $\hbar/2$), pero con una carga igual a una fracción de la carga del electrón ($q = 2e/3$ o $-e/3$). Los números cuánticos (*espín, sabor, paridad, y carga*) de la mayor parte de los hadrones conocidos se pueden explicar mediante este modelo. Resumiendo, según el Modelo Estándar, la gran cantidad de partículas elementales hasta hoy detectadas en colisionadores de partículas o en rayos cósmicos, puede ser agrupada en leptones, quarks, y hadrones. Pero, como se dijo al principio, el Modelo Estándar es una teoría comprensiva que identifica a las partículas básicas, y especifica cómo interactúan éstas.

Internacional de unidades, en honor al físico italiano Enrico Fermi (nació: 29 de Septiembre 1901; acaecido: 28 de noviembre de 1954), ya que es una escala de longitud típica de física nuclear. Un femtómetro es una unidad de medida métrica derivada de la longitud. El prefijo femto: es una unidad métrica que significa una cuadrillonésima, o un (1) con catorce (14) ceros, es decir 0.000,000,000,000,001 o 1×10^{-15} . Eso hace que un femtometro (uno de Fermi) sea igual a una mil billonésima partes de un metro.

²Antiquark es la antipartícula del quark

Capítulo 2

Modelo de Partones

El *partón* era una partícula fundamental hipotética considerada, en el “modelo de partón” de las interacciones fuertes, como un componente del hadrón. En los años 1970, la cromodinámica cuántica (QCD) demostró que los hadrones están compuestos de quarks. Los experimentos habían revelado que los protones, y neutrones se comportaban como si estuvieran compuestos de “partes”, y se consideró que estas partes podrían ser los llamados partones, partícula hipotética estable. El modelo constituyente que abrió el camino para una interpretación dinámica simple de los resultados inelásticos profundos fue el modelo ideal para la aplicación a partones de *Richard Feynman* [20], quien fue el que desarrolló este modelo para describir las interacciones hadrón-hadrón, donde los constituyentes de un hadrón interactúan con los del otro.

La sección eficaz del proceso $\sigma(pp \rightarrow X)$ se puede calcular, en primera aproximación, tomando los protones como partículas de Dirac (i.e. puntuales). Si la colisión ocurre a muy bajas energías, este cálculo arroja una aproximación muy buena. Experimentalmente, en dispersiones elásticas de electrones, y protones, se ha encontrado que estos cálculos discrepan considerablemente a medida que aumenta la energía de centro de masa. Esto se puede explicar en términos de un protón con estructura. Dependiendo del rango de energías del centro de masa de la dispersión, existen modelos que permiten calcular la sección eficaz suponiendo un vértice más complicado que el de un protón de Dirac el cual tiene una estructura compuesta [21]. A bajas energías, la dispersión ($p - p$) es necesariamente elástica. A más altas energías los procesos inelásticos son los que gobiernan el estado de plasma de quarks-gluones [22]. En este caso la conservación de energía no impone ninguna restricción sobre los factores de forma involucrados en el vértice. Se encuentra de esta manera las funciones de estructura del protón W_1 y W_2 , que dependen de dos escalares de Lorentz independientes q^2 , el momento transferido al cuadrado, y $x \equiv -q^2/(2q \times p)$, donde p es el momento del protón incidente. Esto solo es válido si el momento intercambiado en el vértice (q) no es muy grande. En caso contrario es necesario considerar que el campo de gauge interactúa solo con uno de los constituyentes del protón. Este modelo es conocido como Modelo Partónico. El modelo partónico es aplicable a cualquier sección eficaz hadrónica que involucre una gran transferencia de momento. Históricamente, su desarrollo fue una respuesta al observar escalamiento de Bjorken [23]. Se asume que cualquier hadron observado físicamente esta constituido por partículas llamadas partones (quarks, y gluones) que no interactúan entre si. En este modelo, la sección eficaz es la suma incoherente de las dispersiones

de partículas puntuales [24]. De esta manera $\sigma(pp \rightarrow X)$ es:

$$\sigma(pp \rightarrow X) = \sum_{q_i, q_j} \int_0^1 dx dx' \sigma(q_i q_j \rightarrow X) f_i(x) f_j(x'), \quad (2.1)$$

donde la suma es sobre los partones constituyentes de cada protón (q_i, q_j) , $\sigma(q_i q_j \rightarrow X)$ es la sección eficaz en la aproximación de Born para el proceso $(q_i q_j \rightarrow X)$ y $f_{(i)(j)}(x)$ son las llamadas funciones de distribución partónicas del quark i(j) en el protón. La magia del modelo partónico es que no es necesario solucionar el problema de la estructura del hadarón. En cambio, la información requerida esta disponible en los experimentos [25]. Los resultados experimentales de la *dispersión inelástica profunda*, confirman la existencia de partículas cargadas más fundamentales, y de espín $\hbar/2$ en el interior de los hadrones. Estas partículas observadas experimentalmente se denominaron partones, y que se identificaron como partículas “básicas” de una teoría subyacente de campo que en ese entonces no era especificada, y que ahora sabemos que pertenece a las interacciones de escala corta o de la fuerza fuerte. También aplicó este modelo a la dispersión inelástica profunda del electrón después, que él había visto los resultados tempranos que iban a ser presentados más adelante en la *décimocuarta conferencia internacional* de física de altas energías, en Viena, a finales del verano de 1968. El modelo partónico tuvo como base de suponer que los constituyentes eran como pequeños puntos, y esta idea automáticamente dió un tremendo giro, y adquirió un comportamiento de escala de *Bjorken* [26].

1

¹Una función de distribución de partón dentro de la denominada factorización colineal se define como la densidad de probabilidad para encontrar una partícula con una determinada fracción de momento longitudinal “ x ” en la escala de resolución Q^2 .

Capítulo 3

Producción de hadrones

3.1. Colisión entre Protones

Las colisiones entre protones son más complejas que aquellas entre partículas fundamentales, esto se debe a que el protón tiene una estructura interna por lo cual una colisión da lugar a un gran número de interacciones. Una desventaja de este tipo de colisiones, respecto a las colisiones de electrón-positrón, es que habrá una mayor producción de partículas, y más procesos involucrados, en consecuencia los datos contienen más señales consideradas como ruido según el estudio que se vaya a realizar. Los protones están conformados por quarks, así que la fuerza fuerte está involucrada, ésta tiene dos características peculiares: aumenta cuando la distancia es más pequeña, y por otro lado en las reacciones muy energéticas los quarks, y gluones interactúan débilmente. En los procesos de dispersión donde está involucrado la QCD, por ejemplo, las interacciones entre protones, a menudo se clasifican en suaves, y duras siendo los jets la característica principal de estas últimas. La componente suave o de larga distancia está en el régimen no perturbativo, por ejemplo las funciones de distribución partónica, (PDF's), y de fragmentación; la componente dura o de corta distancia es perturbativa. Existen dos formas de explicar la producción de partículas, por un lado están los decaimientos en cadena, y los modelos de cascada partónica, los primeros explican los procesos suaves mientras que los últimos los procesos duros [27], y son estos los que a continuación abordaremos.

3.2. Cascada Partónica

Los partones involucrados en procesos duros, son acelerados muy violentamente debido a las grandes transferencias de momento. Ahora bien, en analogía a la electrodinámica cuántica; cuando partículas cargadas son aceleradas, éstas radían, es decir, emiten fotones, los partones al ser acelerados emitirán radiación en forma de *gluones*. Pero hay una diferencia respecto a QED, los gluones por sí mismos poseen carga de color, y esto provoca autointeracciones por lo cual se generan aún más gluones, ocasionando una cascada de partones. En una colisión de protones, estos se ven como una cascada de partones, i.e. una nube de quarks con gluones, éstos quarks, y gluones se atraviesan al chocar, y dan lugar a múltiples dispersiones duras entre los partones así como a la radiación de gluones que ya se ha mencionado antes. Al inicio estos partones forman parte de un ensamble que es determinado por las funciones de distribución partónicas.

Este modelo no funciona a energías bajas, donde los partones se transfieren un bajo momento, y no es posible utilizar métodos perturbativos [28].

3.3. El modelo de Lund: función de fragmentación

El contexto físico en el que se formuló el modelo de Lund, fueron las interacciones ($e^+ + e^-$) $\rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q}$ en las cuales tanto el sabor como las distribuciones de momento del quark, y del antiquark vienen dados por la electrodinámica cuántica (QED), y la teoría electrodébil mientras que el contenido en color, y la interacción de los quarks [29] mediante el intercambio de gluones ¹ está regido por las leyes de cromodinámica cuántica (QCD). En el centro de masas de la colisión, el quark, y el antiquark dispersados, abandonan la región de interacción en direcciones opuestas, formando un cierto ángulo con la dirección de los haces incidentes. En los modelos de fragmentación, el campo de fuerzas de color que se crea entre el par $q\bar{q}$ [30], [31] se rompe dando lugar a nuevos pares $q\bar{q}$. El proceso es recursivo, de forma que los pares creados se recombinan para dar lugar a los hadrones. El proceso de fragmentación acaba cuando toda la energía, y momento disponibles se han agotado en la creación de hadrones, ver figura 3.1. Las interacciones, a muy alta energía, que ocurren entre partículas elementales se pueden distinguir experimentalmente por sus formas de interactuar en la región asintótica y, en principio hay dos; la de fragmentación de cuerdas y, la de hadronización ² Esta última, describe el comportamiento y, desarrollo por el cual los quarks, y gluones producidos en procesos duros forman a los hadrones que se observan en el estado final. Este es un proceso intrínsecamente perturbativo. Después de que la lluvia de partículas ha finalizado, quedan partículas, y sus virtuales, en orden de la escala de corte (i.e., cuán lejos están las partículas virtuales de la “cascara”. Desde este momento, el partón tiene un momento bajo, con lo cual se encuentra en el régimen de las “long-range correlations” en el que los efectos no perturbativos se vuelven importantes. El esquema de fragmentación, que pasamos a describir, conocido como *modelo de lund* intenta hacer una descripción completa de la región de fragmentación tanto en la zona perturbativa como en la no perturbativa. En el esquema de fragmentación, el potencial que describe las fuerzas entre un quark y, un antiquark a largas distancias crece aproximadamente de forma lineal con la distancia entre ellos. A este campo de fuerzas se le trata como una cuerda unidimensional haciendo las siguientes suposiciones dinámicas.

- Se considera que los partones $q\bar{q}$ interactúan vía un campo de fuerzas constante con una energía del campo por unidad de longitud igual a K . Fenomenológicamente la constante que determina la tensión de la cuerda es $K \approx 1 \text{ GeV fm}^{-1}$.
- Es posible formar pares $q\bar{q}$ en el campo, pero sólo de forma tal que la energía, momento, y todos los números cuánticos internos se conserven. Un par $q\bar{q}$ sin masa, con momento cero, puede producirse en cualquier punto del campo con probabilidad constante por unidad de longitud.

Para la primera suposición podemos entender que una cuerda de color se forma entre el quark, y los restos del blanco (nucleón). De hecho, una cinemática muy simple nos muestra que la longitud máxima posible de la cuerda en el marco de reposo del núcleo es, $L_{max}m/k$

¹La interacción entre quarks es mediada por un bosón de norma llamado gluón, es neutro, y no tiene masa, al igual que el fotón en la electrodinámica cuántica.

²La hadronización es el proceso de formación de hadrones a partir de quarks, y gluones.

Esta constante, también llamada constante de la cuerda, se conoce que tiene un valor de $k \approx 1\text{GeV}/fm \approx 0.2\text{GeV}^2$.

donde m es la masa de los restos del nucleón blanco (por ejemplo, un diquark) unido al extremo menor de la cuerda. Podemos pensar que los restos del nucleón son probablemente más ligeros que el nucleón, i.e., $L_{max} < 1 fm$.

Sin embargo conforme se desarrolla la cascada de fragmentación, y su conversión en hadrones, decrece la energía disponible, y consecuentemente el momento transferido de la reacción también decrece, llegando a un régimen de energía en el que ya no son aplicables los cálculos perturbativos, y se hace necesario el uso de métodos fenomenológicos. Una forma en la que los hadrones son producidos a partir de partones puede ser descrita en términos de *funciones de fragmentación*:

$$D_q^h(z) \quad (3.1)$$

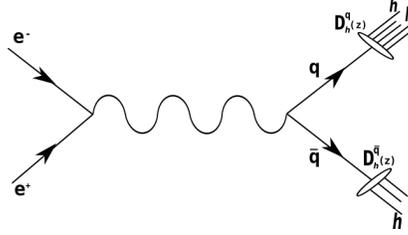


Figura 3.1: Esquema de la producción de hadrones h a partir de la fragmentación de los partones q , y \bar{q} generados en colisiones $(e^+ + e^-)$.

La función de fragmentación $D_q^h(z)$ describe la probabilidad de que el hadrón h sea producido con una fracción de energía z del partón inicial q , es decir, $z \equiv E_h/E_q$. Además está sujeta a la conservación de probabilidad, y momento

$$\sum_h \int_0^1 D_q^h(z) dz = 1 \quad (3.2)$$

la cual nos indica que la suma del valor esperado de la energía de todos los hadrones es la energía del partón inicial. La expresión anterior también es válida para $D_{\bar{q}}^h(z)$, y la cantidad n_h es la totalidad de hadrones h producidos a partir de todos los partones, y anti-partones, q , \bar{q} , y queda determinada por la suma de las probabilidades sobre todos los sabores de los quarks,

$$\sum_q \int_{z_{min}}^1 [D_q^h(z) + D_{\bar{q}}^h(z)] dz = n_h, \quad (3.3)$$

donde $z_{min} = 2m_h/Q$ es el umbral de energía para producir al hadrón con masa m_h , en una colisión con energía \sqrt{Q} en el centro de masa.

La forma exacta de las funciones de fragmentación son obtenidas de manera fenomenológica basados en los datos reales, en consecuencia, existen una gran variedad de esas funciones, las cuales se han desarrollado para expresar la producción de sabores ligeros, y pesados. Dos ejemplos de funciones de fragmentación son:

- La parametrización Field-Feynman [32].

$$D(z) = 1 - a + 3a(1 - z)^2, \quad (3.4)$$

donde el valor de a , se ajusta a los valores experimentales.

- La fórmula de Peterson et al./SLAC, [33],[34] para la fragmentación de sabores pesados,

$$D(z) = \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_Q}{1-z})^2}, \quad (3.5)$$

donde ε_Q es un parámetro libre, asociado a la razón entre las masas de los quarks ligeros o pesados.

Una manera simple para el estudio de las interacciones entre dos quarks $q\bar{q}$ es mediante el movimiento clásico de dos partículas sin masa que interactúan mediante una fuerza constante k en el espacio-tiempo, $x-t$.

3.3.1. Producción de Mesones

El modelo de cuerdas de Lund trata de forma sencilla la producción de mesones, donde considera que el quark, y el antiquark que forman al mesón se encuentran unidos por una cuerda que representa al campo de color. La primera parte del modelo es la descripción del rompimiento de una cuerda recta, y por segundo asume que los gluones se comportan como excitaciones transversas en la cuerda las cuales no influyen en la composición de los quarks en el hadrón. Consideremos un sistema que puede contener originalmente un par $q_0\bar{q}_0$ moviéndose en direcciones opuestas con gran energía. Después de un tiempo el sistema se romperá en dos partes por la producción de un par $q_1\bar{q}_1$ en el punto (x_1, t_1) del espacio-tiempo. En un tiempo después, otro par $q_2\bar{q}_2$ será producido en (x_2, t_2) . Los pares $q\bar{q}$ pueden ser producidos dando subsistemas $q_i\bar{q}_j$ los cuales formarán hadrones. La energía del hadrón $q_1\bar{q}_2$ es $k(x_2 - x_1)$, y su momento es $k(t_2 - t_1)$. Por lo que para obtener el hadrón correcto de masa m , el punto (x_2, t_2) debe estar sobre una hipérbola en el plano $x_2 - t_2$ dada por:

$$(x_2 - x_1)^2 - (t_2 - t_1)^2 = \frac{m^2}{k^2} \quad (3.6)$$

que puede ser parametrizada de acuerdo a

$$(x_2 - x_1, t_2 - t_1) = \frac{m}{k}(\cosh y, \sinh y) \quad (3.7)$$

aquí m/k es la distancia máxima entre q_1 , y \bar{q}_2 en el sistema relativo de $q_1\bar{q}_2$, y la variable y puede ser identificado como la rapidez del hadrón en el sistema original. El que los mesones se produzcan en una hipérbola significa que en promedio son igualmente distribuidos en rapidez. Es necesario mencionar que este modelo contiene un estricto orden de los hadrones en sabor³. expresados por ejemplo por el concepto de rango. En este caso, $q_0\bar{q}_1$ sería una partícula de primer rango, $q_1\bar{q}_2$ de segundo rango, y $q_{i-1}\bar{q}_i$ de i -ésimo rango. Dos hadrones adyacentes en

³partícula fundamental tiene un atributo llamado "sabor" que sólo se modifica por la interacción débil cargada. Existen 6 sabores para los quarks, y 6 para los leptones. Las interacciones débiles neutras, con un bosón Z , no alteran el sabor

el rango siempre comparten un par $q\bar{q}$. Sin embargo, este orden no necesita coincidir en la ordenanza en el espacio de rapidez. También dentro de la producción del par $q\bar{q}$, puede ser considerado la supresión de quarks extraños comparados con los quarks más ligeros u , y d a través de un efecto túnel. Para más detalle se puede consultar la referencia [35]

Aunque si bien se habla de la masa de los quarks en el mismo sentido que la masa de cualquier otra partícula, la noción de masa para un quark es complicada por el hecho que los quarks no pueden encontrarse solos en la naturaleza, por lo general, siempre se encuentran acompañados por un gluón, y como resultado, la noción de la masa de un quark es una construcción teórica que tiene sentido. Ahora bien, los quarks se separan el uno del otro a lo largo de una recta de forma que en un tiempo Δt se crea una cuerda de longitud $2c\Delta t$, y energía almacenada $E(t) = 2Kc\Delta t$. Los quarks, y antiquarks van perdiendo su energía cinética conforme se crea la cuerda, y cuando $E(t)$ excede la energía de centro de masas disponible del sistema $q\bar{q}$, estos invierten sus direcciones acercándose el uno al otro. Este modelo se le conoce como el modelo de Yo-Yo, por ir alejándose y acercándose en un juego donde gana el hadrón (mesón) resultante. Es un movimiento periódico en el plano $x-t$ ver figura 3.2.

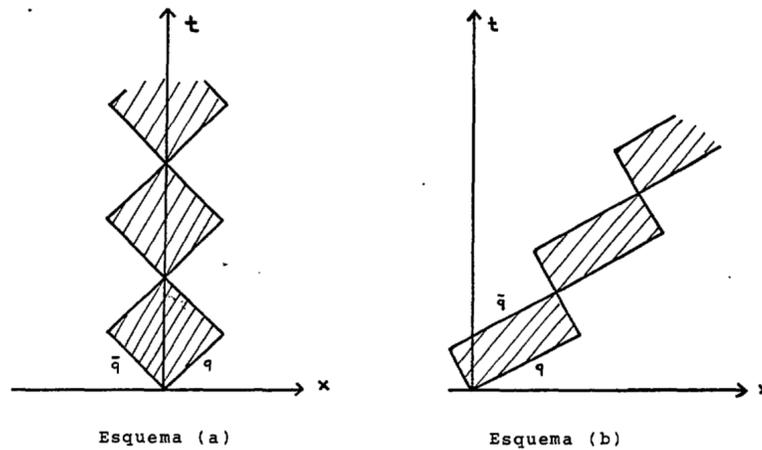


Figura 3.2: Si se aplica una transformación de Lorentz de velocidad v , paralela a la longitud de la cuerda, esquema (b), la distancia mínima entre los quarks se contrae en un valor $L_\gamma(1-v) = Le^{-y}$ (siendo L la distancia máxima e^y la diferencia de rapidez entre los dos sistemas Lorentz), mientras que la superficie subtendida en el plano $x-t$ permanece inalterada ya que la cinemática que describe el movimiento de la cuerda es invariante longitudinal.

3.3.2. Producción de Bariones

La producción de bariones es un proceso un tanto más complejo a la producción de mesones. Dentro del modelo de cuerdas se encuentra el mecanismo de Diquark que da una posible explicación a la formación de estos hadrones. La manera más simple de producir bariones es análoga a la de los mesones donde la cuerda se rompe dando paso a la producción de un par diquark-antidiquark. El par se combina con el par original quark-antiquark, convirtiéndose en los constituyentes del barión, y antibarión, ver figura 3.3. Esta configuración de producción es de la forma barión-antibarión ($B\bar{B}$) [36]. Las correlaciones del momento transversal de datos

experimentales indican que ocasionalmente uno o más mesones pueden ser producidos en medio del barión, y antibarión a lo largo de la cuerda, idea que se desarrolla en el modelo *Popcorn*. El modelo asume que existe un campo de color, por ejemplo, $q(r)\bar{q}(\bar{r})$. La cuerda se rompe, y puede crearse un par $q_1(r)\bar{q}_1(\bar{r})$ que retrocede por la tensión de la cuerda. Los pares se pueden agrupar de la siguiente manera: $q(r)\bar{q}_1(\bar{r})$, y $q_1(\bar{r})\bar{q}(\bar{r})$. De igual forma, se puede producir un par $q_1(g)\bar{q}_1(\bar{g})$ ⁴ como una fluctuación virtual, agrupándose de la siguiente manera: $q(r)\bar{q}_1(\bar{g})$, y $q_1(g)\bar{q}(\bar{r})$. En cualquier caso, hay una fuerza neta nula entre el quark, y el anti-quark creados, es decir, no hay campo de color activo. Si por el contrario los pares se agrupan como $q(r)q_1(g)$, y $\bar{q}_1(\bar{g})\bar{q}(\bar{r})$ (con el estado de color $b=r+g$), existe ahora una interacción de color entre ellos, por lo que adicionalmente se puede crear un par $q_2(b)\bar{q}_2(\bar{b})$ dando como resultado final los estados $q(r)q_1(g)q_2(b)$, y $\bar{q}_2(\bar{b})\bar{q}_1(\bar{g})\bar{q}(\bar{r})$. Se observa que se recupera la configuración $B\bar{B}$. En algunas ocasiones, varios pares de color $b\bar{b}$ pueden producirse en medio del par $q_1(g)\bar{q}_1(\bar{g})$, con dos vértices de producción $q_2(b)\bar{q}_2(\bar{b})$, y $q_3(b)\bar{q}_3(\bar{b})$. A partir de estos pares un mesón central puede ser formado por $q_2(b)\bar{q}_3(\bar{b})$. En este proceso se obtiene la configuración final barión-mesón-antibarión ($BM\bar{B}$). También existe la posibilidad de haber más producciones sucesivas de pares de quark-antiquark, con configuraciones finales de $BMM\bar{B}$, $BMMM\bar{B}$. Sin embargo hay restricciones, ya que la producción de un mesón (con masa m) en medio del barión, y el antibarión está restringido por la conservación de la energía de la cuerda. Es por esto que se obtiene una fuerte supresión para masas m grandes, y la probabilidad de tener más de un mesón disminuye.

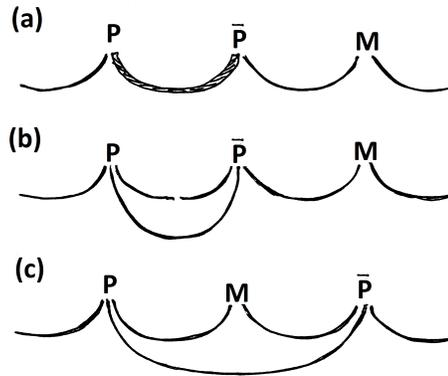


Figura 3.3: Representación de los mecanismos de producción a través del rompimiento de la cuerda. a) Mecanismo de Diquark. b) Mecanismo de Popcorn con la configuración $B\bar{B}$. c) Mecanismo de Popcorn simple con la configuración $BM\bar{B}$.

⁴Las letras (g,b,r) representan los colores verde, azul, y rojo, respectivamente.

Capítulo 4

Generadores de eventos

4.1. Método Monte Carlo

El método Monte Carlo [37] es un método numérico que permite resolver problemas físicos, y matemáticos mediante la simulación de variables aleatorias. Lo vamos a considerar aquí desde un punto de vista didáctico para resolver un problema del que conocemos tanto su solución analítica como numérica.¹ Gracias al avance tecnológico en el poder de procesamiento de los núcleos de computadores, los cálculos *Monte Carlo* que en otro tiempo hubieran sido inconcebibles, hoy en día se presentan como asequibles para la resolución de muchos problemas. En estos métodos el error $\approx 1/\sqrt{N}$, donde N es el número de pruebas, y por tanto, ganar una cifra decimal en la precisión implica aumentar N en 100 veces así la base es la generación de números aleatorios de los que nos servimos para calcular probabilidades. Por lo tanto el fundamento del método de *Monte Carlo* es la generación de los números aleatorios.

4.2. Introducción al Generador AMPT

Para abordar la dinámica de muchos cuerpos en desequilibrio, se ha desarrollado un modelo de transporte multifásico “A Multi-Phase Transport (AMPT) Model”, que usa los métodos Monte Carlo para simular las colisiones de iones pesados a energías relativistas [38], [39] que incluye las interacciones hadrónicas iniciales partónicas como las finales, y la transición entre estas dos fases de la materia. Tiene como objetivo proporcionar una descripción cinética de todas las etapas esenciales de las colisiones de iones pesados.

La colisión de iones pesados a energías relativistas hace posible someter la materia nuclear a la condición más extrema de compresión, llevando a las densidades de energía que pueden exceder para producir un plasma de quarks, y de gluones (QGP), desconfiados, que pudo haber sido creado durante el primer microsegundo después del Big Bang. Experimentos en el *Relativistic Heavy Ion Collider, (RHIC)*, que se encuentra en el *Brookhaven National Laboratory, BNL, New York, United States*, con una energía de centro de masa hasta $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en el las colisiones Au + Au han proporcionado la oportunidad de estudiar las propiedades de este

¹El método Monte carlo fue bautizado así por su clara analogía con los juegos de ruleta de los casinos, el más célebre de los cuales es el de Monte Carlo, casino cuya construcción fue propuesta en 1856 por el príncipe Carlos III de Mónaco, siendo inaugurado en 1861.

llamado plasma de *quark, gluón*. Recientemente *The Large Hadron Collider* (LHC), permite crear este plasma en colisiones Pb + Pb a una energía de centro de masas de $\sqrt{s_{NN}} = 5.0$ TeV, y que tiene una temperatura aún más alta, y un potencial químico neto de barión casi nulo. Se han medido muchos observables en el RHIC, tales como la distribución de la rapidez de partículas, y sus distribuciones de momento transversal también la dependencia de centralidad de estos observables, y los flujos elípticos de partículas desconfiadas así como las correlaciones de dos partículas idénticas, y no idénticas. Para entender esta gran variedad de resultados experimentales, se han introducido muchos modelos teóricos. Van desde los modelos térmicos [40] basados en el supuesto del equilibrio térmico, y químico globales, a modelos hidrodinámicos [41] basados únicamente en la suposición del equilibrio térmico local, modelos de transporte [42],[43], que tratan la dinámica del desequilibrio en forma explícita. Los modelos térmicos han sido muy exitosos al tomar en cuenta el rendimiento de varias partículas, y sus relaciones, mientras que los modelos hidrodinámicos son particularmente útiles para comprender el comportamiento colectivo de partículas de bajo momento transversal, como el flujo elíptico [44],[45]. Dado que los modelos de transporte tratan la congelación térmica, y química de forma dinámica, también son herramientas naturales, y potentes para estudiar la interferometría Hanbury-Brown-Twiss de los hadrones. Para los procesos duros que implican una gran transferencia de momento, se han utilizado enfoques basados en la cromodinámica cuántica perturbativa (pQCD) utilizando las funciones de distribución de partones en los núcleos colisionados [46]. Otro modelo, es el modelo de cascada de partones (Zhang) [47], que con la distribución inelástica profunda dada por las funciones de estructura de la distribución partónica, junto también, con el proceso de *Drell-Yan*, y la producción directa de fotones [48], asume, este modelo, que los hadrones consisten completamente de partones. Combinando el modelo de partones, y el modelo de cuerdas de *Lund* [49], permiten simular colisiones nucleares. En este modelo, que incorpora la dinámica del quark y antiquark las cuales están asociadas a los movimientos dinámicos correspondientes a los puntos iniciales, y finales que son interrelacionados a través de trayectorias partónicas las cuales forman un conjunto de una combinación lineal quedan lugar a las funciones de distribución partónica. La interacción entre un partón-cuerda, y otro partón-cuerda es descrito por una dispersión partón-partón, y un intercambio partónico. Utilizado un enfoque basado en la Cromodinámica Cuántica Perturbativa (pQCD) a las funciones de distribución partónicas en procesos duros implica una transferencia grande de momento en núcleos colisionados [50],[51]. Se ha desarrollado la teoría clásica *Yang-Mills* para abordar la evolución de las funciones de distribución de partones en núcleos a energías ultrarelativistas [52], y también se utiliza para estudiar la distribución de la rapidez del hadrón, y su dependencia con la centralidad en RHIC [53]. Estos problemas de estado final de partones también se han estudiado en pQCD basado en un modelo de saturación [54]. Aunque los estudios basados en el pQCD [55], han demostrado que la termalización podría lograrse en colisiones de núcleos muy grandes y/o con una energía extremadamente alta. La materia densa creada en colisiones de iones pesados en RHIC puede, sin embargo, no lograr un completo equilibrio térmico o químico como resultado de su volumen finito, y energía. El modelo AMPT está construido para describir las colisiones nucleares que van desde los sistemas p + A hasta A + A a energías de centro de masa $\sqrt{s_{NN}} = (5.0 \text{ a } 5.500)$ GeV para el LHC, donde las cuerdas, y los minijets dominan la producción de la energía inicial, y los efectos de las interacciones del estado final, son muy importantes. Para las condiciones iniciales, el modelo AMPT utiliza a los partones duros de los minijet, y las cuerdas suaves de la interacción del jet de los iones pesados del modelo (HIJING). La cascada de partones de Zhang (ZPC) entonces es utilizado para describir las dispersiones entre partones, a las que le sigue un proceso de hadronización basado en la fragmentación de cuerdas de Lund o por un

modelo de coalescencia (string melting) de quarks. Este último se introduce al modelo AMPT extendido con fusión de cuerdas en el que los hadrones, que se habrían producido a partir de la fragmentación de cuerdas, se convierten en cambio a sus quarks de valencia, y antiquarks. Las dispersiones entre los hadrones resultantes se describen mediante un modelo de transporte relativista (ART). Con los parámetros, como los de la fragmentación de cuerdas, fijados por los datos experimentales de las colisiones de iones pesados en el sincrotrón superprotón (SPS) del CERN; el modelo AMPT ha sido capaz de describir razonablemente muchas de las observaciones experimentales en RHIC.

4.3. Un transporte de multiples fases: AMPT

El modelo AMPT consta de cuatro componentes principales: condiciones iniciales, interacciones partónicas, la conversión de partones a materia hadrónica, y las interacciones de hadrones. Las condiciones iniciales, que incluyen la distribución espacial, y la cantidad de movimiento de partones MiniJet, y las excitaciones de cuerdas suaves, se obtienen a partir del modelo HIJING [56].

El modelo AMPT utiliza la versión del modelo HIJING 1.383 [57], el cual no incluye las uniones bariónicas [58]. Las dispersiones entre partones son modelados por el “*Zhang Parton Cascade*” (ZPC) [59], que en la actualidad incluye sólo dispersiones de dos cuerpos con sus secciones transversales obtenidas de pQCD con las masas de apantallamiento ². En el modelo de Lund, del generador AMPT, [60], cuando los partones dejan de interactuar entre ellos se recombinan con sus cuerdas padres, y las cuerdas resultantes (cuerdas hijo), son entonces convertidas en hadrones utilizando la fragmentación de cuerdas [62],[63].

En el modelo fusión de cuerdas [64], se utiliza un modelo de coalescencia de quarks para combinar partones, y crear hadrones. La dinámica de la materia hadrónica posteriormente se describe por una cascada hadrónica, que se basa en el modelo *ART* [65], y que se amplió para incluir canales adicionales de reacción. Estos canales incluyen la formación, y desintegración de la resonancia K^* , y la producción de resonancias antibariones, y barión-antibarión de mesones, y sus reacciones inversas de aniquilación. Los resultados finales se obtienen después de las interacciones hadrónicas que son terminadas o finalizadas en un tiempo de corte t_{cut} cuando a los observables se les considera estables, i.e., Cuando estos observables después del corte t_{cut} no afectarán significativamente las interacciones hadrónicas. Hemos notado que en todo tiempo las dispersiones partónicas de dos cuerpos son posibles, y que han podido ser incluídas en el programa ZPC, este algoritmo el cual propaga partones de la dispersión justo en el tiempo en que ocurre la próxima colisión, y es diferente del proceso del tiempo fijo del método que usa el modelo ART.

En las figuras 4.1, y 4.2 se muestra el esquema del modelo de Lund en AMPT [66], y el modelo con fusión de cuerdas [67] en AMPT respectivamente. El código fuente completo del modelo AMPT esta en lenguaje *FORTTRAN77*, y las instrucciones para los usuarios están disponibles en línea en el sitio world wide web OSCAR [68].

²El núcleo del átomo posee una carga positiva, y los electrones poseen una carga negativa, pues bien, existe una atracción entre estas cargas opuestas. Ahora el núcleo del átomo (carga positiva) atrae al último electrón del átomo (carga negativa) pero esta atracción entre el núcleo, y el último electrón se ve perturbada por los electrones que están entre el núcleo, y el último electrón del átomo, este efecto es el apantallamiento, pues los electrones de los niveles intermedios producen una especie de “pantalla” entre el núcleo, y el último electrón, impidiendo una libre atracción

Structure of AMPT v1.xx (Default version)

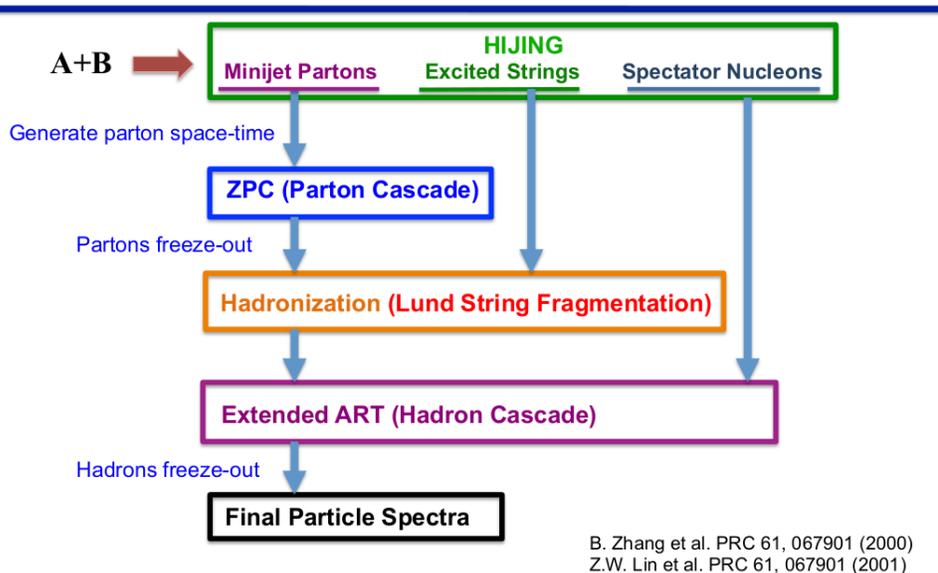


Figura 4.1: Diagrama de AMPT (v.1xx) para la fragmentación de cuerdas de Lund.

Structure of AMPT v2.xx (String Melting version)

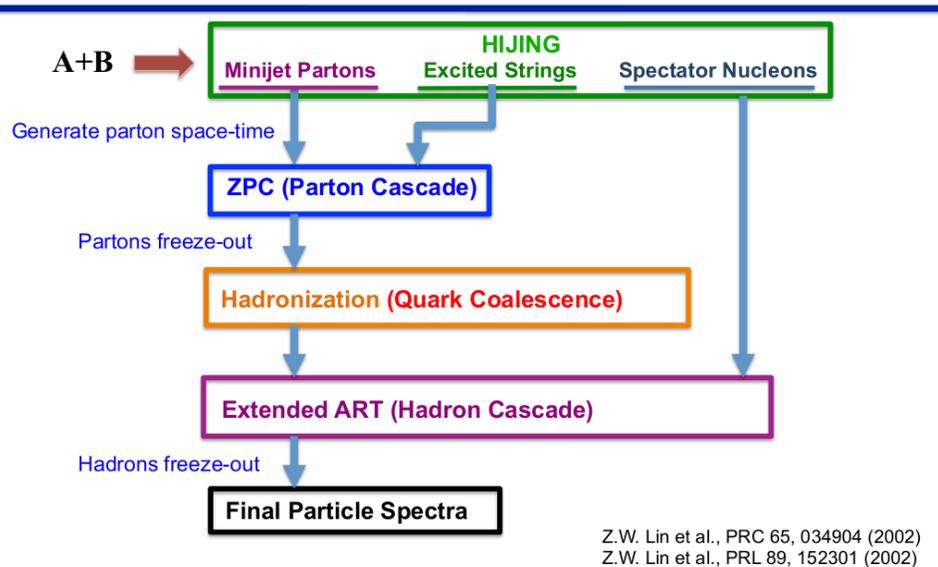


Figura 4.2: Diagrama con string melting del modelo AMPT (v.2xx)

4.4. *Condiciones iniciales para la fragmentación de cuerdas*

En esta sección se presentan los principios en los cuales está basado el modelo de Lund, también llamado *fragmentación de cuerdas*. La hadronización es una componente muy importante en las simulaciones de Monte Carlo ya que una vez que la lluvia o cascada de partones ha terminado, la transferencia de momento entre partones es baja, y entra el régimen de distancias grandes, donde los procesos no perturbativos son predominantes, y esto significa que los procesos suaves estarán presentes. Sin embargo como ya se mencionó, estudiar el comportamiento de los quarks en procesos suaves no es sencillo. Por ahora se tienen dos generadores *AMPT* y *PYTHIA* [69] para predecir este comportamiento cada uno de ellos usa el simulador de colisiones Monte Carlo. Uno de los problemas abiertos en la *física de altas energías* es la hadronización. Luego de la interacción dura, cada partón del estado final comienza a radiar gluones, perdiendo energía. Estos gluones se fragmentan en pares $q\bar{q}$, y gluones adicionales, y así sucesivamente, creando una lluvia de partones, de cada vez más bajo p_T . Esto continúa hasta que la energía es suficientemente baja, y todos los partones se recombinan para formar mesones, y bariones, en lo que se conoce como hadronización. Las bajas transferencias de energía involucradas en el proceso son tales que este no puede ser tratado perturbativamente. La dinámica de esta evolución es absorbida en funciones de fragmentación, que representan la probabilidad de un partón de fragmentar en un determinado hadrón del estado final. Existen diferentes modelos fenomenológicos que intentan explicar la hadronización, entre ellos se encuentran el mecanismo Diquark, Popcorn (simple, avanzado), y dentro del Modelo de Lund [70] el mecanismo Baryon junction [71], Mecanismo de Collins [72], entre otros. En el modelo de Lund en *AMPT*, las condiciones iniciales para colisiones de iones pesados a energías RHIC se obtienen a partir del modelo *HIJING* [73]. En este modelo, los perfiles de la densidad radial de materia hadrónica de los dos núcleos colisionados se consideran que tienen formas tipo *Woods-Saxon* [74], y las dispersiones múltiples entre los nucleones entrantes son tratados con el formalismo eikonal. La producción de partículas de dos núcleos colisionados se describe en términos de una componente dura, y una suave. La componente dura involucra a los procesos en los que la transferencia de momento es mayor que un momento de corte p_0 , y se evalúa por la pQCD usando la función de distribución partónica en un núcleo. Estos procesos duros conducen a la producción de los minijet de partones con grandes energías los cuales son tratados a través del generador “*PYTHIA*”. La componente suave, por otra parte, toma en cuenta los procesos no perturbativos con transferencia de momento por debajo del p_0 , y se modela por la formación de cuerdas. Las cuerdas excitadas se asumen que decaen de forma independiente de acuerdo con el modelo de fragmentación de Lund. De la sección transversal total de la colisión pp , $p\bar{p}$, y de la relación σ_{el}/σ_{tot} en el rango de energía $20 < \sqrt{s} < 1800$ GeV, se ha encontrado que los datos experimentales se pueden comparar con una sección transversal de $\sigma_s(s) = 57$ milibars de nucleón-nucleón a energías muy altas con un corte $p_0 = 2$ GeV/c. La independencia de estos dos parámetros de la colisión para la función de distribución partónica en el nucleón se debe a la función *Duke-Owens* [75]. Se observa en el generador *AMPT* que, el número de colisiones duras en una colisión $A + A$ es escalada como $A^{4/3}$, y que crece rápidamente con la energía de la colisión mientras, que el número de cuerdas apenas es escalada a como “ A ” fue escalada, entonces, la producción de los MiniJet se vuelve más importante conforme la energía de las colisiones de iones pesados aumenta. Debido al efecto nuclear “shadowing”, de la función de distribución los quarks [76], y los gluones [77] son diferentes de la simple superposición de sus distribuciones en el núcleo. Este efecto se ha incluido en el modelo *HIJING* siguiendo la de-

pendencia del parámetro de impacto. El parámetro Q^2 , y el sabor en la función de distribución tienen una parametrización independiente, ver ecuación 4.1:

$$R_A(x, r) \equiv \frac{f_a^A(x, Q^2, r)}{A f_a^N(x, Q^2)} = 1.19 \times (\ln^{(1/6)}) \times A(x^3 - 1.2x^2 + 0.21x) - [\alpha_A(r) - \frac{1.08 \times (A^{(1/3)} - 1)\sqrt{x}}{\ln(A+1)}] \times \exp^{(-x^2/0.01)} \quad (4.1)$$

Esta ecuación 4.1 es la definición para calcular el radio nuclear del nucleón respectivo. donde x [78]^{3 4} es la fracción del momento del cono de luz del parton a , y f_a es la función de distribución partónica. El parámetro de impacto depende del efecto nuclear shadowing, y es controlado por:

$$\alpha_{A(r)} = 0.133 \times (A^{(1/3)} - 1) \times \sqrt{1 - \left(\frac{r^2}{R_A^2}\right)} \quad (4.2)$$

donde r denota la distancia transversa de un nucleón interactuante desde el centro del núcleo con radio $R_A = 1.2A^{(1/3)}$. La ecuación 4.2 es una aproximación para calcular el radio nuclear para valores bajos de “A” con simetría esférica. Hacemos notar que existe un modelo HIJING modificado el cual usa una parametrización para el efecto nuclear shadowing que es también dependiente del sabor. Para tomar en cuenta el efecto del “boost de Lorentz” [79] se a introducido un tiempo de formación para los partones del MiniJet que dependen de su 4-momento [80]. En concreto, en el modelo lund de AMPT el tiempo de formación se toma para cada partón para tener una distribución Lorentziana con una media de ancho de: $t_f = (E/m_T^2)$, donde E , y m_T son la energía, y la masa transversa del partón, respectivamente. Las posiciones iniciales de los partones formados por los minijets son calculados a partir de aquellos núcleos padre usando trayectorias en líneas rectas.

4.4.1. Modelo de fusión de cuerdas

Aunque la parte referente a los partones en el modelo de Lund de AMPT sólo incluye a los minijets del modelo HIJING, y su densidad de energía puede ser muy alta en las colisiones de iones pesados en RHIC. Para modelar el efecto en las regiones de alta densidad de energía [81], se incluye en el modelo AMPT el mecanismo de fusión de cuerdas, es decir, todas las cuerdas excitadas que no sean nucleones proyectil, y target sin ninguna interacción son convertidos a partones de acuerdo con las estructuras de sabor, y de espín de sus quarks de valencia. En particular, un mesón se convierte a un quark, y a un antiquark, mientras que un barión se convierte

³James Daniel, BJ Bjorken (nacido en 1934) es uno de los primeros físicos teóricos del mundo. Ganador del premio de la William Lowell Putnam Mathematical Competition en 1954. Licenciado en ciencias físicas por el MIT en 1956, obtuvo el doctorado en la Universidad de Stanford en 1959. Es profesor emérito del Stanford Linear Accelerator Center, y fue miembro del departamento de Teoría de la Laboratorio Acelerador Nacional Fermi (1979-1989).

⁴Bjorken descubrió lo que se conoce como la escala del cono de luz (o ampliación Bjorken), un fenómeno en la dispersión inelástica profunda de la luz en las partículas de interacción fuerte, conocidas como hadrones (como los protones, y neutrones). Bjorken, y Paschos aplicaron el modelo de partones a la dispersión inelástica profunda de electrones con protones. Posteriormente, con la observación experimental de la invariancia de escala de Bjorken, la validación del modelo de quarks, y la confirmación de la libertad asintótica en cromodinámica cuántica, se identificó los partones con quarks, y gluones.

4.4. CONDICIONES INICIALES PARA LA FRAGMENTACIÓN DE CUERDAS 29

primero a un quark, y un di-quark con pesos de acuerdo a las relaciones del modelo de quarks del SU(6) [82], y luego entonces el di-quark es descompuesto en dos quarks. Las masas de los quarks, y di-quarks son tomados de la misma forma a como lo hace el programa *PYTHIA*, por ejemplo: $m_d = 9.9 MeVc^{-2}$ masa del quark (d) “down”
 $m_s = 199.0 MeVc^{-2}$ masa del quark (s) “strange” ,y
 $m_u = 5.6 MeVc^{-2}$ masa del quark (u) “up”

4.4.2. Cascada de partones.

En el enfoque de transporte, las interacciones entre partones son descritos por ecuaciones de movimiento para sus funciones de distribución de *Wigner* [83] que describen semiclásicamente sus distribuciones de densidad en el espacio de fases. Estas ecuaciones se pueden escribir aproximadamente como las siguientes ecuaciones de *Boltzman*:

$$\begin{aligned}
 & p^\mu \partial_\mu f_a(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \\
 &= \sum_m \sum_{b_1, b_2, \dots, b_m} \int \prod_{i=1}^m \frac{d^3 p_{b_i}}{(2\pi)^3 2E_{b_i}} f_{b_i}(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \\
 &\times \sum_n \sum_{c_1, c_2, \dots, c_n} \int \prod_{j=1}^n \frac{d^3 p_{c_j}}{(2\pi)^3 2E_{c_j}} |M_{m \rightarrow n}|^2 \\
 &\times (2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum_{k=1}^m p_{b_k} - \sum_{l=1}^n p_{c_l} \right) \\
 &\times \left[- \sum_{q=1}^m \delta_{ab_q} \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}_{b_q}) + \sum_{r=1}^n \delta_{ac_r} \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}_{c_r}) \right]
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

En la ecuación anterior, $f_a(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ es la función de distribución partónica de tipo “a” en un tiempo t en el espacio fase, y el elemento $M_{m \rightarrow n}$ denota la matriz de interacción de múltiples partones $m \rightarrow n$. Ahora bien, si se tiene en cuenta sólo las interacciones de dos cuerpos, entonces, estas ecuaciones se reducen a:

$$p^\mu \partial_\mu f_a(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \propto \int \sigma f(\mathbf{x}_1, \mathbf{p}_1, t) f(\mathbf{x}_2, \mathbf{p}_2, t) \tag{4.4}$$

Donde σ es la sección transversal para la dispersión partónica de dos cuerpos, y la integral se evalúa sobre los momentos de los otros tres componentes con el integrando que contiene factores tales como una función δ para la conservación del momento. Las ecuaciones de *Boltzmann* se resuelven usando el modelo *ZPC*, en la cual dos partons sufren una dispersión cada vez que se va aproximando uno con el otro, una distancia más cerca, y menor que $\sqrt{\sigma/\pi}$. En la actualidad, el modelo *ZPC* incluye sólo la dispersión partónica de dos cuerpos tal, y como $gg \rightarrow gg$ son calculadas las secciones transversales a partir de pQCD. Para la dispersión elástica del gluón, la QCD de primer orden, nos da:

$$\frac{d\sigma_{gg}}{dt} = \frac{9\pi\alpha_s^2}{2s^2} \left(3 - \frac{ut}{s^2} - \frac{us}{t^2} - \frac{st}{u^2} \right) \simeq \frac{9\pi\alpha_s^2}{2} \left(\frac{1}{t^2} + \frac{1}{u^2} \right) \tag{4.5}$$

Donde α_s es la constante de acoplamiento fuerte, y \mathbf{s} , \mathbf{t} , y \mathbf{u} son variables estándar de *Mandelstam* [84] para la dispersión elástica de dos partones. La segunda línea de la ecuación

anterior se obtiene manteniendo sólo los términos principales divergentes. Dado que el ángulo de dispersión varía de 0 a $\pi/2$ para las partículas idénticas, una entonces tiene

$$\frac{\sigma_{gg}}{dt} = \frac{9\pi\alpha_s^2}{2t^2} \quad (4.6)$$

recordando, sí el ángulo de dispersión está entre θ , y π . La singularidad en la sección transversal total puede ser regulada por la masa de apantallamiento μ [85] lo que conduce a:

$$\frac{d\sigma_{gg}}{dt} \simeq \frac{9\pi\alpha_s^2}{2(t - \mu^2)^2} \quad (4.7)$$

$$\sigma_{gg} = \frac{9\pi\alpha_s^2}{2\mu^2} \frac{1}{1 + \frac{\mu^2}{s}}. \quad (4.8)$$

Esta masa μ se genera por efectos del medio, y por tanto, está relacionada con la densidad de partones en el espacio fase. Para partones con menor masa en un plasma a temperatura T , su energía promedio de colisión es: $\sqrt{s} \sim \sqrt{18T}$ además, esta masa $\mu < \sqrt{s}$ para $\mu = 3 fm^{-1}$ conduce al requisito de $T > 141$ MeV [86]⁵. Dado que $s > \mu^2$ entonces, μ permanece generalmente caliente, y también esta de acuerdo con la teoría QGP. La siguiente relación simplificada, ecuación 4.9, entre la sección transversal de dispersión elástica del partón total, y la masa de apantallamiento es usada en el ZPC.

$$\sigma_{gg} \approx \frac{9\pi\alpha_s^2}{2\mu^2} \quad (4.9)$$

Un valor de $3 fm^{-1}$ para la masa de apantallamiento μ conduce así a una sección transversal total de aproximadamente 3 mb para la dispersión elástica entre dos gluones. Cambiando el valor de la masa μ , se pueden obtener diferentes secciones transversales. Esta sección transversal de 3 mb., que hemos utilizado para este trabajo, no sólo se utiliza en el modelo de Lund del generador *AMPT*, el cual incluye sólo dispersiones de gluones de los minijet, sino también en el modelo de fusión de cuerdas, el cual incluye dispersiones de los quarks/antiquarks de todos los sabores. Observamos que los partones de los minijet producidos a partir de las dispersiones duras en el modelo *HIJING* pueden perder su energía por la división del gluón, y transferirla a las cuerdas suaves más cercanas. Este fenómeno llamado *Jet Quenching* en el modelo *HIJING* es reemplazado por dispersiones parton en *ZPC*, en el modelo *AMPT*, y dado que sólo se incluyen las dispersiones de dos cuerpos en el modelo de Zhang *ZPC*, las contribuciones de orden superior a la pérdida de energía del *jet quenching* siguen faltando en el modelo *AMPT*.

⁵Se ha checado numéricamente que el valor promedio, $\langle s \rangle$, en el generador *AMPT* es alrededor de 500 MeV a 600 MeV, lo cual es comparable al valor del modelo de Lund de *AMPT* de $\mu = 3 fm^{-1}$ pero, no más grande.

Capítulo 5

Corrección a las distribuciones ($\Delta\phi, \Delta\eta$)

Al comenzar a operar el acelerador RHIC en Brookhaven, se inició una nueva era en el régimen de colisiones de iones pesados, donde los fenómenos de pQCD podían ser estudiados. Los partones con alta energía que se materializan en jets ¹ hadrónicos, pueden ser, usados como prueba de la etapa temprana de la colisión. Las mediciones a $\sqrt{s_{NN}} = 130$, y $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV mostraron que la producción de partículas de alto p_T poseen una supresión en colisiones centrales de Au + Au. Otra característica encontrada es la asimetría de la distribución azimutal de partículas, donde hay una supresión en el lado lejano. El estudio de las correlaciones dihadrónicas en colisiones p+p sirve para entender las propiedades de la fragmentación del evento, y el momento transversal intrínseco del partón además de ser referencia en la comparación del estudio de colisiones de iones, ayudando a entender mejor los procesos provenientes del medio nuclear. La correlación azimutal $C(\Delta\phi, \Delta\eta)$ de dos partículas se construye a partir de la relación de las distribuciones angulares del número de pares en el mismo evento [87] Same Event o SE, más la mezcla de otros pares de hadrones hermanos (ruido o background) de otros eventos, la cual con la técnica de mixing events la podremos calcular, y a su vez extraerla de la señal. De estas hipótesis nos valimos para interpretar los eventos simulados obtenidos a través del generador de eventos AMPT.

$$C(\Delta\phi, \Delta\eta) = \frac{SE(\Delta\phi, \Delta\eta)}{ME(\Delta\phi, \Delta\eta)} \quad (5.1)$$

La parte de ruido (o background) $ME(\Delta\phi, \Delta\eta)$, esta construida por dos partículas (pares de hadrones) una de ellas de la señal o del mismo evento $SE(\Delta\phi, \Delta\eta)$, y la otra partícula viene

¹Un jet es un cono angosto de hadrones, y otras partículas producidas por la hadronización de un quark o gluón en un experimento de física de partículas o iones pesados. Las partículas que llevan una carga de color, como los quarks, no pueden existir en forma libre debido al confinamiento QCD que solo permite estados incoloros. Cuando un objeto contiene fragmentos de carga de color, cada fragmento se lleva parte de la carga de color. Para obedecer el confinamiento, estos fragmentos crean otros objetos de colores a su alrededor para formar objetos incoloros. El conjunto de estos objetos se denomina “jet”, ya que todos los fragmentos tienden a viajar en la misma dirección, formando un estrecho cono de partículas. Los jets son importantes porque la dispersión dura originada es una prueba natural para la materia QCD creada en la colisión e indica su fase. Cuando la materia QCD sufre un cruce de fase en el plasma quark-gluón, la pérdida de energía en el medio crece significativamente, enfriando de forma efectiva (reduciendo la intensidad) al jet de salida.

de otro evento diferente, las cuales deben de cumplir que no tengan ninguna relación una con la otra. La técnica de mezcla de eventos está diseñada para eliminar las estructuras residuales debido a la aceptantancia o $|\eta|$. Las dos partículas involucradas en la correlación se seleccionan típicamente con diferentes condiciones: diferente momento transversal, p_T , rangos de pseudo-rapidez $|\eta|$, distinto signo de carga o especie. En éste análisis, las partículas se indican como partícula “ P_T^L ” o partícula “trigger”, y partícula “ P_T^A ” o asociada, respectivamente. La sección eficaz para la producción de hadrones en colisiones hadrónicas, $A + B \rightarrow C$, juega un papel importante en la cromodinámica cuántica. Cuando el momento transversal del hadrón, p_T , es suficientemente grande, la teoría QCD perturbativa puede ser utilizada para producir predicciones importantes de esta interacción o colisión. Pero debemos mencionar que a altos valores de p_T implica una alta transferencia de momento, y la sección eficaz puede ser factorizada como convolución de una contribución llamada “large-range correlations”, la que representa a las interacciones “soft” (suaves), y otra llamada “short-range correlations” que describen las interacciones “hard” (duras) de partones.² Las interacciones de procesos duros pueden ser evaluadas usando la teoría *perturbativa*, QCD, y es ésta la razón por la cual la sección eficaz de $A + B \rightarrow C$ ofrece la posibilidad de comprender la dinámica de las fuerzas internucleares presentes en dos hadrones. Los jets, que son un conjunto de partículas colimadas, son producidos por la dispersión dura de dos partones, los cuales son acompañados por la radiación suave en el estado inicial, y en el estado final. Estas dispersiones se han estudiado, en este trabajo, con la técnica de distribuciones angulares o correlaciones de dos partículas para dar información sobre las propiedades del jet.³

Considerando el QCD en el vacío, la dispersión dura de partones es tratada como un proceso $2 \rightarrow 2$, donde los dos partones iniciales colisionan en el centro de masa con una energía \hat{s} , y los dos partones salientes son dispersados en direcciones diametralmente opuestas con momento transversal de igual magnitud, descrito por la ecuación 5.2

$$p_T = p_{T^*} = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \sin\theta^*, \quad (5.2)$$

... y donde θ^* es el valor del ángulo de dispersión respecto del centro de masa, y la energía $\sqrt{\hat{s}}$ es en el centro de masas de los partones, y está relacionada con la energía total del centro de masa del protón-protón por medio de $\hat{s} = k_1 k_2$, donde las k 's corresponden a la fracción de momento que llevan los partones con respecto a los protones.

Si suponemos que hay colinealidad entre los dos partones dispersados, que salen en direcciones opuestas en el plano transversal a la colisión, y que en un tiempo finito posterior, se

²el partón era una partícula fundamental hipotética considerada, en el “modelo de partón” de las interacciones fuertes, como un componente del hadrón. Los experimentos habían revelado que los protones, y neutrones se comportaban como si estuvieran compuestos de “partes”, y se consideró que estas partes podrían ser los llamados partones, partículas hipotéticas enlazadas de manera estable. En este modelo, un hadrón (por ejemplo, un protón) está compuesto por constituyentes puntuales, llamados “partones”.

³Un jet es un cono angosto de hadrones, y otras partículas producidas por la hadronización de un quark y/o gluón en una colisión o interacción entre partículas o iones pesados o entre ambos. Las partículas que llevan una carga de color, como los quarks, no pueden existir en forma libre debido al confinamiento QCD que solo permite estados incoloros. Cuando un objeto contiene fragmentos de carga de color, cada fragmento se lleva parte de la carga de color. Para obedecer el confinamiento, estos fragmentos crean otros objetos de colores a su alrededor para formar objetos incoloros (hadrones). El conjunto de estos objetos se llama jet. En la física relativista de los iones pesados, los jets son importantes porque la dispersión dura originada es una prueba natural para la materia QCD creada en la colisión e indica su fase. Cuando la materia de QCD sufre una transición de fase al plasma de quark-gluón, la pérdida de energía en el medio crece significativamente, enfriando de forma efectiva al jet de salida.

fragmentan en partículas finales dentro de un jet entonces, ocurre la dispersión dura del evento, ver la figura 5.1.

La sección eficaz general de la dispersión dura, en colisiones (p - p) a nivel pQCD, es la suma sobre todas las dispersiones partónicas $a + b \rightarrow c + d$ en el sistema del centro de masa partón-partón, la siguiente ecuación describe mejor esta idea

$$\frac{d^3\sigma}{dk_1 dk_2 d\cos\theta^*} = \frac{1}{s} \sum_{ab} f_a(k_1) f_b(k_2) \frac{\pi\alpha_s^2(Q^2)}{2k_1 k_2} \Sigma^{[ab]} \cos\theta^*, \quad (5.3)$$

donde

$$\alpha_s^2(Q^2) = \frac{12\pi}{25 \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \quad (5.4)$$

es la constante de acoplamiento que depende de Q^2 , como podemos ver. Los hadrones, por ejemplo, $\Lambda^{\prime s}$ se toman como partículas asociadas al hadrón de más alto momento transversal, y las funciones de distribución partónicas son f_a , f_b , y que además, indican la probabilidad de que los partones a , y b tengan una fracción de momento del hadrón k_1 , y k_2 respectivamente [88].

Originalmente se pensaba que la colisión entre partones era colineal a lo largo del eje de la colisión de los protones, y por la conservación del momento, los partones salientes tendrían la misma magnitud de momento transversal p_T apuntando en direcciones opuestas en el ángulo azimutal. Sin embargo, estudios realizados demostraron [89],[90], que cada uno de los partones lleva un momento transversal inicial p_{T_i} ; esto permite que exista un desequilibrio de momento transversal de los partones, y que también los jets sean no-coplanares, es decir, que el momento transversal de uno de los ejes no permanezca en el plano determinado por el momento transversal del primer jet, y el eje del haz. En el Centro Europeo para Investigaciones Nucleares CERN, se estudiaron las propiedades de los jets por medio de las correlaciones entre dos partículas [91]. La partícula leading o trigger del evento es la partícula de mayor momento transversal, y por el contrario, la partícula asociada es de menor momento que la partícula leading referente. Utilizando la partícula asociada, es posible definir una nueva cantidad (p_{out}) que es la componente del momento transversal $p_{T,a}$ de la partícula asociada, perpendicular a la dirección de la partícula trigger dado por $p_{T,t}$ en el plano azimutal.

$$p_{out} = p_{T,a} \sin(\Delta\phi) \quad (5.5)$$

En los modelos de partones, se supone que los valores del p_{out} son producidos por dos efectos: el momento transversal de los partones que intervienen en la dispersión dura, y el momento transversal relativo al eje del jet (j_T) dado a la partícula durante la fragmentación del partón padre después de la dispersión [92].

Si la contribución de las distancias largas representadas por las funciones de distribución de partones, y la misma función de fragmentación es conocida a través de otros procesos, especialmente la dispersión inelástica profunda, y la producción de hadrones en procesos de aniquilación como ($e^+ - e^-$), uno puede también analizar el interior de los hadrones a través de los procesos donde se pueden usar muones y/o neutrinos.

Alternativamente, también puede uno ganar información acerca de las funciones de fragmentación. Por ejemplo, la aniquilación ($e^+ + e^-$) es mayormente sensible a la fragmentación del quark en un hadrón, mientras que las colisiones hadrónicas también proveen información de la fragmentación de gluones, en ésta tesis estudiaremos más este tipo de comportamientos entre quarks, y gluones. Primeramente, las mediciones de colisiones entre dos núcleos Au + Au fueron

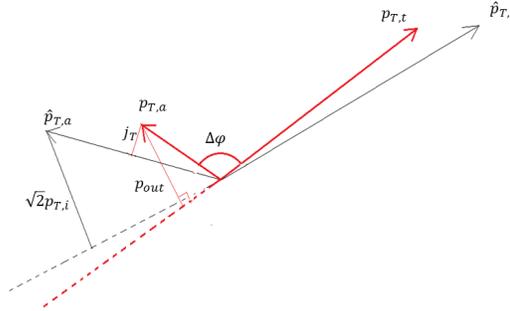


Figura 5.1: Representación de una dispersión dura vista desde el plano transversal a la colisión. En este gráfico podemos ver a los dos partones que salen perpendiculares a los haces o jets ($\hat{p}_{T,t}$, y $\hat{p}_{T,a}$) para fragmentarse en el par de hadrones ($p_{T,t}$, y $p_{T,a}$) que están en distintas direcciones, y separados un ángulo $\Delta\phi$. La partícula lleva el momento transversal j_T ganado en la fragmentación, y no permite que el momento transversal de la partícula trigger $p_{T,t}$, y asociada $p_{T,a}$ sean colineales con respecto a los partones $\hat{p}_{T,t}$, y $\hat{p}_{T,a}$ que se encontrarán en medio de la “reacción” para dar origen a los partones hermanos. La componente perpendicular del momento transversal de la partícula asociada $p_{T,a}$ con respecto a la dirección del hadrón trigger $p_{T,t}$, que se le llama p_{out} , la cual es proporcional a la magnitud de la componente transversal del momento inicial del partón, $p_{T,i}$.

estudiadas, y tiempo después entre colisiones de iones Pb - Pb a muy altas energías, los cuales revelaron la inherente relación de las correlaciones azimutales de largo alcance entre partículas producidas, atribuidas a la creación del Quark-Gluon Plasma [93]. Se han observado magnitudes pequeñas pero similares en forma de correlaciones como las llamadas estructuras “ridge” en colisiones p+p en eventos en el LHC a multiplicidades muy grandes [94],[95]. En este trabajo se presentan estudios de las correlaciones azimutales de corto, y largo alcance en colisiones (p - p), (p - Pb) medidos a energías de centro de masa de 7.0, y 5.02 TeV respectivamente. La partícula asociada se mide como una función de la diferencia del ángulo azimutal $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$, y la diferencia en pseudorapidez $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$:

$$\frac{d^2 N}{d\Delta\phi, d\Delta\eta}(\Delta\phi, \Delta\eta) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2 N_{assoc}}{d\Delta\phi, d\Delta\eta} \quad (5.6)$$

donde N_{assoc} es el número de partículas asociadas con respecto a un número de partícula trigger N_{trig} . Esta cantidad se mide para diferentes rangos de momento transversal de partículas triggers (P_T^L), y partículas asociadas (P_T^A) respectivamente. Una técnica experimental que implica medir la manera en que la probabilidad de ocurrencia (o sección transversal) de un proceso de colisión depende de las direcciones de dos (o más) jets o asociados con la colisión. Estos jets son emisiones del proceso del decaimiento o proceso. La importancia de correlacionar dos partículas, en este trabajo, es determinar las anchuras del lado lejano, y cercano de la distribución angular cuando $\Delta\phi = 0$ midiendo en coincidencia la radiación (o los jets) de partones en direcciones específicas en función del ángulo azimutal, y dentro de un rango en pseudorapidez. Los dos parámetros antes mencionados se evalúan mediante el uso de la técnica llamada evento mixto, por sus siglas en inglés “Mixing Event”, para extraer el ruido de la propia distribución angular o correlación acimutal.

5.1. Método de eventos mezclados.

Para quitar el ruido o background de la correlacion en 2D utilizamos el método de mezcla de eventos. El método de eventos mezclados o “mixing events”, el cual se basa en calcular las correlaciones en cualquier par de trazas reconstruidas en eventos diferentes, los cuales se consideran independientes con las limitaciones por la aceptación del detector, y se utiliza ampliamente en las correlaciones dihadrónicas para la corrección por efectos por aceptación. El objetivo principal del método de mezcla de eventos es básicamente estimar el ruido combinatorio que se presenta en las correlaciones de pares de hadrones hijos, estos pares de partículas se extraen del mismo evento. Para hacer esto necesitamos obtener la distribución de correlación de pares no correlacionados entre la partícula trigger (la más energética), y la partícula asociada, donde parte de la información se adquiere de un evento, y la otra parte de otro evento diferente (ver figura 5.2). A continuación explicaremos este método empleado en este trabajo para poder obtener las anchuras, (Near-Side, Away-Side). Comenzamos este procedimiento al elegir dos eventos diferentes con las mismas características, es decir, los hadrones que tengan o que estén dentro de una diferencia en unidades en pseudorapidez elegidas, y que la partícula Trigger, y asociada tengan en común los cortes seleccionados. Los eventos que tienen una similitud entre ellos son de gran importancia ya que sólo las combinaciones producidas de eventos diferentes representan el ruido combinatorio. Para lograr obtener la correlación de la partícula leading, y una asociada, hacemos lo siguiente: identificamos a la partícula leading, (es decir, con el p_T más grande) del evento seleccionado, ésta es la partícula p_T^L seleccionada con valores de momento transverso diferentes, y $|\eta| < 1.0 - |\eta| < 8.0$ a continuación guardamos estos datos de esta partícula para su posterior uso en la correlación para extraer el ruido de la correlación. Las correlaciones en el lado opuesto a la partícula leading es un poco más complicado de calcularlas, (Away Side), esto se debe a que, incluso si la dirección azimutal relativa $|\Delta\phi| \approx 0$ a la partícula trigger es fija, la dirección azimutal del lado opuesto del haz, o del jet, varía de un evento a otro. Para las partículas asociadas dentro de una distancia azimutal relativa $|\Delta\phi| \approx \pi$, que tienen momento transverso bajo, con respecto a la partícula leading, las identificamos escogiendo otro evento diferente, y seleccionamos el hadrón asociado e identificado con p_T^A .

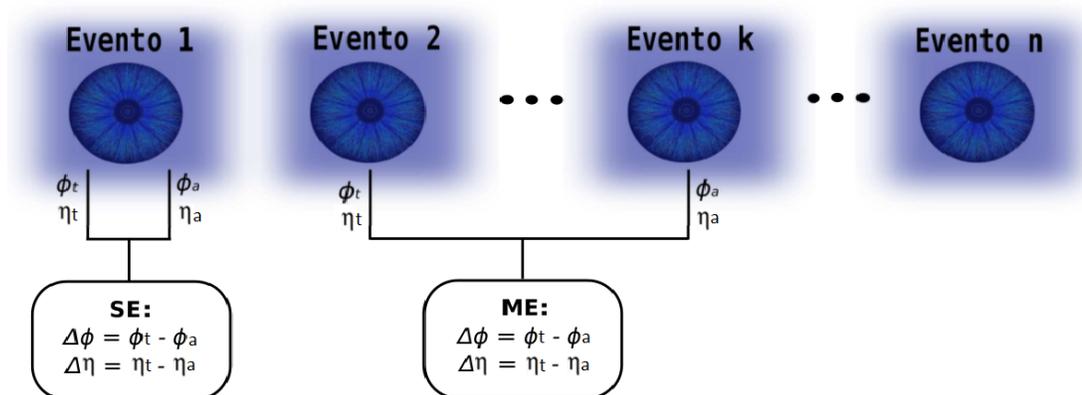
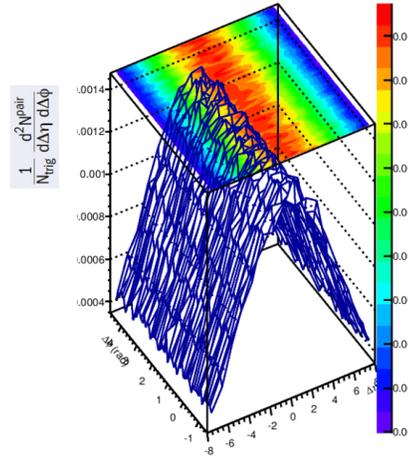


Figura 5.2: Esquema de como se seleccionan los eventos para quitar a los eventos no correlacionados. El mismo evento (same event, SE); y (mixing events, ME).

A continuación se mezcla el par de hadrones, es decir, se calcula la diferencia en el ángulo azimutal, y la diferencia en pseudorapidez entre los hadrones de los diferentes eventos. Esta correlación obtenida de una gran cantidad de eventos generados por AMPT es característica de los procesos por la técnica de eventos mezclados donde se obtuvo el ruido combinatorio. Ésta correlación está normalizada al número de partícula trigger por número de partículas asociadas, ver ecuación 5.6. La distribución característica figura 5.3, tiene forma triangular en $\Delta\eta$.



(a) Ruido. Sistema de colisión (p - Pb) modelo de Lund; $|\eta| < 0.1$

Figura 5.3: Esta estructura triangular se debe a que si la partícula asociada tiene un ángulo polar ($\Delta\theta$) mayor con respecto a la partícula trigger, la probabilidad de ser detectada dentro del rango de pseudorapidez disminuye, y del par de hadrones también disminuye. Por lo tanto la corrección que se hace es extraer el ruido de la correlación a través de los eventos mezclados. Esto se realiza al dividir bin por bin la distribución de los pares de hadrones del mismo evento por la distribución de los pares no correlacionados de otro evento.

$$\frac{1}{N_{Trigger}} \frac{d^2 N}{d\Delta\phi d\Delta\eta} = \frac{\frac{1}{N_{Trigger}^{SE}} \frac{d^2 N_{SE}}{d\Delta\phi d\Delta\eta}}{\left(\frac{1}{(F_{\Delta\eta \approx 0} N_{Trigger}^{ME})}\right) \frac{d^2 N_{ME}}{d\Delta\phi d\Delta\eta}} \quad (5.7)$$

Si normalizamos al valor máximo en $\Delta\eta \approx 0$ ($F_{\Delta\eta \approx 0}$), esto nos indica la probabilidad de encontrar un par de hadrones correlacionados en una determinada región en el espacio de $(\Delta\phi, \Delta\eta)$.

Observamos en la gráfica 5.4 (b) la correlación en 2D sin la corrección por los eventos mezclados, y los parámetros de momento transverso son (2.5 - 3.0), y (1.6 - 20) con respecto a la partícula trigger así, como a las asociadas, respectivamente. En la parte superior tenemos la distribución de la pseudorapidez, donde el número de bins es ocho (8), y a lo largo de toda la aceptación es dieciseis (16) bins. En la distribución de la derecha tenemos la proyección sobre $\Delta\phi$. En este trabajo se presentan los resultados finales obtenidos en las colisiones p + p a $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV, y p + Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, de las correlaciones dihadrónicas de las partículas cargadas π^\pm , K^\pm , p, y \bar{p} para las distribuciones en $\Delta\phi$ de las cuales obtuvimos

la anchura de la distribución para el lado lejano, y cercano a diferentes valores del momento transverso de la partícula trigger, y de la partícula asociada.

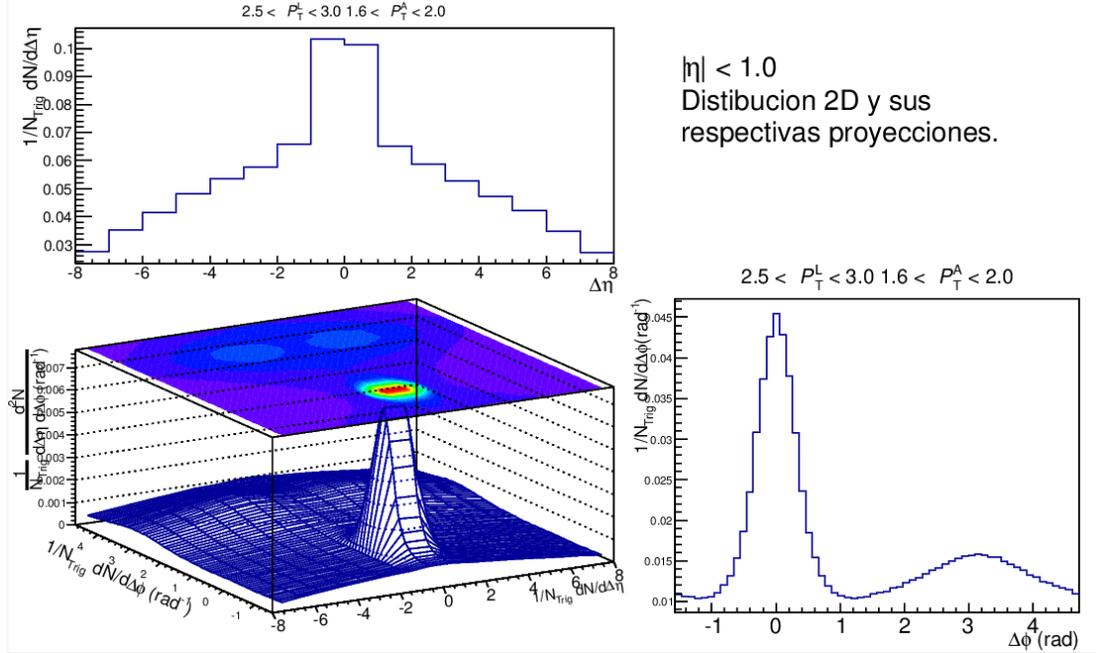


Figura 5.4: Proyección de la distribución $d^2N/N_{Trigger}d\Delta\phi d\Delta\eta$ de los hadrones cargados primarios, ya antes mencionados, para los ejes (Y) $\Delta\phi$, y (X) $\Delta\eta$ respectivamente, y para los datos generados de la colisión protón - protón, con el modelo de lund, a una energía de $\sqrt{s_{NN}} = 7.0$ TeV para cuando el momento de ambas partículas, trigger, y asociada se encuentran en el intervalo de $2.5 < p_T < 3.0$ GeV/c, y $1.6 < p_T < 2.0$ GeV/c donde, $p_T^L > p_T^A$, respectivamente.

5.2. Proyección sobre el ángulo azimutal $\Delta\phi$.

Para obtener las distribuciones en $\Delta\phi$ elegimos los intervalos de $|\Delta\eta| < 8.0$, y $|\Delta\eta| < 1.0$. Esta distribución puede ser descrita mediante la ecuación:

$$\frac{1}{N_{Trigger}} \frac{dN}{d\Delta\phi} = \int_{|\eta|_{min}}^{|\eta|_{max}} \frac{1}{N_{Trigger}} \frac{d^2N}{d\Delta\phi d\Delta\eta} d\Delta\eta \quad (5.8)$$

5.3. Anchura del lado cercano y lado lejano.

El conocimiento que nos pueden dar las anchuras de los lados del lejano, y del cercano de la distribución de la correlación azimutal será de gran importancia para poder explicar de como las dispersiones partónicas inelásticas, y elásticas se dan a estas escalas, y también de como se dividen o fragmentan estos eventos.

Para poder extraer estas anchuras, es decir, para quitar el ruido o background a la distribución, hacemos un ajuste dado por una función que es la suma de dos funciones gaussianas

centradas en $\Delta\phi = 0$, y $\Delta\phi = \pi$ más una constante que representa el ruido.

$$\frac{1}{N_{Trigger}} \frac{dN}{d\Delta\phi} = \frac{Y_{NS}^{ield}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{NS}} \exp\left[-\frac{(\Delta\phi)^2}{2\sigma_{NS}^2}\right] + \frac{Y_{AS}^{ield}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{AS}} \exp\left[-\frac{(\Delta\phi - \pi)^2}{2\sigma_{AS}^2}\right] + C_{ZYAM}. \quad (5.9)$$

Donde los términos Y_{NS}^{ield} , (NS: lado cercano), y Y_{AS}^{ield} , (AS: lado lejano), representan la producción de la partícula leading en cada evento del lado cercano, y del lado lejano respectivamente, y los términos σ_{NS} , y σ_{AS} representan la dispersión de las partículas asociadas, en el lado cercano, y del lado lejano, con respecto al hadrón de referencia en el plano transversal de la colisión. La constante C_{ZYAM} ⁴ representa el ruido, y que se compone de los pares, no correlacionados, trigger-asociada, y queda determinada por el límite del ruido, es decir, el promedio de los valores mínimos alrededor de $\pi/2$ en la distribución $1/N_{Trigger}dN/d\Delta\phi$.

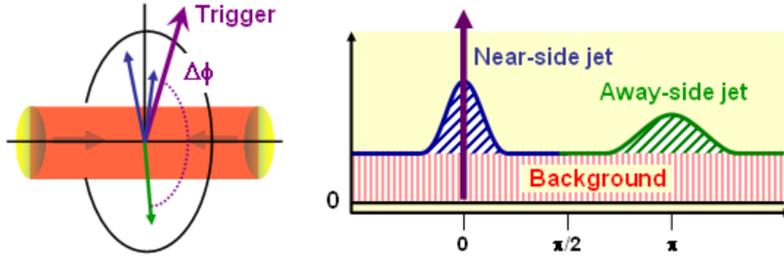


Figura 5.5: La figura de la izquierda representa la partícula Trigger, mientras que la figura de la derecha representa una correlación dihadrónica mostrando ambos lados el lejano, y el cercano, así como el ruido. Donde θ es el ángulo polar relativo al eje del haz entre las dos partículas, y $\Delta\phi$ es la diferencia en su ángulo azimutal ϕ (en radianes).

5.4. Proyección en la distribución de pseudorapidez $\Delta\eta$.

En esta sección se presenta la proyección de las distribuciones en pseudorapidez. Es de importancia saber la forma en la que el hadrón se fragmenta en el lado cercano, ya que recientes resultados en el experimento CMS [6] muestra un incremento en la correlación del lado cercano.

Para especificar las tres componentes del momento, se utiliza un sistema de coordenadas esféricas centrada en el punto de la colisión, $p = (|p|, \theta, \phi)$, donde θ es el ángulo polar θ , y ϕ es el ángulo azimutal. En lugar del ángulo polar se utiliza la llanada pseudorapidez: $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ conforme el ángulo polar se aproxima a cero, la pseudorapidez tiende a infinito $(-\infty, \infty)$. Por otra parte, la producción de partículas es, aproximadamente, constante en la región centrada. Además, en lugar del módulo del momento se utiliza la componente transversal del mismo, p_T , calculada a partir de la energía transversal, E_T . Por tanto, en física de partículas el momento se especifica como: $p = (p_T, \eta, \phi)$.

A pesar de la limitada aceptación que hay en los detectores físicos, se realiza este estudio en un amplio rango en pseudorapidez $|\Delta\eta| < 8.0$. Esto se hace para ampliar el lado lejano,

⁴Por sus siglas en inglés Zero Yield At Minimum.

y conocer, y estudiar el comportamiento de los partones bajo extrema energía en diferentes rangos de momento p_T . La distribución de la pseudorapidez $\Delta\eta$ se obtiene a partir de:

$$\frac{1}{N_{Trigger}} \frac{dN}{d\Delta\eta} = \int_{|\Delta\phi|_{(min)}}^{|\Delta\phi|_{(max)}} \frac{1}{N_{Trigger}} \frac{d^2N}{d\Delta\phi d\Delta\eta} d\Delta\phi. \quad (5.10)$$

A cada proyección en $\Delta\phi$ se le hace un ajuste con ayuda de la siguiente función.

$$\frac{1}{N_{Trigger}} \frac{dN}{d\Delta\eta} = \frac{Y_{ield}^{(\Delta\eta)}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\Delta\eta}} \exp\left[-\frac{(\Delta\eta)^2}{2\sigma_{\Delta\eta}^2}\right] + C_{\Delta\eta}. \quad (5.11)$$

El valor de la media, que es aproximadamente cero, se fija con el valor obtenido de la misma distribución, y se dejan libres los tres parámetros restantes. El término $Y_{ield}^{\Delta\eta}$ expresa la producción por trigger a lo largo de $\Delta\eta$, el parámetro $\sigma_{\Delta\eta}$ es la anchura de la distribución, y por último $C_{\Delta\eta}$ representa el ruido combinatorio.

5.5. PYTHIA

- Principios físicos de Pythia.

En la simulación de colisiones hadrón-hadrón a altas energías, los generadores de eventos normalmente combinan la información de pQCD con aproximaciones fenomenológicas para simular en su mayor parte la componente suave de las colisiones, el llamado “underlying event”, y la producción a bajo p_T . Típicamente, los generadores de eventos contienen en su simulación condiciones iniciales de una colisión: las partículas de cada haz en colisión se caracterizan por un conjunto de distribuciones partónicas que definen la estructura de los partones en cuanto a su composición de sabor, y distribución de energía. Estos partones pueden tener decaimientos del estilo $q \rightarrow qq$ para producir una cascada de estado inicial, de donde los partones resultantes interactúan con los provenientes del otro haz incidente en una interacción dura. La naturaleza de este proceso define las características del evento. Los partones resultantes del proceso pueden a su vez crear cascadas de estado final.

En la práctica, los números producidos por un generador tipo Monte-Carlo son del tipo pseudo-aleatorio, evidenciando el hecho de que no forman una serie realmente aleatoria pues están completamente determinados por un pequeño conjunto de valores iniciales dentro del algoritmo. Además del proceso duro, otras interacciones suaves, y semiduras pueden ocurrir entre los partones restantes de los hadrones incidentes. Al dejar de lado a los partones interactuantes, queda un remanente de haz con una estructura interna, y una carga de color relacionada con el resto del estado final. En el estado final no se observan quarks ni gluones, sino hadrones de color neutro, debido al mecanismo de confinamiento de QCD. Muchos de los hadrones producidos son inestables, y decaen a su vez en otras partículas. A continuación una breve descripción de este generador. Este es uno de los generadores de eventos más usados en la física de altas energías es PYTHIA. Este es un programa que se enfoca en la producción de partículas derivadas de la colisión de otras partículas elementales. En particular se refiere a las interacciones duras en colisionadores e^\pm , pp , y ep , tomando esto como su punto de partida, lo cual se complementa con modelos sofisticados que incorporan las interacciones hadrónicas suaves. El objetivo de PYTHIA es proveer una representación fiel de las propiedades de eventos en un amplio rango de reacciones, dentro, y más allá del Modelo Estándar, con énfasis en aquellos donde las interacciones fuertes juegan un papel principal para producir estados finales de múltiples hadrones.

PYTHIA está equipado con un gran repositorio de procesos duros, y modelos para simular las radiaciones inicial, y final, también las interacciones múltiples partón-partón, los remanentes del haz, y decaimientos de partículas.

PYTHIA define interacciones duras como interacciones con un momento de transferencia mayor al $p_{T_{min}}$. Así por construcción, todos los eventos “ND” (no difractivos), corresponden a interacciones duras. Debido a la naturaleza de la mecánica cuántica, el primer paso, en el proceso de generación de la simulación de eventos es aleatorio. La colisión es gobernada por las secciones eficaces previamente introducidas. El paso subsecuente depende del tipo de proceso seleccionado. Para el caso de una interacción dura el procedimiento es el siguiente:

- Dos haces de partículas se mueven una hacia otra. Cada una de ellas consiste de varios partones (quarks, anti-quarks, y gluones) cuya distribución puede ser caracterizada por funciones de distribución partónicas (PDFs) tal, y como se describe en el teorema de factorización de QCD. Varias parametrizaciones existen: así, los eventos generados también dependen de la elección de las PDFs. El ajuste por default para las PDFs en PYTHIA es CTEQ5L. Esta parametrización resulta de un ajuste global para mediciones de colisiones leptón-hadrón, y hadrón-hadrón a altas energías.
- Los partones de cada uno de los haces puede radiar antes de la interacción, i.e., $q \rightarrow qg$, esto se llama radiación de estado inicial.
- La interacción dura, i.e., $qg \rightarrow qg$ o $qg \rightarrow q\gamma$ ocurre entre dos partones, y producen partículas tipo producto. En este proceso pueden aparecer resonancias de corta vida i.e Z^0 cuyo decaimiento ha sido considerado por el generador de eventos. La sección eficaz total de interacción (σ_{int}) la cual se encuentra integrando la sección eficaz diferencial, dada por el teorema de factorización, con respecto a $p_{T_{min}} \times \sigma_{int}$, puede ser más grande que σ_{ND} , lo cual es interpretado como interacciones multipartónicas. Así el número promedio de interacciones partón-partón por evento es directamente dado por la razón de la sección eficaz.

$$N_{parton-parton} = \frac{\sigma_{int}}{\sigma_{ND}} \quad (5.12)$$

- Simultáneamente a los procesos duros, otros procesos semiduros pueden ocurrir entre los otros partones.
- Después de la interacción los partones resultantes pueden radiar produciendo una cascada de partones de estado final. Este proceso se vuelve importante a altas energías, y su realización tiene influencia significativa en la estructura de jets. PYTHIA usa la llamada la aproximación de cascada de partones. Los partones se someten a una serie de radiación, i.e., $q \rightarrow qg$, $q \rightarrow q\gamma$, y $g \rightarrow gg$. Cada una es descrita por un kernel de ramificación $P(z)$ donde z denota la energía, y el momento transferido a los dos productos. Estas aproximaciones de kernels son aproximaciones del elemento de matriz que describe el proceso de ramificación. El procedimiento es iniciado con una energía que une la interacción dura, y termina cuando el constituyente final contiene la energía que está por debajo del umbral de 1 GeV. Las cuerdas se extienden sobre los quarks productos, y los gluones que subsecuentemente se fragmentan a hadrones sin color debido al confinamiento de la teoría QCD. Las topologías de cuerdas son en principio encontradas por descomposición de las secciones eficaces básicas de QCD en estados de colores definidos. El proceso de fragmentación no es bien entendido de primeros principios. Así entonces, las aproximaciones fenomenológicas son usadas; PYTHIA implementa el llamado modelo de Lund.

- Los hadrones que son producidos en el paso previo pueden ser inestables, y también pueden terminar decauyendo. *PYTHIA* contiene una lista de propiedades de decaimientos (razones de decaimientos, productos de decaimientos, tiempos de vida) de partículas inestables relevantes. Además existe una significativa cantidad de datos experimentales en las propiedades de decaimientos, la información de muchas partículas permanece incompleta, específicamente para mesones charm, y bottom. Esto se vuelve incierto en las propiedades del evento.

Capítulo 6

Análisis de resultados y Discusión.

Este trabajo trata de exponer las ideas, y resultados referentes a la correlación dihadrónica de pares de partículas cargadas primarias triggers, y asociadas, en diferentes rangos de momento transversal p_T de dos sistemas de colisión (p - p), y (p - Pb) a energías LHC, a través de un estudio fenomenológico con base en datos simulados de un generador de eventos AMPT (*A Multiphase Transport*) y, que este simulador contiene e incorpora y entrelaza independientemente varios modelos, como lo hemos mencionado líneas arriba. En general la versión que se usó para este trabajo fue: AMPT (v1.26t4/v2.26t4). La versión “v1” es para el modelo de lund, y la versión “v2” es para el modelo de fusión de cuerdas.

Un flujo anisotrópico es una característica de los iones pesados, sin embargo recientes resultados experimentales sobre protón-protón indican tener un efecto similar de este flujo. Los resultados obtenidos se estudian, y comparan entre los modelos de lund (fragmentación de cuerdas), y string melting (fusión de cuerdas) del generador de eventos AMPT. El estudio permite entender como el generador de eventos AMPT lleva a cabo la diferencia entre los partones, quarks, y gluones en la fragmentación o fusión de cuerdas para formar hadrones con ayuda de la teoría de coalescencia, y también por el modelo ART.

Las presentes distribuciones en $\Delta\phi$ fueron extraídas de las correlaciones creadas en 2D. Las distribuciones en $\Delta\phi$ están normalizadas al número de partículas trigger, ver ecuación 6.1, y también al número de pares de partículas que están en la región de pseudorapidez $\Delta\eta$

$$\frac{1}{N_{Trigger}} \frac{d^2 N^{par}}{d\Delta\phi d\Delta\eta} \quad (6.1)$$

Los valores del momento transversal p_T para la partícula trigger así, como para las asociadas son, respectivamente:

- I $1.2 < p_T^L < 1.6$ (GeV/c) , $1.2 < p_T^A < 1.6$ (GeV/c)
- II $1.6 < p_T^L < 2.0$ (GeV/c) , $1.6 < p_T^A < 2.0$ (GeV/c)
- III $2.0 < p_T^L < 2.5$ (GeV/c) , $1.6 < p_T^A < 2.0$ (GeV/c)
- IV $2.5 < p_T^L < 3.0$ (GeV/c) , $1.6 < p_T^A < 2.0$ (GeV/c)

$$\text{V } 3.0 < p_T^L < 6.0 \text{ (GeV/c) , } 1.6 < p_T^A < 2.0 \text{ (GeV/c)}$$

$$\text{VI } 6.0 < p_T^L < 8.0 \text{ (GeV/c) , } 1.6 < p_T^A < 2.0 \text{ (GeV/c)}$$

Con un corte general de $0.15 \text{ GeV/c} < p_T$ para las partículas cargadas. Las variables cinemáticas son las mismas. Las distribuciones angulares han sido calculadas con los siguientes parámetros: sistema de colisión: (p - p) con fusión de cuerdas, con 34 millones 214 mil 360 eventos, y modelo de lund con 30 millones 299 mil 430 eventos, a una energía de $\sqrt{s_{NN}} = 7.0$ TeV, y (p - Pb) con fusión de cuerdas, con 9 millones 692 mil 878 eventos y, modelo de lund con 5 millones 911 mil 307 eventos, a una energía de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV respectivamente. Pseudorapidez $1.0 < |\eta| < 8.0$, y con sección transversal partonónica $\sigma = 3$ mb (mb = milibarn) ¹, el

¹El barn, (símbolo b), es una unidad de superficie, equivalente a 10^{-28} m^2 (100 femtómetros cuadrados). Sus múltiplos son muy utilizados para medir las secciones eficaces, y sus inversos para medir luminosidades. Un barn es, aproximadamente, el área de la sección transversal del núcleo de un átomo de uranio.

$$\text{I } 1b = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$\text{II } 1pb = 10^{-12} \text{ barn} = 10^{-36} \text{ cm}^2 = 10^{-40} \text{ m}^2$$

con α en parton cascade 0.47. La distribución de multiplicidad figura 6.2 y, la de momento promedio $\langle p_T \rangle$ figura 6.4 los valores de los parámetros usados solo en estas distribuciones son diferentes al resto de las distribuciones. Estas distribuciones mostradas en este trabajo se calcularon a partir de los datos generados por AMPT de dos sistemas de colisión (p - p), y (p - Pb) con sus respectivos modelos el de Lund (fragmentación de cuerdas), y el modelo string melting (fusión de cuerdas). En la figura 6.1 se representan las distribuciones de p_T , y de razones de los hadrones cargados, correspondientes a: $(p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$, y $(K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-)$ respectivamente. El comportamiento de la producción de los hadrones (protones, kaones y piones) cargados, en estas distribuciones (a) y (d) vemos que la razón de los protones sobre los piones se encuentra arriba de la distribución del modelo string melting. Por lo tanto la razón de protones/piones es mayor en el modelo string melting con respecto a los dos sistemas, y que la producción de kaones sobre piones podemos ver, en la figura (razón) respectiva (c), (b) que, hay una ligera diferencia a favor del modelo también, string melting con respecto a los dos sistemas de colisión. Puede esto deberse en el modelo string melting, y sistemas de colisión (p - p), y (p - Pb), que las fluctuaciones causadas por una creciente densidad de partones, al inicio de la interacción, y que esto tenga por consecuencia una mayor cantidad de dispersiones partónicas a medida en que la hadronización de la fusión de cuerdas se hace presente, y de que esta se sostenga por más tiempo dando el tiempo necesario para que tenga una mayor densidad, y una recombinación más rápida entre pares de quarks para obtener una mayoría de mesones finales, y una recombinación de triadas de quarks menor para obtener como producto final más hadrones pión finales contra protones finales.

La siguiente ecuación 6.2 representa la normalización de estas distribuciones:

$$\frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T d\eta} (\text{GeV/c})^{-2} \quad (6.2)$$

En la figura 6.2 se ha calculado la multiplicidad $P(N_{ch})$ de todas las partículas cargadas, y se han comparado dos sistemas de colisión $p-p$ con 150 mil eventos a una energía $\sqrt{s_{NN}} = 7.0$ TeV, y $p-Pb$ con 15 mil eventos con energía de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV con un parámetro de impacto con valor de $\sigma = 3$ mb, y con una pseudorapidez de $|\eta| < 2.4$, y con momento transversal $p_T > 0.4$ GeV/c con una sección transversal partonónica de $\sigma = 3$ mb, y un valor $\alpha = 0.47$ en la cascada partónica. Esta distribución ha sido normalizada al número de entradas correspondiente a la multiplicidad. Ambas multiplicidades están de acuerdo con el trabajo realizado por [100]. En la figura 6.3 vemos cuatro distribuciones que representan la producción de los hadrones cargados primarios, Piones π^\pm , Kaones K^\pm , Protones (p), y Antiprotones (\bar{p}), para varios rangos diferentes en el momento transversal de la partícula trigger como para las partículas asociadas. Las distribuciones sobre $\Delta\phi$ se encuentran normalizadas por el número de hadrones triggers utilizados en el intervalo de p_T correspondiente para cada tipo de hadrón.

Estas distribuciones han sido normalizadas como, también, están normalizadas las distribuciones del momento transversal p_T ver ecuación 6.2. Dado que estas distribuciones son simulaciones, y deben de estar amparadas por el conocimiento de lo que realmente sucede en los colisionadores como lo es el LHC, RHIC entre otros, y dado que estas colisiones en estos grandes experimentos donde hacen que protones colisionen frontalmente tienen valores prácticamente iguales en velocidad, y dirección, y por tanto igual valor en módulo del momento

momento total de las partículas creadas después de la colisión debe ser cero, es decir, $P \approx 0$, así que $P = (p_T, \eta, \phi)$. En la figura 6.4 vemos un conjunto de seis distribuciones angulares que representan la correlación entre $\Delta\phi$ vs. $\Delta\eta$ en el lado lejano. Estas distribuciones son algo difíciles de analizar porque conlleva a los procesos suaves donde la dispersión elástica es la que rige a estos procesos de interacción y, como ya hemos explicado estos procesos son de menor energía, y estas partículas son las que componen a este chorro de partículas o jet. Cuando una partícula “lenta” o pesada es dispersada por un “dispersor” de corto alcance, ésta, no puede dar detalle de la estructura del objeto, ya que su longitud de onda de De Broglie es muy larga, y es aquí cuando la dispersión elástica aparece, y los métodos para estudiar estos fenómenos son variados, ya que la estructura interna de estas partículas no cambia, y la energía transmitida a esta partícula no es capaz de perturbarla lo suficiente para producir otras partículas. En la figura 6.5, vemos la distribución con momento transversal promedio $\langle p_T \rangle$ GeV/c, y que se generaron los datos, y se calcularon para ser comparados también, con los datos publicados por AMPT. Esta distribución tienen un corte en $|\eta| < 0.3$, y también con un corte $0.15 < p_T < 10.0$ GeV/c.

lineal, y con energía de 7 TeV/c y/o 5.02 TeV/c, (en realidad los dos haces se cruzan en el punto de interacción formando un ángulo de unos 200 mrad)², y el mrad es 1/1000 partes de un Radián.

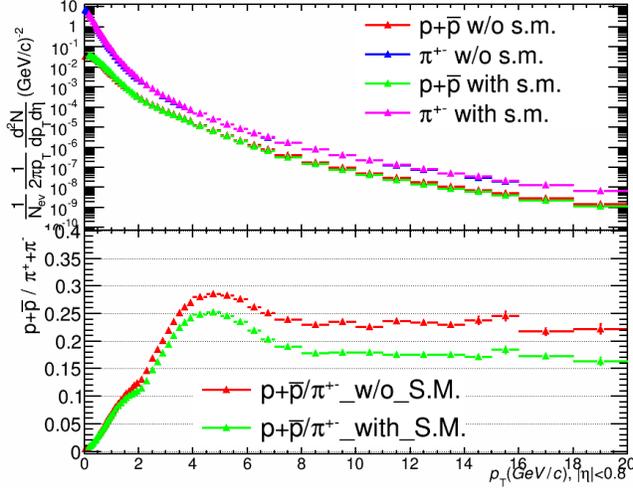
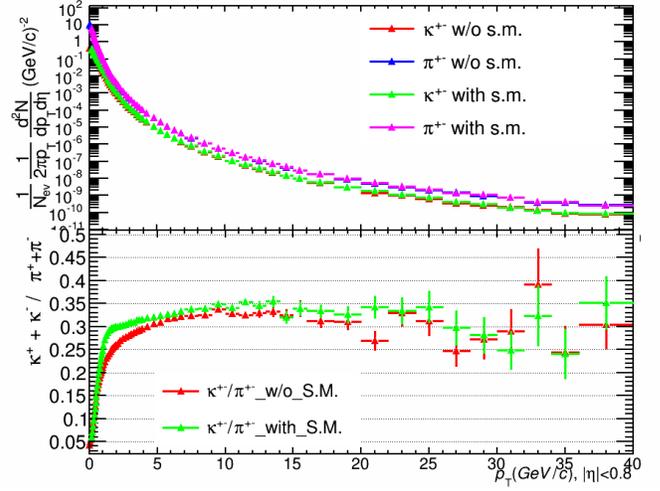
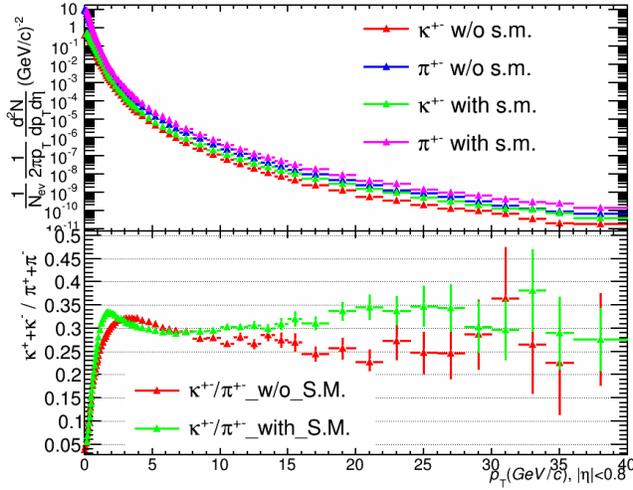
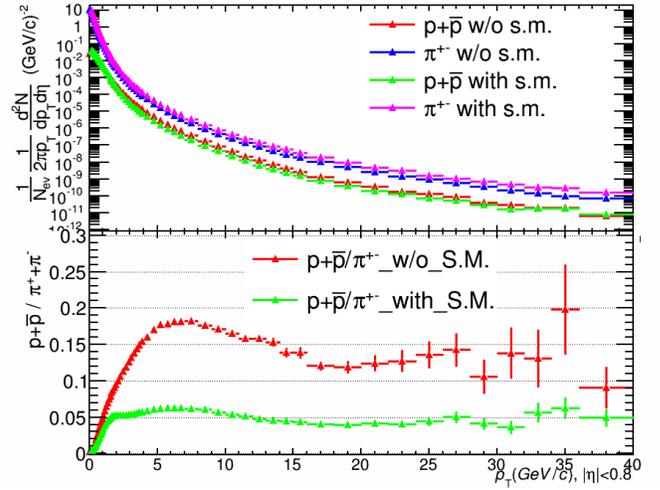
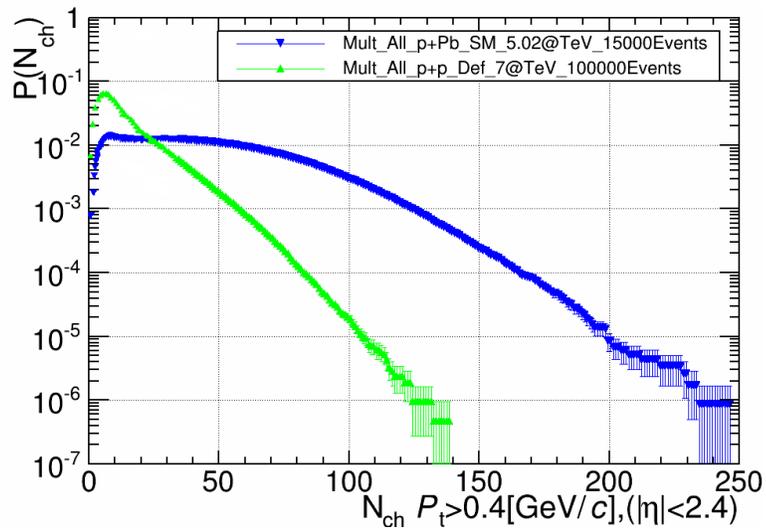
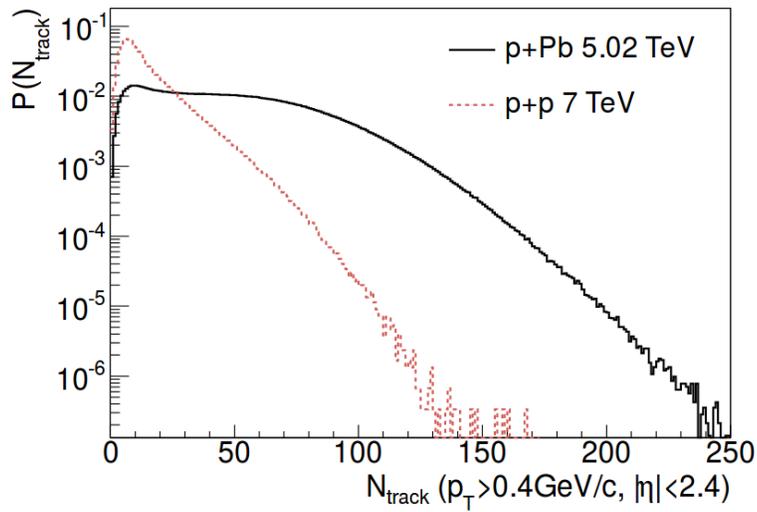
(a) Sistema de colisión p - p con, y sin string melting; $|\eta| < 0.8$ (b) Sistema de colisión p - p con, y sin string melting; $|\eta| < 0.8$ (c) Sistema de colisión p-Pb con y sin string melting; $|\eta| < 0.8$ (d) Sistema de colisión p - Pb con, y sin string melting; $|\eta| < 0.8$

Figura 6.1: Distribuciones de p_T , y razones de dos sistemas p - p $\sqrt{s_{NN}} = 7.0$ TeV, y p - Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV con y sin “string melting”, respectivamente.



(a) Datos simulados AMPT.



(b) Datos publicados AMPT.

Figura 6.2: Distribución de multiplicidad con el generador de eventos AMPT (a), y datos publicados (b). La multiplicidad se va incrementando con la energía, esto permite estudiar las razones barión/mesón.

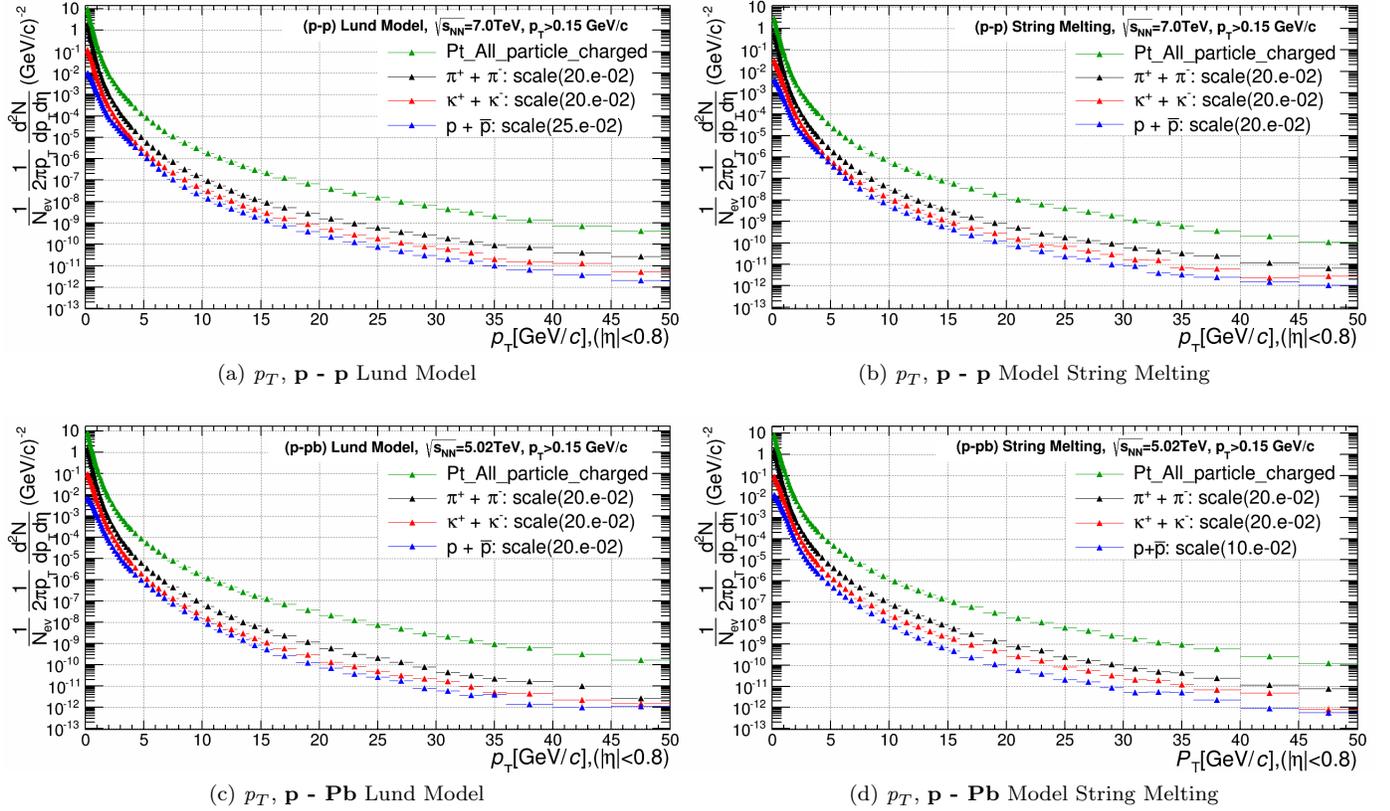


Figura 6.3: Espectro de hadrones cargados primarios en colisiones p - p ((a) fragmentación de cuerdas, y (b) fusión de cuerdas), y p Pb inelásticas ((c) fragmentación de cuerdas, y (d) fusión de cuerdas), respectivamente. Todas las partículas cargadas (distribución de color azul). Piones: π^\pm (distribución de color negro). Kaones: K^\pm (distribución de color rojo). Protones, y antiprotones: $p\bar{p}$ (distribución de color verde).

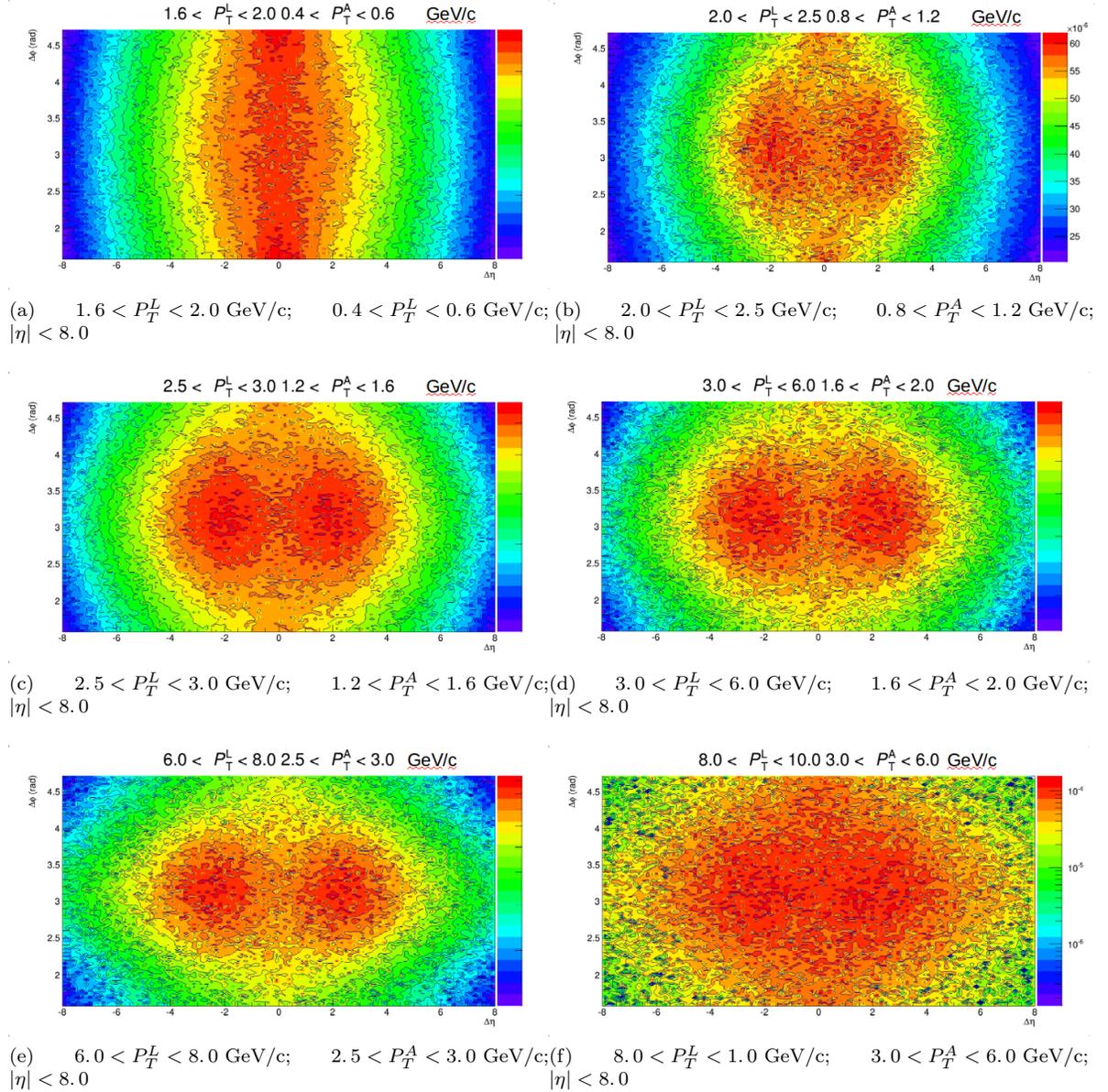


Figura 6.4: Distribuciones angulares en el lado lejano, ($p-p$) Modelo de Lund. (a-f). En estas distribuciones angulares en 2D $\Delta\phi$ vs. $\Delta\eta$, podemos ver, en la primer gráfica, una sola estructura unida, y conforme vamos avanzando a más alto p_T de la partícula trigger, y de la asociada vemos que esta estructura se va separando, cada vez más, en dos partes, hasta poder ver los dos picos, cada uno de ellos, en el lado cercano, y lejano, respectivamente, para después colapsarse o unirse mutuamente (uno con el otro) para después formar una sola estructura, y es la que representa al lado lejano (away side). Esta estructura es el resultado de varios procesos comenzando por la dispersión inelástica donde, los procesos suaves son relevantes, y cuyo momento transversal es mucho menor en energía que la dispersión elástica, y ésta, vive en la profundidad de la fuerza nuclear fuerte. Es por eso que los procesos suaves son difíciles de calcular porque las dispersiones hadrónicas en esta escala es no perturbativa, y son resultado de las energías que llevan las cuerdas a nivel de los mismos hadrones donde, las interacciones hadrónicas dominan a esta escala, y hay menos interacciones partónicas que hadrónicas.

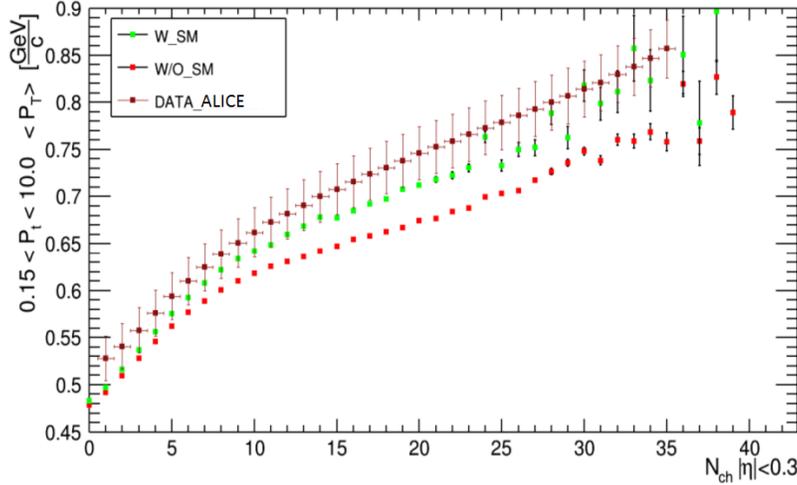


Figura 6.5: Distribución del momento transverso promedio $\langle p_T \rangle$, con $|\eta| < 0.3$. Datos Publicados (marrón), string melting AMPT, (verde), y modelo Lund AMPT, (rojo).

Las distribuciones de las figuras 6.6, 6.7, y 6.8 corresponden al sistema de colisión p-p con energía de centro de masa $\sqrt{s_{NN}} = 7.0$ TeV, y las figuras 6.9, 6.10, y 6.11 corresponde al sistema de colisión p-Pb con energía en el centro de masa de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, respectivamente. Estas correlaciones angulares en 2D están normalizadas al número de partículas triggers por número de partículas asociadas en $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$, $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$, ver ecuación 5.6. Estas correlaciones dihadrónicas que se muestran en las figuras respectivas, aquí descritas, son un conjunto de tres (3) correlaciones; 6.6 (a) (p - p) modelo de lund; 6.7 (a) (p - p) modelo string melting, y 6.9 (a) (p - Pb) modelo de lund; 6.10 (a) (p - Pb) modelo string melting fueron calculadas con una pseudorapidez menor a 8.0. La primer correlación que conforma a esta triada muestra las correlaciones de pares hermanos sin la corrección de los eventos mezclados. En esta distribución se observa una mayor densidad de partículas alrededor de los puntos $\Delta\phi \cong 0$, $\Delta\eta \cong 0$, y $\Delta\phi \cong \pi$, $\Delta\eta \cong 0$, a cada una de estas regiones se le llama lado cercano, y lado lejano, respectivamente. La siguiente distribución, corresponde a la de enmedio, que representa a los eventos mezclados con las características mencionadas en el capítulo anterior; la mayor concentración de partículas se encuentra en $\Delta\eta \cong 0$, se ve que, se forma un triángulo, siendo constante a lo largo de $\Delta\phi$, y disminuye al aumentar la distancia en $|\Delta\eta|$. Finalmente se tiene la distribución de correlaciones dihadrónicas corregida, en pseudorapidez η , (o aceptación) por la mezcla de eventos, la cual es la tercera correlación de esta terna de correlaciones, y en este caso se observa que la distribución se ensancha en la variable $\Delta\eta$ alrededor de $\Delta\phi \cong 0$, y $\Delta\phi \cong \pi$. Otra característica importante es que se observa que a valores grandes de $|\Delta\eta|$, los valores de la distribución comienzan a aumentar muy rápido, esto es el resultado de que las entradas de las distribuciones de SE, y ME son comparables a alto $|\Delta\eta|$. Las distribuciones que se muestran a continuación en las figuras respectivas, fueron calculadas con el sistema (p - p): 6.6 ((b) $|\eta| < 1.0$, y (c) $|\eta| < 8.0$) modelo de lund y, 6.7 ((b) $|\eta| < 1.0$, y (c) $|\eta| < 8.0$) modelo string melting, respectivamente, y también con las distribuciones calculadas con el sistema (p - Pb): 6.9 ((b) $|\eta| < 1.0$, y (c) $|\eta| < 8.0$) modelo de lund, y 6.10 ((b) $|\eta| < 1.0$, y (c) $|\eta| < 8.0$) modelo string melting, respectivamente. La comparación de ambas distribuciones la podemos ver entre el modelo lund vs. modelo de fusión de cuerdas, sobre $\Delta\phi$ en las figuras 6.8 (p - p) (a),

y 6.11 (p - Pb) (a) con $|\eta| < 1.0$, y 6.8 (p - p) (b), y 6.11 (p - Pb) (b) con $|\eta| < 8.0$. En estas correlaciones mostramos la producción de los hadrones cargados primarios, Piones π^\pm , Kaones K^\pm , Protones (p), y Antiprotones (\bar{p}), para varios rangos diferentes en el momento transverso de la partícula trigger como para las partículas asociadas. Las distribuciones sobre $\Delta\phi$ se encuentran normalizados por el número de hadrones triggers para el número de hadrones asociados utilizados en el intervalo de p_T para cada tipo de hadrón, donde el momento transverso para los hadrones triggers es p_T^L , y para las asociadas es p_T^A , ver ecuación 5.6. Las distribuciones que representan a la proyección sobre $\Delta\phi$ fueron normalizadas al número de partícula trigger en el respectivo ángulo ϕ , y en el p_T^L correspondiente, ver ecuación 5.8. Los valores del ajuste de estas distribuciones $1/N_{Trig} \times dN/d\Delta\phi$, de la producción de hadrones primarios en función del momento transverso de la partícula trigger, y de la partícula asociada, para ambos lados el cercano, y el lejano que corresponden a las tablas 6.1, y 6.2 para los dos sistemas de colisión (p - p), y (p - Pb), respectivamente, con sus respectivos modelos el de lund y el de string melting, con pseudorapidez $|\eta| < 1.0$, y $|\eta| < 8.0$, y también podemos ver los valores del ajuste de la distribución $1/N_{Trig} \times dN/d\Delta\phi$, en la tabla 6.3 para el sistema de colisión (p - p) lund model, y con pseudorapidez $|\eta| < 1.0$, ver la expresión 5.9. Estos valores del ajuste, de las tablas 6.1, 6.2, y 6.3 que se obtuvieron de los datos generados por AMPT; representan la producción (Y_{ield}) de la partícula trigger (o leading) para cada evento con respecto al lado cercano y lado lejano, respectivamente, y la dispersión (σ) de las partículas asociadas en el lado cercano, y lado lejano con respecto al hadrón (trigger) de referencia en el plano transverso de la colisión. Por lo tanto incrementando el valor de pseudorapidez, en las correlaciones dihadrónicas de las partículas cargadas asociadas, produce una mayor anchura del lado lejano, y si incrementamos el valor de la pseudorapidez de las partículas cargadas trigger, (o leading), se reduce la anchura del lado cercano. En la figura 6.14 podemos ver que hay cuatro (4) distribuciones que corresponden al programa de simulación para colisiones a altas energías llamado PYTHIA, ver en el capítulo 5.0 sección 5, en esta comparación de estas distribuciones, podemos ver que también se obtuvieron los resultados antes analizados de las correlaciones de los dos modelos el de lund y el de string melting de los dos sistemas (p - p), y (p -Pb), respectivamente, del generador de eventos AMPT. En las figuras 6.12, y 6.13 tenemos cuatro (4) distribuciones, respectivamente, donde se comparan los dos modelos, fragmentación de cuerdas, y fusión de cuerdas, para el sistema de colisión protón - protón, y protón - plomo, respectivamente, para los valores respectivos en pseudorapidez $\eta < 1.0$ y, $\eta < 8.0$. Dos de estas distribuciones (a), y (c) representan el pico del lado cercano, y las otras dos distribuciones (b), y (d) representan la anchura del lado lejano, para hadrones primarios, tanto para triggers como para las asociadas de la correlación sobre $\Delta\phi$ para diferentes valores en el momento transverso p_T , donde el momento transverso de las partículas triggers es mayor que para las partículas asociadas.

Las figuras 6.15 **(a-q)** y, 6.16 **(a-q)** de las distribuciones en $\Delta\phi$ correspondientes a hadrones cargados primarios de la colisión protón - protón de los modelos de lund y, string melting, con pseudorapidez $\eta < 1.0$ y, $\eta < 8.0$, respectivamente, calculadas en función del momento transverso para partículas trigger P_T^L y, para partículas asociadas P_T^A de menor a mayor energía. Estos valores de energía de momento transverso para las distribuciones en $\Delta\phi$ son:

De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo.

- (I) $1.6 < p_T^L < 2.0$ (GeV/c) y, $1.2 < p_T^A < 1.6$ (GeV/c)
- (II) $2.0 < p_T^L < 2.5$ (GeV/c) y, $0.8 < p_T^A < 1.2$ (GeV/c)
- (III) $2.0 < p_T^L < 2.5$ (GeV/c) y, $2.0 < p_T^A < 2.5$ (GeV/c)
- (IV) $2.5 < p_T^L < 3.0$ (GeV/c) y, $0.8 < p_T^A < 1.2$ (GeV/c)
- (V) $2.5 < p_T^L < 3.0$ (GeV/c) y, $2.0 < p_T^A < 2.5$ (GeV/c)
- (VI) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $0.6 < p_T^A < 0.8$ (GeV/c)
- (VII) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $0.8 < p_T^A < 1.2$ (GeV/c)
- (VIII) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $1.2 < p_T^A < 1.6$ (GeV/c)
- (IX) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $1.6 < p_T^A < 2.0$ (GeV/c)
- (X) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $2.0 < p_T^A < 2.5$ (GeV/c)
- (XI) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $2.5 < p_T^A < 3.0$ (GeV/c)
- (XII) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $3.0 < p_T^A < 6.0$ (GeV/c)
- (XIII) $6.0 < p_T^L < 8.0$ (GeV/c) y, $0.6 < p_T^A < 0.8$ (GeV/c)
- (XIV) $6.0 < p_T^L < 8.0$ (GeV/c) y, $0.8 < p_T^A < 1.2$ (GeV/c)
- (XV) $6.0 < p_T^L < 8.0$ (GeV/c) y, $1.2 < p_T^A < 1.6$ (GeV/c)
- (XVI) $6.0 < p_T^L < 8.0$ (GeV/c) y, $1.6 < p_T^A < 2.0$ (GeV/c)
- (XVII) $6.0 < p_T^L < 8.0$ (GeV/c) y, $2.0 < p_T^A < 2.5$ (GeV/c)
- (XVIII) $6.0 < p_T^L < 8.0$ (GeV/c) y, $6.0 < p_T^A < 8.0$ (GeV/c)

Las figuras 6.17 **(a-q)** y, 6.18 **(a-q)** de las distribuciones en $\Delta\phi$ correspondientes a hadrones cargados primarios de la colisión protón - plomo de los modelos de lund y, string melting calculadas en función del momento transverso de partículas trigger P_T^L y, partículas asociadas P_T^A de menor a mayor energía, con pseudorapidez $\eta < 1.0$ y, $\eta < 8.0$, respectivamente. Estos valores de energía de momento transverso para las distribuciones en $\Delta\phi$ son: De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo.

- (I) $1.6 < p_T^L < 2.0$ (GeV/c) y, $1.2 < p_T^A < 1.6$ (GeV/c)
- (II) $1.6 < p_T^L < 2.0$ (GeV/c) y, $1.6 < p_T^A < 2.0$ (GeV/c)

- (III) $2.0 < p_T^L < 2.5$ (GeV/c) y, $1.6 < p_T^A < 2.0$ (GeV/c)
- (IV) $2.0 < p_T^L < 2.5$ (GeV/c) y, $2.0 < p_T^A < 2.5$ (GeV/c)
- (V) $2.5 < p_T^L < 3.0$ (GeV/c) y, $1.2 < p_T^A < 1.6$ (GeV/c)
- (VI) $2.5 < p_T^L < 3.0$ (GeV/c) y, $1.0 < p_T^A < 2.0$ (GeV/c)
- (VII) $2.5 < p_T^L < 3.0$ (GeV/c) y, $2.0 < p_T^A < 2.5$ (GeV/c)
- (VIII) $2.5 < p_T^L < 3.0$ (GeV/c) y, $2.5 < p_T^A < 3.0$ (GeV/c)
- (IX) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $1.2 < p_T^A < 1.6$ (GeV/c)
- (X) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $1.6 < p_T^A < 2.0$ (GeV/c)
- (XI) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $2.0 < p_T^A < 2.5$ (GeV/c)
- (XII) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $2.5 < p_T^A < 3.0$ (GeV/c)
- (XIII) $3.0 < p_T^L < 6.0$ (GeV/c) y, $3.0 < p_T^A < 6.0$ (GeV/c)
- (XIV) $6.0 < p_T^L < 8.0$ (GeV/c) y, $1.6 < p_T^A < 2.0$ (GeV/c)
- (XV) $6.0 < p_T^L < 8.0$ (GeV/c) y, $2.0 < p_T^A < 2.5$ (GeV/c)
- (XVI) $6.0 < p_T^L < 8.0$ (GeV/c) y, $2.5 < p_T^A < 3.0$ (GeV/c)
- (XVII) $6.0 < p_T^L < 8.0$ (GeV/c) y, $3.0 < p_T^A < 6.0$ (GeV/c)
- (XVIII) $6.0 < p_T^L < 8.0$ (GeV/c) y, $6.0 < p_T^A < 8.0$ (GeV/c)

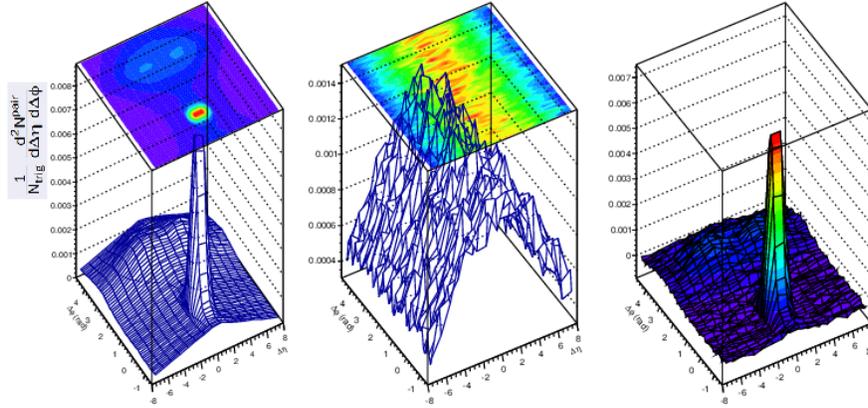
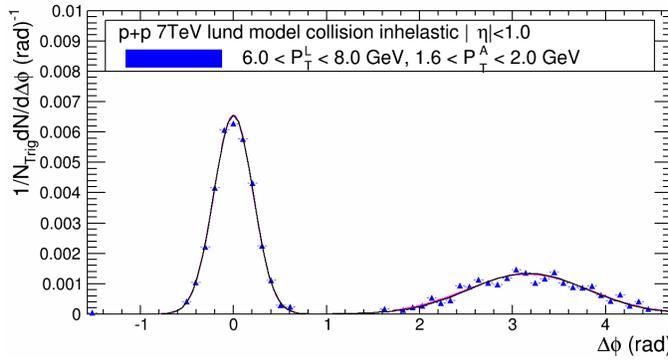
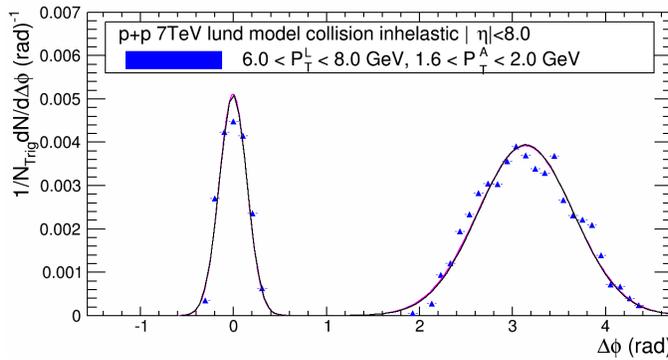
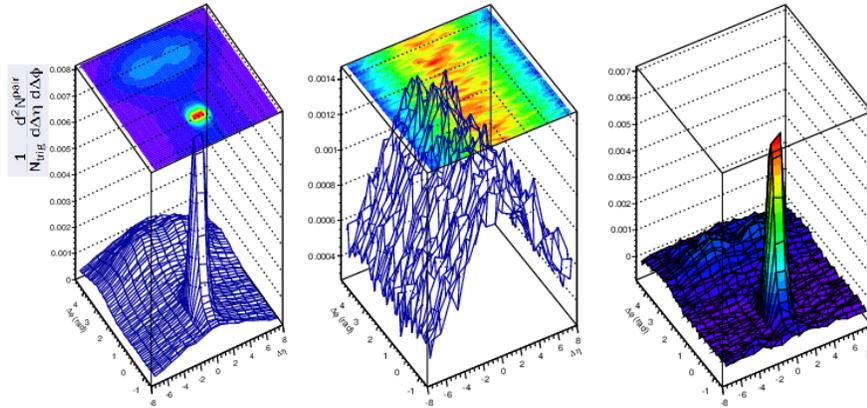
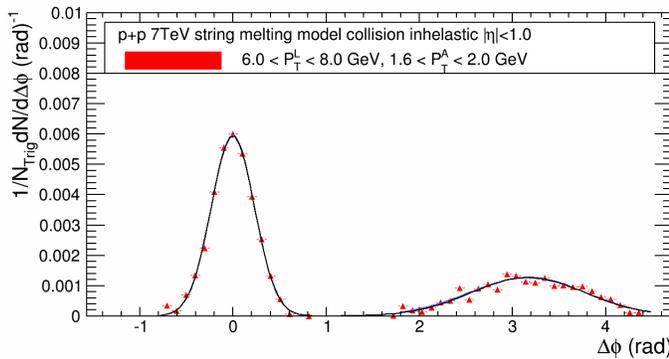
(a) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$ (b) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$ (c) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

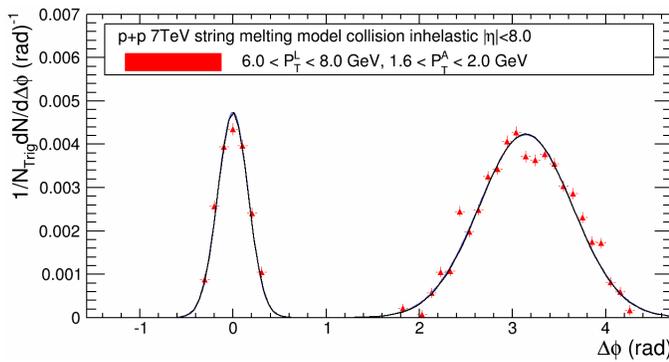
Figura 6.6: Distribuciones Angulares (p - p). Modelo de Lund. **(a-c)**. **(a)**. Conjunto de tres correlaciones, $|\eta| < 8.0$. La primera es el calculo de la correlación con ruido, la de enmedio es el calculo de la distribución del ruido, y la tercera es el calculo de la correlación ya sin el ruido. Podemos ver que, a medida que se incrementa el valor de la pseudorapidez, en las partículas asociadas se incrementa la anchura del lado lejano, y cuanto el valor sea mayor en la pseudorapidez de las partículas trigger (o leding), se reduce la anchura del lado cercano, y también podemos ver lo siguiente: **(b)** Distribución sobre $\Delta\phi$. Aquí vemos $|\eta| < 1.0$, que la altura del pico del lado cercano es de 5.3 veces mayor que la anchura del lado lejano. **(c)** Aquí podemos ver, $|\eta| < 8.0$, que la altura del pico del lado cercano es 1.3 veces mayor que la anchura del lado lejano.



(a) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$



(b) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$



(c) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

Figura 6.7: Distribuciones Angulares ($p - p$). Modelo de fusión de cuerdas. **(a-c)**. **(a)** Conjunto de tres correlaciones, $|\eta| < 8.0$. La primera es el cálculo de la correlación con ruido, la distribución de enmedio es el cálculo del ruido, y la tercera distribución es el cálculo de la correlación ya sin el ruido. Distribución sobre $\Delta\phi$ **(b)** Distribución sobre $\Delta\phi$. Aquí la altura del pico del lado cercano es de 4.61 veces mayor que la anchura del lado lejano. **(c)** La altura del pico del lado cercano es 10% mayor que la altura de la anchura del lado lejano. Aquí vemos que el pico del lado cercano disminuyó en una unidad con respecto a la $|\eta| < 1.0$, y por el contrario aumento en 3.81 veces esta altura de la anchura del lado lejano, también con respecto a $|\eta| < 1.0$.

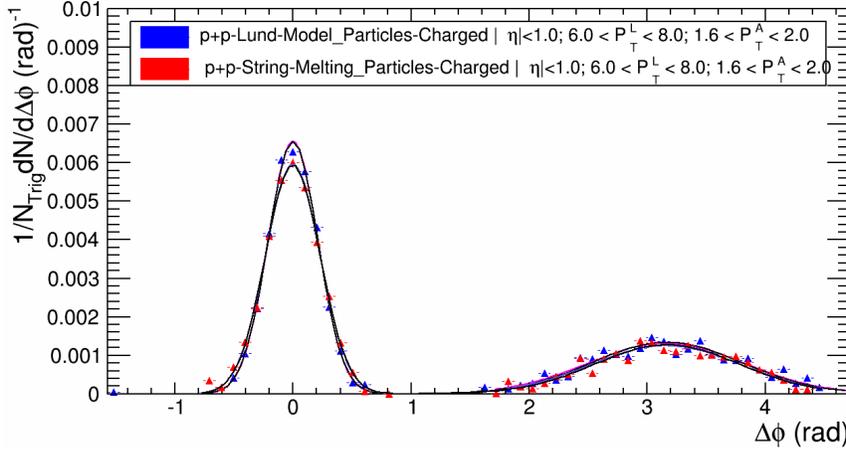
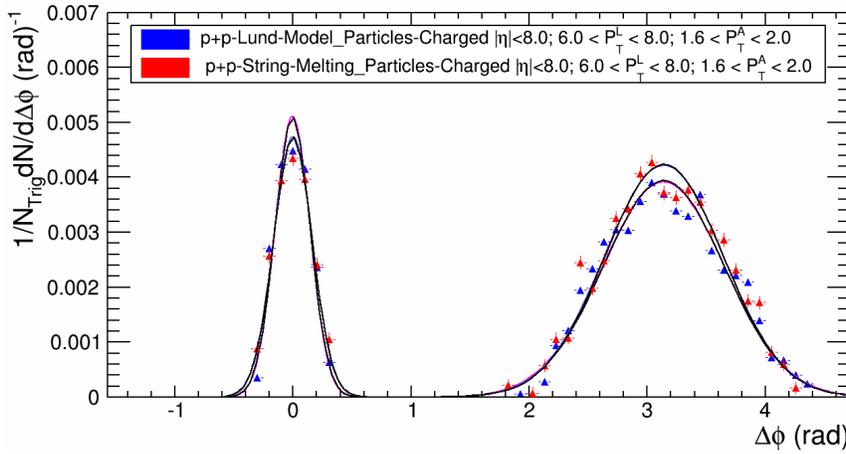
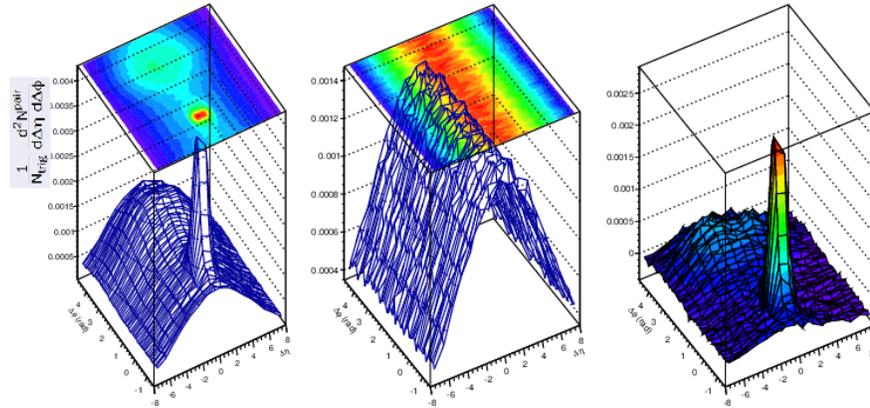
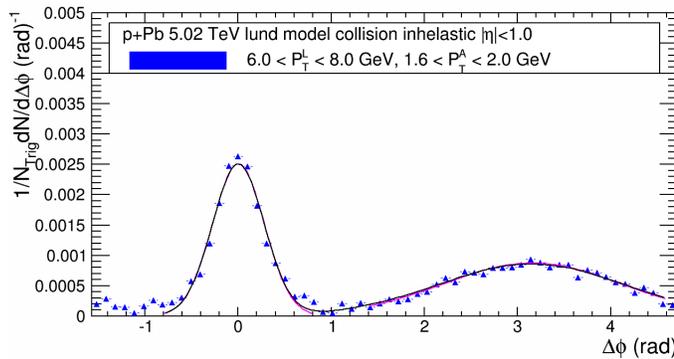
(a) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$ (b) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

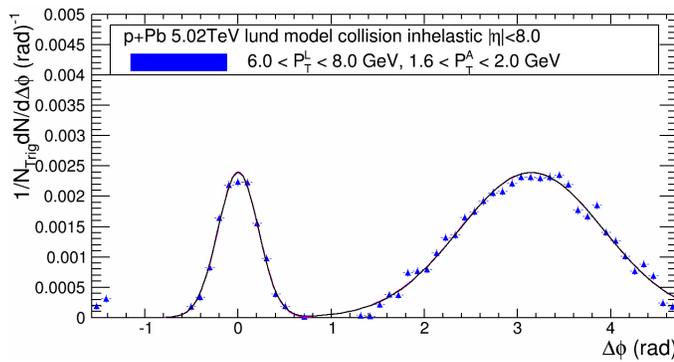
Figura 6.8: Distribuciones Angulares ($p - p$). Comparación de distribuciones entre los modelos de lund, y fusión de cuerdas **(a-b)**. **(a)** Podemos ver que estas dos distribuciones casi se empalman completamente. El pico del lado cercano del modelo de lund es 7,4% mayor que el correspondiente al modelo string melting, y la altura, prácticamente, de ambos modelos llega a 0.0013 en partículas trigger por partículas asociadas. **(b)** Aquí vemos también que la diferencia en altura de estas dos distribuciones es un poco mayor la que corresponde al modelo de lund pero, en la diferencia en anchura del lado lejano es mayor la que corresponde al modelo de fusión de cuerdas. El pico del modelo de lund del lado cercano es 8,83% más grande que el modelo string melting, y la altura del lado lejano del modelo string melting es 8,84% más grande que el modelo de lund. Lo que hemos visto en estas dos figuras (a), y (b) mientras que la pseudorapidez $|\eta|$ sea mayor, la diferencia en altura del pico del lado cercano tiende a disminuir un poco; y la diferencia en altura de la anchura tiende a ser cada vez mayor.



(a) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$



(b) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$



(c) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

Figura 6.9: Distribuciones Angulares (p - Pb). Modelo de lund. **(a-c)**. **(a)** Juego de tres correlaciones, $|\eta| < 8.0$, la primera es el calculo con ruido, la de enmedio es el calculo del ruido, y la tercera es la correlación calculada ya sin ruido. Podemos ver que, a medida que se incrementa el valor de la pseudorapidez, en las partículas asociadas se incrementa la anchura del lado lejano, y cuanto el valor sea mayor en la pseudorapidez de las partículas trigger (o leding), se reduce la anchura del lado cercano, y también podemos ver lo siguiente: **(b)** Distribución sobre $\Delta\phi$, $|\eta| < 1.0$. Aquí vemos que la altura del pico cercano es 2.94 veces mayor de la anchura del lado lejano. **c** Aquí vemos que la altura disminuyó en altura 4% en comparación al pico del lado cercano, y también aumento 2.82 veces la anchura del lado lejano en comparación a $|\eta| < 1.0$.

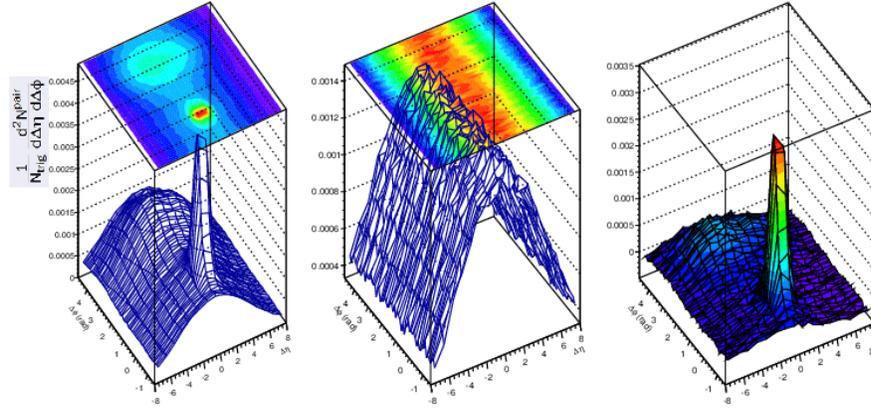
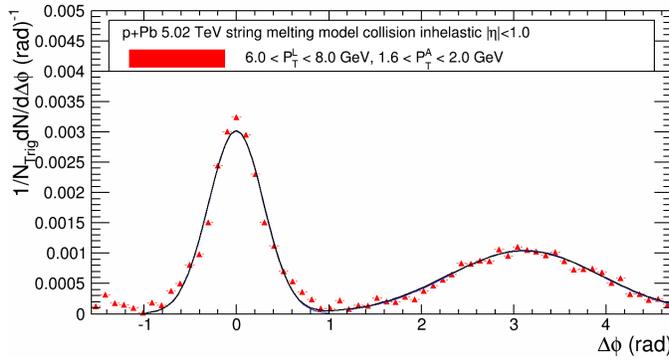
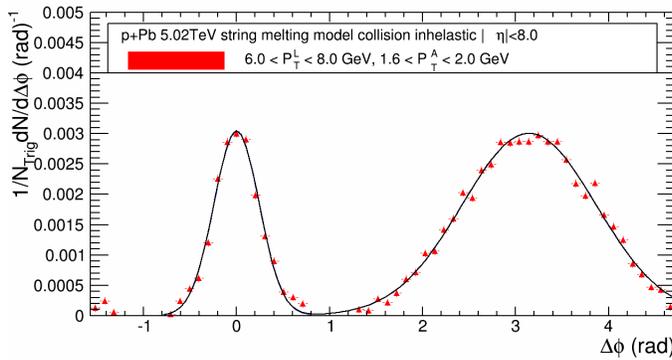
(a) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$ (b) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$ (c) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

Figura 6.10: Distribuciones Angulares ($p - Pb$). Modelo de fusión de cuerdas (String Melting). **(a)** Juego de tres correlaciones, $|\eta| < 8.0$, la primera es el calculo con ruido, la de enmedio es el calculo con ruido, y la tercera, es la correlación calculada ya sin el ruido. **(b)** Distribución sobre $\Delta\phi$, $|\eta| < 1.0$. Aquí vemos en esta distribución que la diferencia en altura es de 2.85 veces mayor el pico del lado cercano, y la anchura del lado lejano. **(c)** En esta distribución vemos que las alturas son practicamente iguales, esto se debió, a varios procesos inmiscuidos en esta colisión como así también posiblemente a que se amplió la distancia en pseudirapidez.

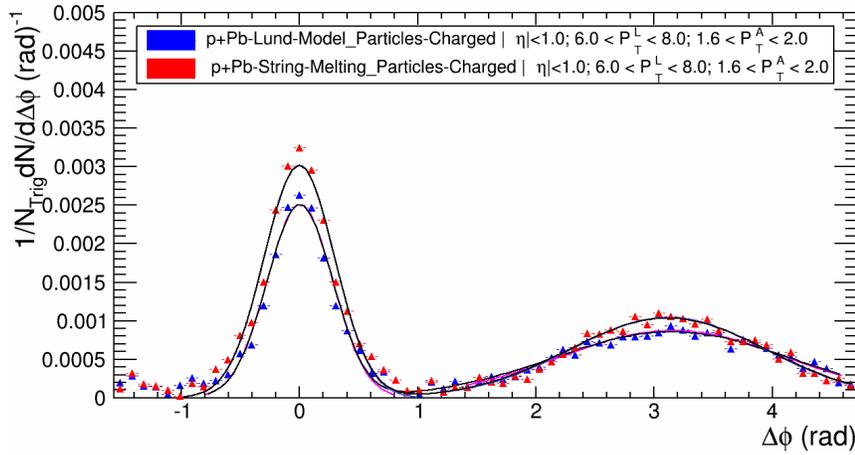
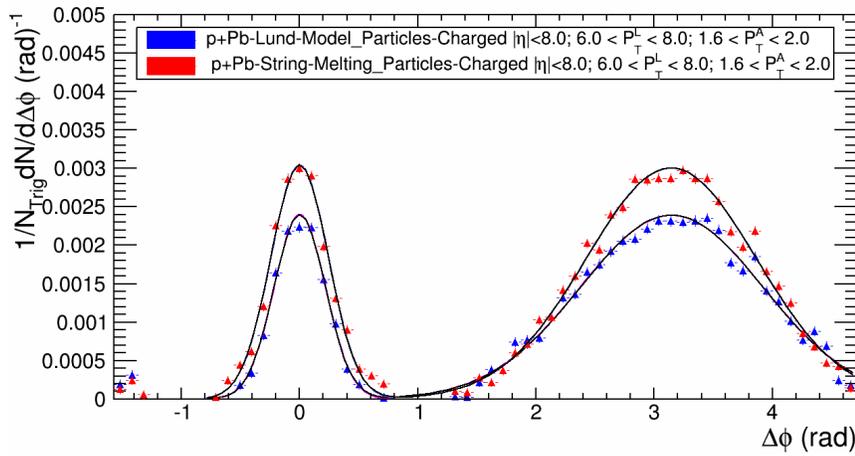
(a) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$ (b) $6.0 < P_T^L < 8.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

Figura 6.11: Distribuciones sobre $\Delta\phi$ (p - Pb). Modelo de Lund vs. Modelo String Melting. **(a)** La diferencia en altura de los picos del lado cercano es 1.2 veces mayor la que corresponde al modelo string melting, y la diferencia en altura de las anchuras del lado lejano es de 1.2 veces a favor también del modelo string melting. **(b)** Podemos ver que la diferencia en altura es mayor la que corresponde al modelo string melting, y la altura es de 1.25 veces más grande, en ambos lados de la correlación, a la que corresponde al modelo string melting.

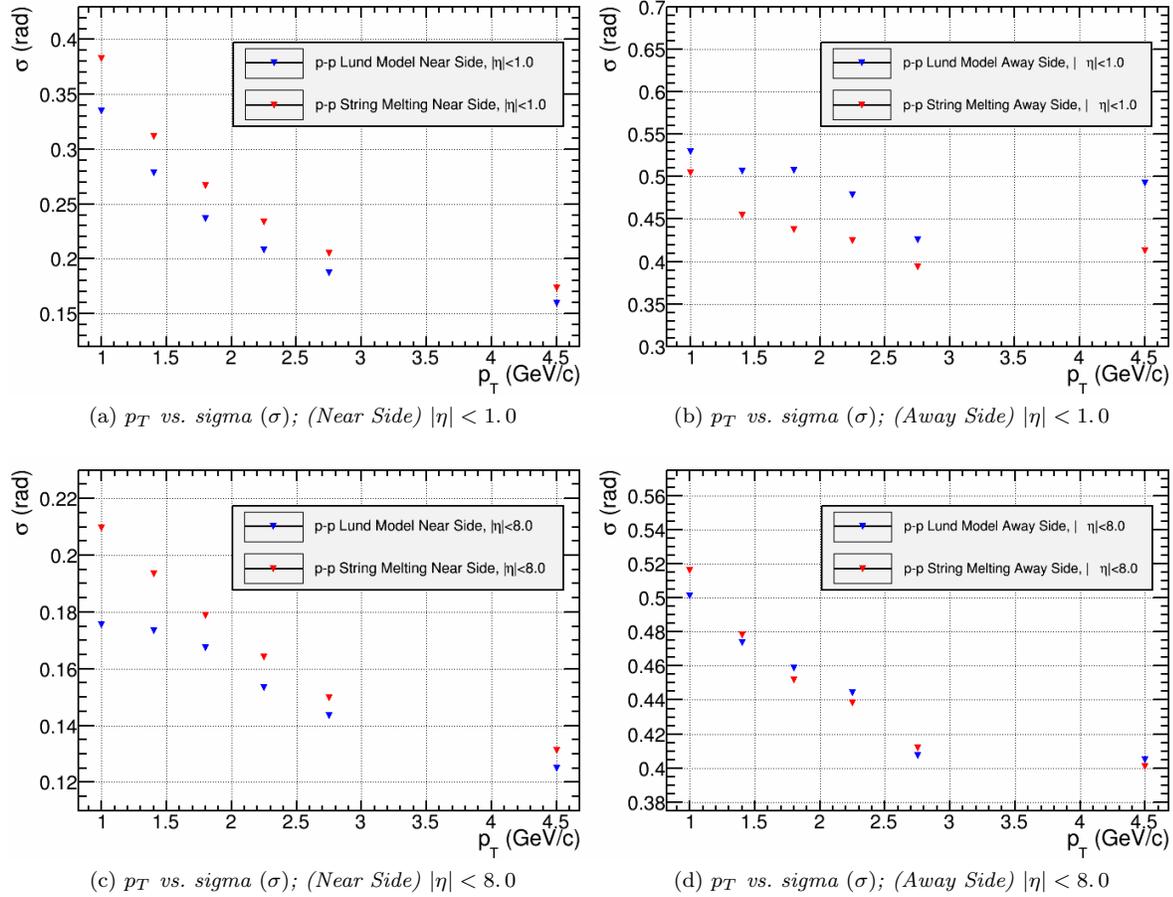


Figura 6.12: Sistema de colisión ($p - p$). Distribuciones de la anchura de la correlación sobre $\Delta\phi$ para diferentes valores de energía en el momento transversal para partículas leading, y asociadas, respectivamente (a-d). Anchura del lado cercano (Near Side) (a), y (c). Anchura del lado lejano (Away Side) (b), y (d), respectivamente. Las correlaciones de corto alcance se comportan bien con la pseudorapidez $|\eta| < 1.0$, es decir, el pico en el lado cercano está bien definido, (Near Side), así también, las correlaciones de largo alcance se comportan bien con la pseudorapidez $|\eta| < 8.0$, por lo tanto, lo que apreciamos en la comparación de ambos modelos, es una pequeña disminución en la altura del pico del lado cercano, y un aumento apreciable de la altura de la anchura en el lado lejano.

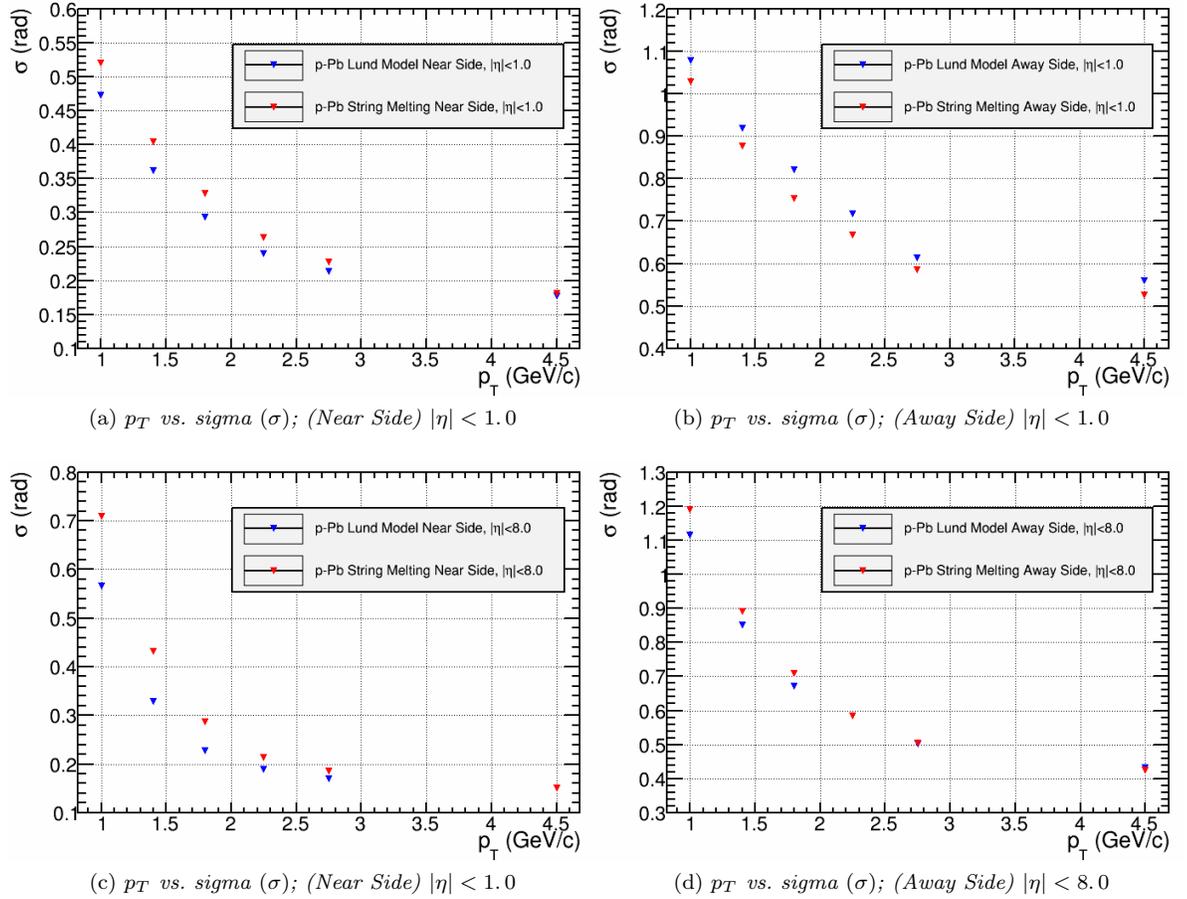
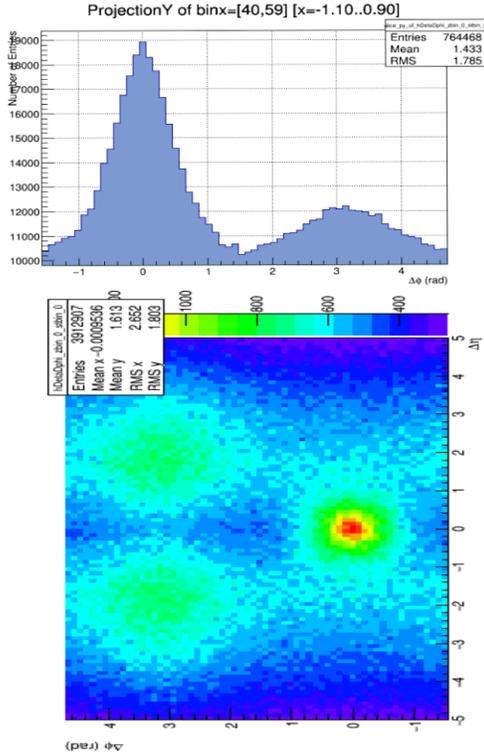


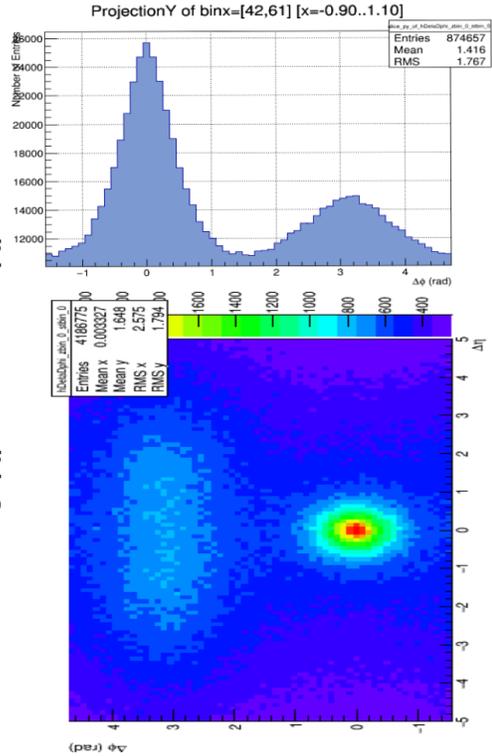
Figura 6.13: Sistema de colisión ($p - Pb$). Distribuciones de la anchura de la correlación sobre $\Delta\phi$ para diferentes valores de energía en el momento transversal para partículas leading, y asociadas, respectivamente **(a-d)**. Anchura del lado cercano (Near Side) **(a)**, y **(c)**. Anchura del lado lejano (Away Side) **(b)**, y **(d)**, respectivamente. Estas correlaciones de corto alcance se comportan bien a una pseudorapidez $|\eta| < 1.0$, es decir, el pico en el lado cercano mantiene la forma de esta estructura, (Near Side), así también, las correlaciones de largo alcance lucen bien a una pseudorapidez $|\eta| < 8.0$, por lo tanto, lo que apreciamos en esta comparación entre ambos modelos, es una pequeña disminución en la altura del pico del lado cercano, pero esta disminución en la altura, no es tan menor, como la del sistema ($p - p$), es decir, el pico es mayor en altura, en este sistema, que en el sistema ($p - p$), también hay un aumento considerable en la altura de la anchura del lado lejano.

PYTHIA: Inelastic pp at 7 TeV
Leading: $|\eta| < 0.8$; Assoc.: $|\eta| < 8$

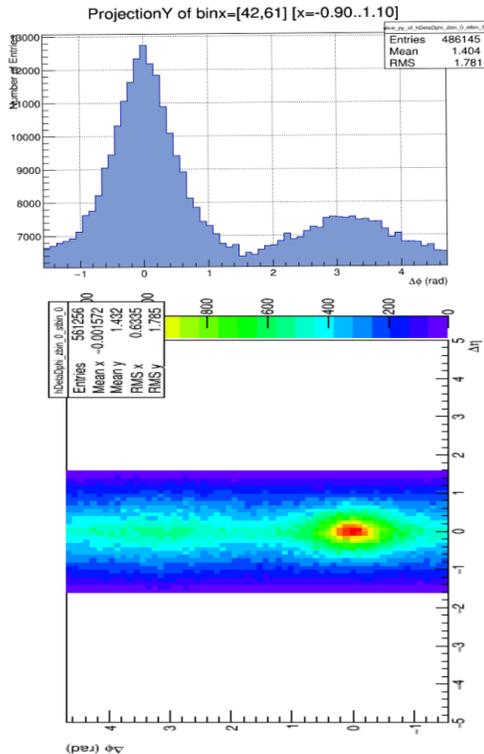


ALICE

PYTHIA: Inelastic pp at 7 TeV
Leading: $|\eta| < 8.0$; Assoc.: $|\eta| < 8.0$



PYTHIA: Inelastic pp at 7 TeV
Leading: $|\eta| < 0.8$; Assoc.: $|\eta| < 0.8$



PYTHIA: Inelastic pp at 7 TeV
Leading: $|\eta| < 2$; Assoc.: $|\eta| < 8$

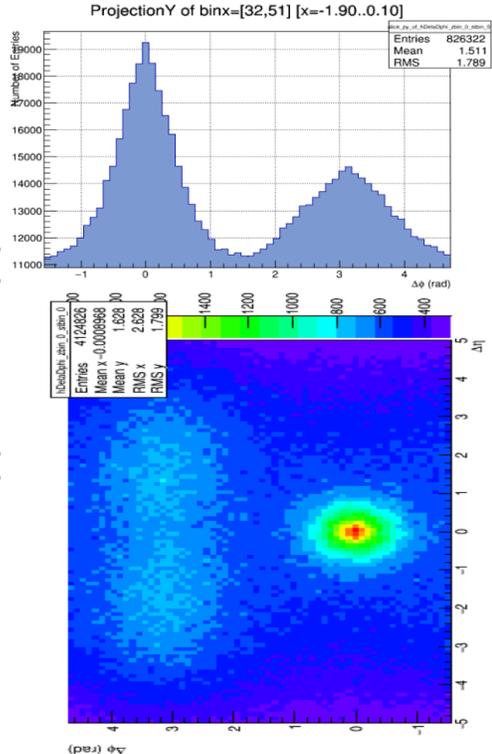


Figura 6.14: Distribuciones de hadrones cargados primarios en colisiones p-p. (a), (b) Comparando estas, dos (2), correlaciones por el programa, de monte carlo, PYTHIA, vemos que, a una mayor distancia en pseudorapidez de las partículas asociadas produce una mayor anchura en la correlacion del lado lejano. (c), (d) En esta comparación de distribuciones, podemos ver, mientras incrementamos el valor de la pseudorapidez de las partículas trigger (o leading) entonces se reducirá la anchura del lado cercano.

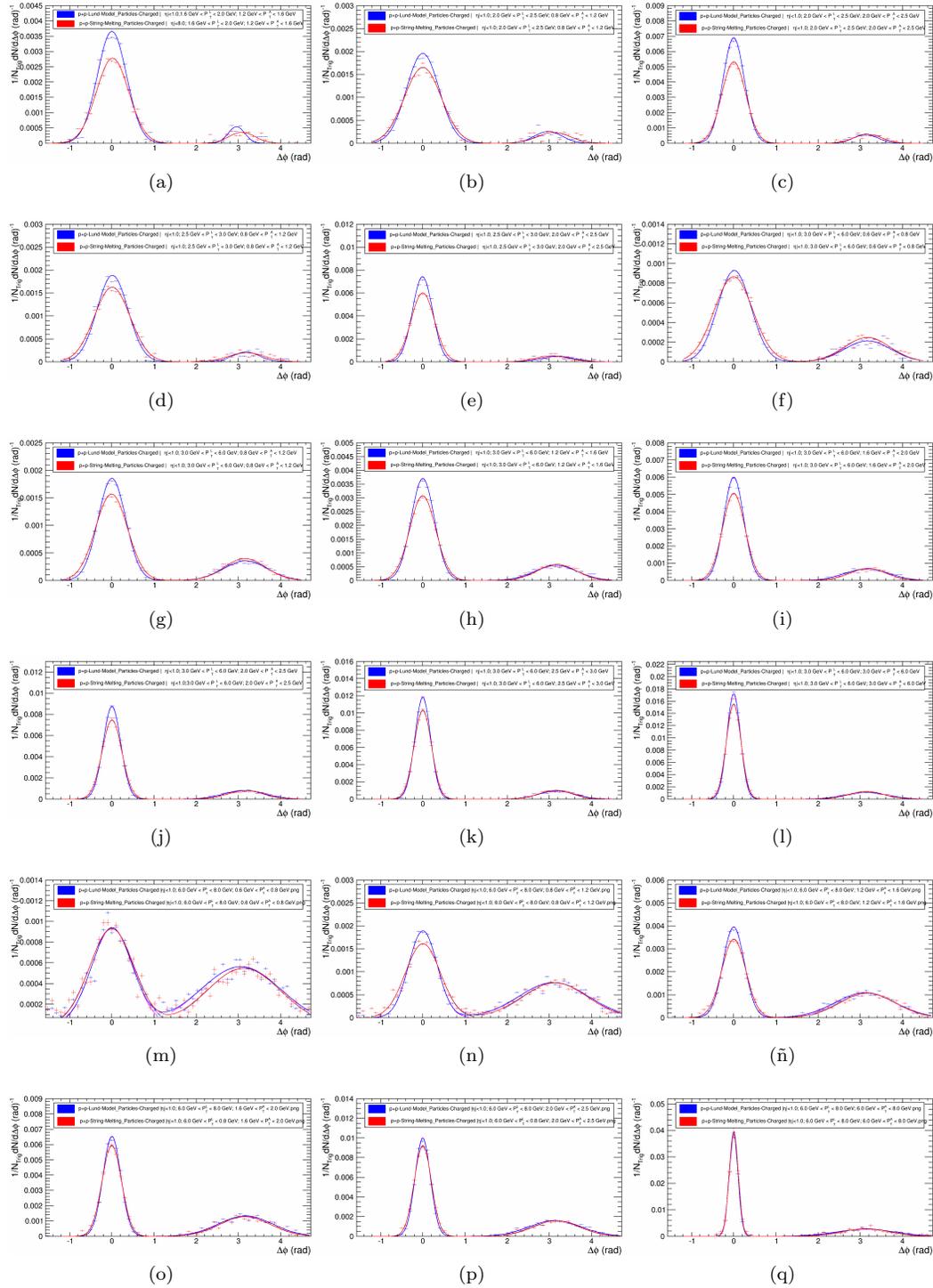


Figura 6.15: Distribuciones en $\Delta\phi$ de hadrones cargados primarios en colisiones protón - protón con pseudorapidez menor a 1.0. Desde (a) hasta (q). Aquí vemos las distribuciones calculadas en función del momento transverso de partículas trigger P_T^L y, partículas asociadas P_T^A de menor a mayor energía.

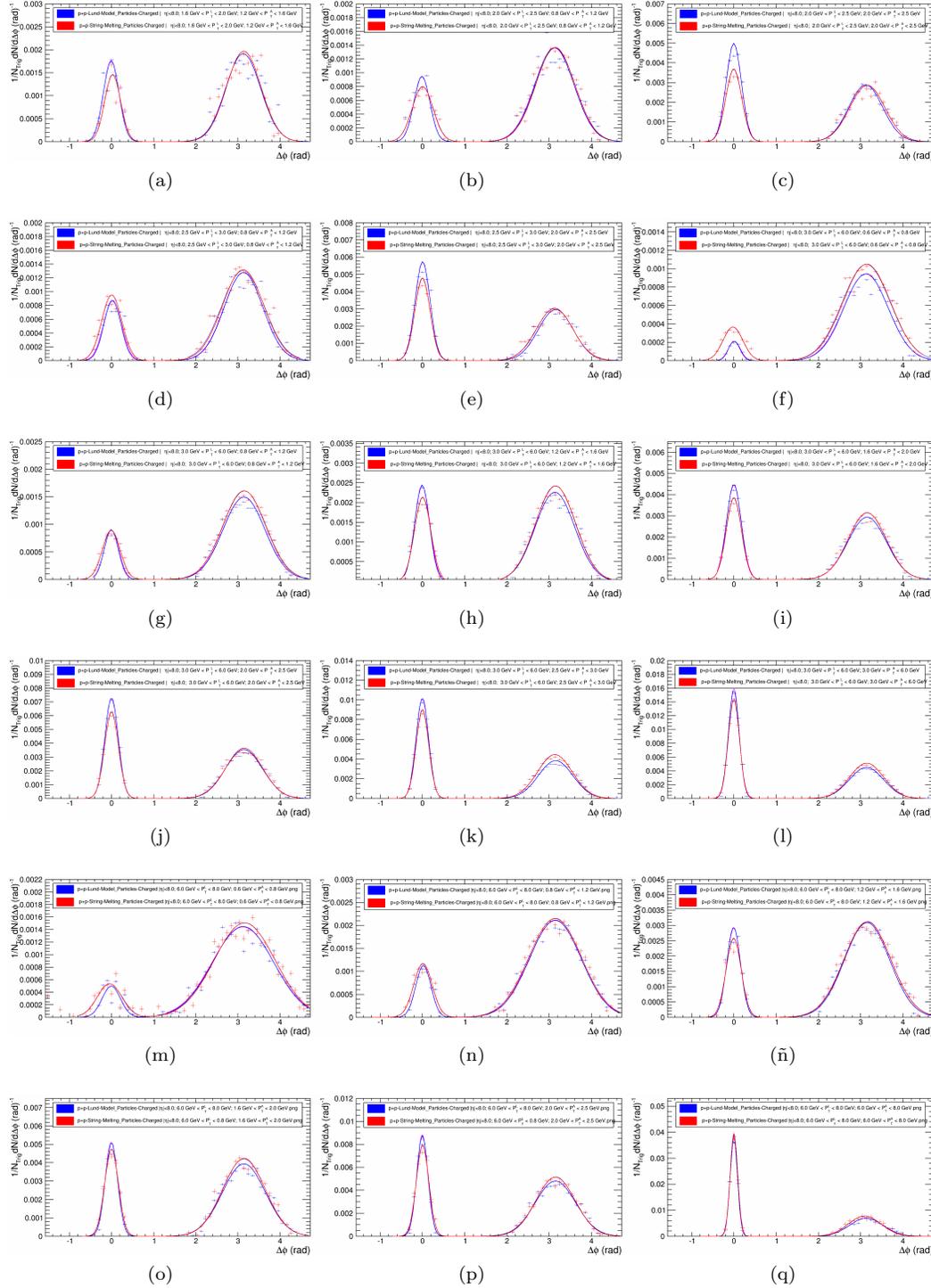


Figura 6.16: Distribuciones en $\Delta\phi$ de hadrones cargados primarios en colisiones protón - protón con pseudorapidez menor a 8.0. Desde (a) hasta (q). Aquí vemos las distribuciones calculadas en función del momento transversal de partículas trigger P_T^L y partículas asociadas P_T^A de menor a mayor energía.

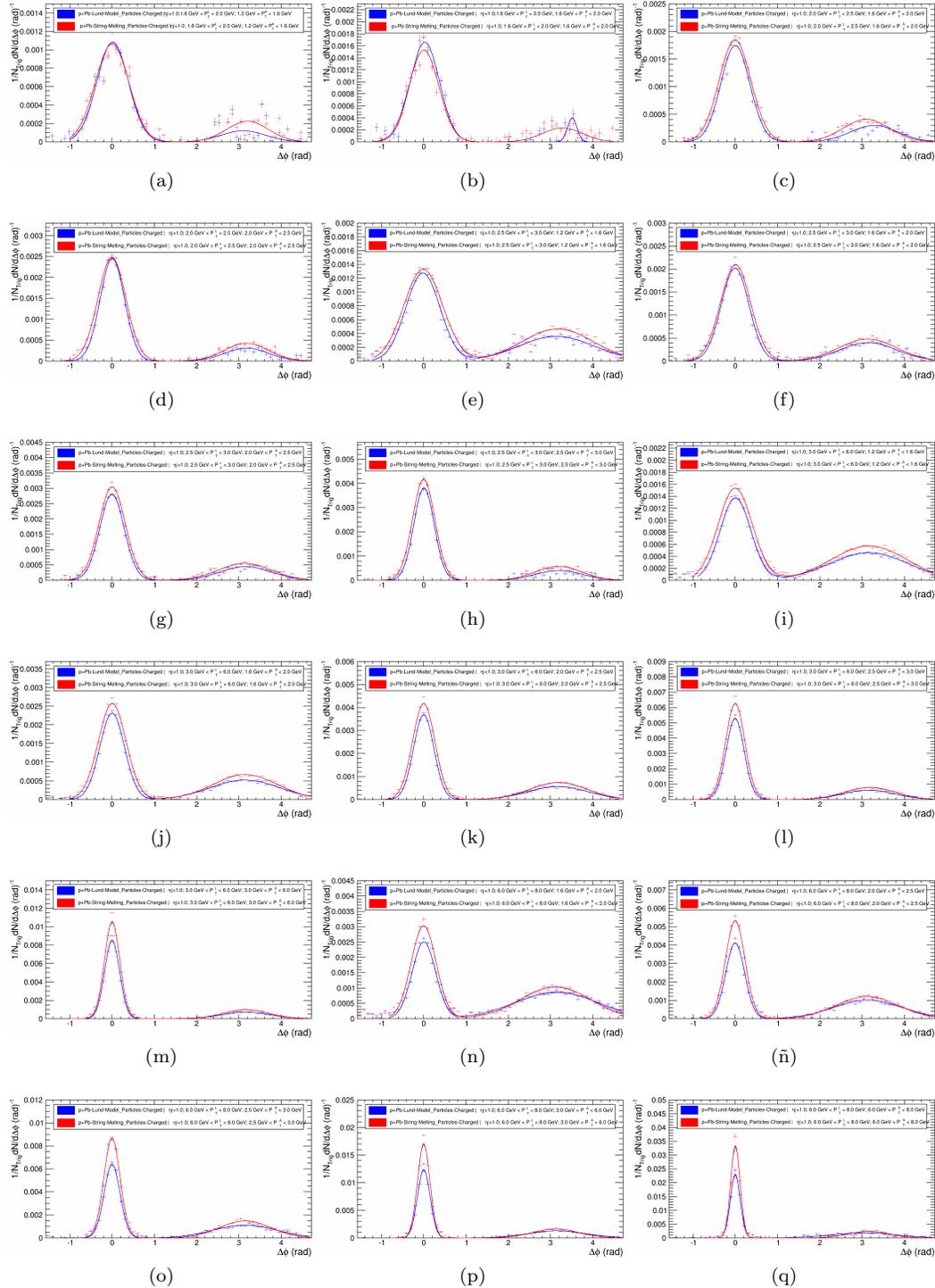


Figura 6.17: Distribuciones en $\Delta\phi$ de hadrones cargados primarios en colisiones protón - plomo con pseudorapidez menor a 1.0. Desde (a) hasta (q). Aquí vemos las distribuciones calculadas en función del momento transverso de partículas trigger P_T^L y, partículas asociadas P_T^A de menor a mayor energía.

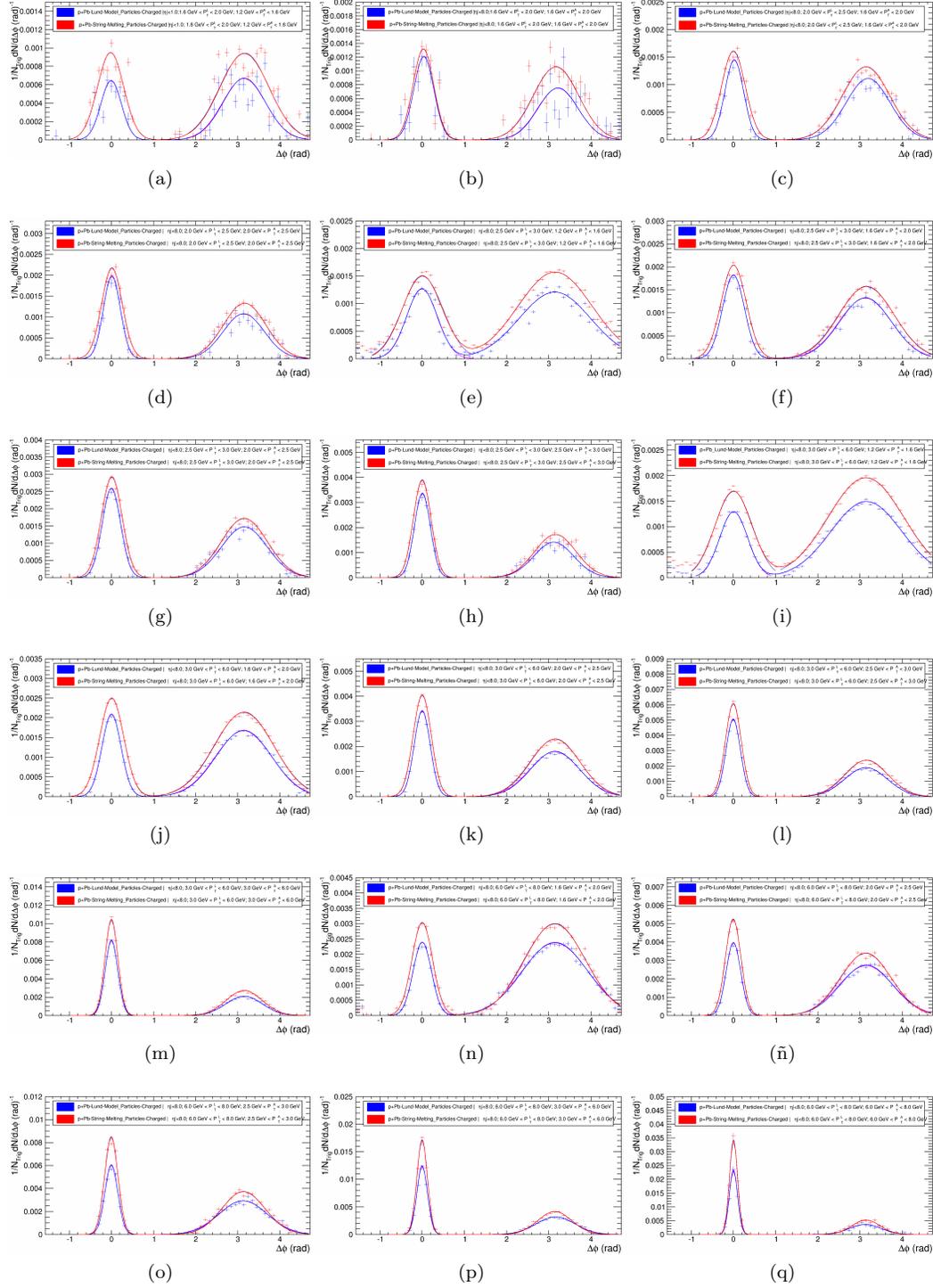


Figura 6.18: Distribuciones en $\Delta\phi$ de hadrones cargados primarios en colisiones protón - plomo con pseudorapidez menor a 8.0. Desde (a) hasta (q). Aquí vemos las distribuciones calculadas en función del momento transverso de partículas trigger P_T^L y, partículas asociadas P_T^A de menor a mayor energía.

Partículas Cargadas : Piones (π^\pm), Kaones (K^\pm), Protones (p), y Antiprotones (\bar{p})						
Sistema (p - p); $p_T^L := 6.0 - 8.0(\text{GeV}/c)$; $p_T^A := 1.6 - 2.0(\text{GeV}/c)$						
$ \eta < 1.0$						
MODELO	Y_{ield}^{NS}	$\sigma_{NS}(rad)$	Y_{ield}^{AS}	$\sigma_{AS}(rad)$	χ_{NS}^2	χ_{AS}^2
LUND	$6.54487 \times 10^{-03} \pm 0.00003$	$2.11345 \times 10^{-01} \pm 0.001$	$0.312480 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$6.58343 \times 10^{-01} \pm 0.006$	162.846	505.963
STRING MELTING	$5.94672 \times 10^{-03} \pm 0.00006$	$2.31202 \times 10^{-01} \pm 0.002$	$1.25067 \times 10^{-03} \pm 0.00002$	$6.33222 \times 10^{-01} \pm 0.01$	48.7003	102.764
$ \eta < 8.0$						
MODELO	Y_{ield}^{NS}	$\sigma_{NS}(rad)$	Y_{ield}^{AS}	$\sigma_{AS}(rad)$	χ_{NS}^2	χ_{AS}^2
LUND	$5.10697 \times 10^{-03} \pm 0.00004$	$1.47995 \times 10^{-01} \pm 0.001$	$3.91459 \times 10^{-03} \pm 0.00002$	$5.16812 \times 10^{-01} \pm 0.003$	5264.08	1802.22
STRING MELTING	$4.72726 \times 10^{-03} \pm 0.00008$	$1.63841 \times 10^{-01} \pm 0.002$	$4.21837 \times 10^{-03} \pm 0.005$	$5.04923 \times 10^{-01} \pm 0.005$	259.683	703.479

Tabla 6.1: Valores del ajuste de las distribuciones $1/N_{Trigger}dN/d\Delta\phi$, de las figuras correspondientes 6.6, y 6.7 respectivamente, a partir de la expresión 5.9 para hadrones cargados en función del momento transverso de la partícula trigger, y de la partícula asociada.

Partículas Cargadas : Piones (π^\pm), Kaones (K^\pm), Protones (p), y Antiprotones (\bar{p})						
Sistema (p - Pb); $p_T^A := 6.0 - 8.0(\text{GeV}/c)$; $p_T^A := 1.6 - 2.0(\text{GeV}/c)$						
$ \eta < 1.0$						
MODELO	Y_{ield}^{NS}	$\sigma_{NS}(rad)$	Y_{ield}^{AS}	$\sigma_{AS}(rad)$	χ_{NS}^2	χ_{AS}^2
LUND	$2.50552 \times 10^{-03} \pm 0.00002$	$2.78503 \times 10^{-01} \pm 0.003$	$8.71712 \times 10^{-04} \pm 0.00005$	$9.54364 \times 10^{-01} \pm 0.01$	171.522	57.0885
STRING MELTING	$3.01446 \times 10^{-03} \pm 0.00002$	$2.97682 \times 10^{-01} \pm 0.002$	$1.04464 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$8.13972 \times 10^{-01} \pm 0.01$	346.744	94.839
$ \eta < 8.0$						
MODELO	Y_{ield}^{NS}	$\sigma_{NS}(rad)$	Y_{ield}^{AS}	$\sigma_{AS}(rad)$	χ_{NS}^2	χ_{AS}^2
LUND	$2.39797 \times 10^{-03} \pm 0.00004$	$2.16982 \times 10^{-01} \pm 0.003$	$2.38514 \times 10^{-03} \pm 0.00002$	$7.76987 \times 10^{-01} \pm 0.007$	26.4067	136.189
STRING MELTING	$3.03828 \times 10^{-03} \pm 0.00003$	$2.43558 \times 10^{-01} \pm 0.003$	$3.00119 \times 10^{-03} \pm 0.00002$	$7.22248 \times 10^{-01} \pm 0.005$	65.5138	142.94

Tabla 6.2: Valores del ajuste de las distribuciones $1/N_{Trigger}dN/d\Delta\phi$, de las figuras correspondientes 6.9, y 6.10 respectivamente, a partir de la expresión 5.9 para hadrones cargados en función del momento transverso de la partícula trigger, y de la partícula asociada.

Particles Charged : Piones π^\pm , Kaones K^\pm , Protones (p), y Antiprotones (\bar{p})							
$p_{T,t}(\text{GeV}/c)$	Y_{ield}^{NS}	$\sigma_{NS}(rad)$	Y_{ield}^{AS}	$\sigma_{AS}(rad)$	χ_{NS}^2	χ_{AS}^2	
0.8 – 1.2	$1.83582 \times 10^{-03} \pm 0.000002$	$3.34654 \times 10^{-01} \pm 0.0005$	$3.51806 \times 10^{-04} \pm 0.000001$	$5.28820 \times 10^{-01} \pm 0.002$	695.36	3722.69	
1.2 – 1.6	$3.68740 \times 10^{-03} \pm 0.000005$	$2.77942 \times 10^{-01} \pm 0.0004$	$5.43761 \times 10^{-04} \pm 0.000003$	$5.06240 \times 10^{-01} \pm 0.002$	887.266	3353.53	
1.6 – 2.0	$6.00827 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$2.36317 \times 10^{-01} \pm 0.0003$	$6.79593 \times 10^{-04} \pm 0.000004$	$5.07014 \times 10^{-01} \pm 0.003$	1282.6	4172.97	
2.0 – 2.5	$8.76816 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$2.07838 \times 10^{-01} \pm 0.0003$	$8.24972 \times 10^{-04} \pm 0.000006$	$4.77966 \times 10^{-01} \pm 0.003$	2226.89	2011.58	
2.5 – 3.0	$1.18606 \times 10^{-02} \pm 0.00002$	$1.86994 \times 10^{-01} \pm 0.00003$	$9.37468 \times 10^{-04} \pm 0.000009$	$4.25280 \times 10^{-01} \pm 0.004$	2651.01	1923.74	
3.0 – 6.0	$1.73007 \times 10^{-02} \pm 0.00004$	$1.59012 \times 10^{-01} \pm 0.00003$	$1.09373 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$4.91958 \times 10^{-01} \pm 0.004$	2946.45	693.861	

Tabla 6.3: Distintos valores del ajuste de las distribuciones $1/N_{Trigger}dN/d\Delta\phi$, para el sistema (p - p) Lund Model, con pseudorapidez $|\eta| < 1.0$ a partir de la expresión 5.9 para hadrones cargados en función del momento transversal de la partícula trigger, y corresponden, estos datos, a la distribución de la figura 6.6 (b).

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo se hace uso de un generador de eventos llamado AMPT (A MultiPhase Transport) que esta basado en: el generador de interacciones de jets de iones pesados (HIJING) para generar las condiciones iniciales; la cascada de partones de Zhang (ZPC) para modelar dispersiones partónicas; el modelo de fragmentación de cuerdas de Lund o el modelo de coalescencia de quarks para la hadronización de partones, dependiendo que método desea usar, y analizar; y para dar una descripción coherente de la dinámica de las colisiones de iones pesados relativistas se mejoran, y se combinan las dispersiones hadrónicas utilizando un modelo de transporte relativista (ART).

Con AMPT se realizó un estudio de correlaciones azimutales, es decir, la separación angular azimutal entre la partícula más energética y el resto de partículas en un evento, cantidad util para estudiar entre otras cosas, la pérdida de energía partónica en un medio de materia nuclear.

El estudio se hace en colisiones protón-protón, y es comparado con resultados obtenidos en colisiones protón-plomo, donde la densidad de materia creada en la colision puede aumentar. Tambien se se hace comparacion entre dos modelos de hadronización modelo de cuerdas de Lund, y fusión de cuerdas, ambos incorporados en AMPT.

Como punto de partida, se calcularon cantidades globales para caraterizar eventos, tales como la multiplicidad de los eventos en colisiones protón-protón y protón-Plomo. Los resultados calculados muestran un buen acuerdo con resultados publicados. Se calcularon las distribuciones de momento transverso para partículas identificadas tales como piones, kaones, y protones. Estos resultados muestran que en general el modelo de Lund produce momentos transversos ligeramente más duros en la región de alto p_T . Tambien se calculó la distribución de momento transverso promedio con el modelo de cuerdas de Lund, y fusión de cuerdas, este resultado muestra un acuerdo con datos experimentales a baja multiplicidad, pero no a alta donde se sabe que es posible describir los datos con modelos alternativos de hadronización, tales como reconección por color y el cual esta asociado a posibles fenómenos colectivos en eventos de alta multiplicidad.

Respecto a las correlaciones azimutales, éstas fueron estudiadas seleccionando rangos de momento transverso de la partícula trigger, y de las partículas asociadas. Estudiar rangos de momento transverso bajo permite estudiar los eventos *underlying* que es donde predomina la física de procesos suaves de QCD, por otro lado, la parte de momentos grandes, predomina la parte de procesos duros de QCD. Adicional a esta separación de eventos el análisis de las correlaciones se realizó separando la región central ($|\eta| < 0,8$) y la región de fragmentación ($|\eta| > 2$)

determinado por la pseudorapidez. Los resultados se pueden describir de una manera resumida como sigue:

En colisiones protón-protón, las distribuciones de correlación angular azimutal se pueden ver como dos distribuciones Gaussianas una alrededor del $\delta\phi = 0$ por definición, y otra centrada en $\delta\phi = \pi$ radianes, es decir se describen las partículas de un “jet” y de otro posible jet en la dirección opuesta. En general las distribuciones Gaussianas disminuyen su anchura a medida que se incrementa el rango de momento de las partículas bajo estudio.

Haciendo la comparación entre el modelo de Lund, y de fusión de cuerdas para el mismo rango de momento transversal, se puede ver que el modelo de fusión de cuerdas tiene una Gaussiana ligeramente más ancha respecto al modelo Lund, el mismo comportamiento se observa para las Gaussianas. Una cuantificación de estas anchuras está cuando se mide anchura como función del momento transversal, el cual gráficamente se ha mostrado la afirmación anterior. El mismo estudio se realizó para la región central de rapidez, y de fragmentación, obteniéndose resultados similares.

El mismo estudio de protón-protón fue realizado para protón-Plomo, encontrándose resultados similares al caso de protón-protón, con la diferencia principal en que hay una mayor diferencia en las anchuras de las Gaussianas.

Gaussianas lo que permite entender la producción hadrones Los estudios realizados muestran pequeñas diferencias entre los resultados de protón-protón, y protón-plomo, lo cual está de acuerdo con datos experimentales. Es interesante continuar este estudio para colisiones de iones pesados como plomo-plomo, donde se sabe que las diferencias respecto a protón-protón son mayores debido en general a efectos nucleares fenómenos colectivos inherentes a esta clase de colisiones debido a la gran densidad de partículas producidas en sistemas más pesados, así como al incremento en la energía de la colisión.

Capítulo 8

Apéndice A

8.1. Variables cinemáticas

Variables cinemáticas relativistas.

En las colisiones relativistas de iones pesados, y en muchos otros procesos de colisión, es conveniente utilizar variables cinemáticas que tienen propiedades simples bajo un cambio del marco de referencia. Las variables de cono luminoso x_+ , y x_- , la variable de velocidad, y (rapidez), y la variable de pseudorapidez η son variables cinemáticas que tienen propiedades bajo una transformación de Lorentz. Son comúnmente utilizadas, y además son cómodas. La variable de escala de Feynman, x_F que está relacionada con las variables del cono de luz x_+ , y x_- , son también utilizadas a menudo. Vale la pena discutir estas variables en detalle para establecer el lenguaje adecuado para las reacciones.

8.1.1. A.1 Notación y Convenciones

El estudio de la dinámica de las colisiones se realiza por medio de las variables cinemáticas; además resultan ser útiles para el estudio de la producción de partículas porque presentan características invariantes al trabajar con sistemas relativistas. A continuación se describirán algunas de estas variables usadas en este trabajo.

Si utilizamos las unidades naturales $c = \hbar = 1$, entonces,

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,055 \times 10^{-34} J \times s. \quad (8.1)$$

Joule \times *seg*: unidad de acción / momento angular (ML^2/T). Las coordenadas del espacio-tiempo de un punto x están denotadas por un vector contravariante con componentes x^μ :

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, \mathbf{x}) = (t, x, y, z). \quad (8.2)$$

$$E = \gamma m, \quad p = \gamma \beta m, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad m = \text{masa en reposo} \quad (8.3)$$

Las variables cinemáticas de una partícula, como energía, masa y, momento se encuentran relacionadas por medio de la siguiente expresión

$$E^2 = m^2 + \mathbf{p}^2, \quad (8.4)$$

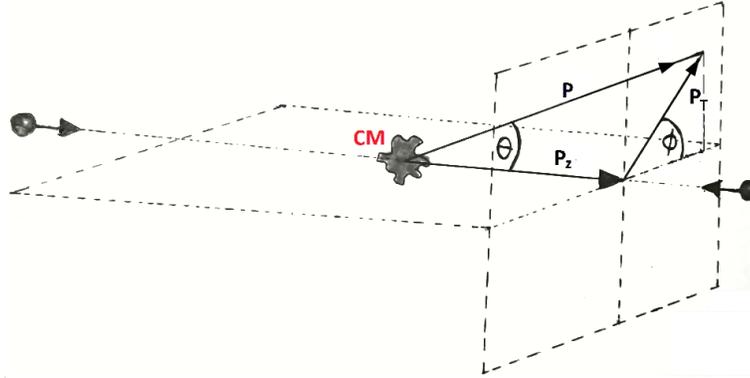


Figura 8.1: Aquí vemos las componentes del momento de una partícula primaria de la colisión y, tomando como referencia el sistema del centro de masa y el eje de la colisión.

El momento que lleva cada partícula producida en la colisión puede descomponerse en una componente longitudinal (p_z) y una componente transversal (p_T) en referencia con nuestro haz de la colisión, como se puede observar en la figura 8.1 y, las cuales cumplen con:

$$\mathbf{p}_T^2 = p_x^2 + p_y^2, \quad \mathbf{p}^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 \quad (8.5)$$

El momento del vector \mathbf{p} es similar a la definición para un vector contravariante con componentes p^μ

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = (E, \mathbf{p}) = (E, \mathbf{p}_T, p_z) = (E, p_x, p_y, p_z) \quad (8.6)$$

Usualmente, el eje del haz de partículas se elige ser el eje z . En la mayoría de los casos, la posición, donde los haces se ponen en colisión, es bastante conocido; Este conocimiento se utiliza para fijar un “origen” del sistema de coordenadas. En tanto que los haces entrantes no estén polarizados, existe tan sólo un eje particular, y en tales casos, los eventos exhiben simetría cilíndrica con respecto al eje z . El cuatro momento de las partículas por su energía (que proporciona el valor absoluto del tres momento a través de la condición $p^2 = m^2$), y por dos ángulos θ , y ϕ . Aquí el ángulo “polar” (θ) describe el ángulo de una partícula con respecto al eje z y, ϕ es el ángulo “azimutal” alrededor del eje del haz.

8.1.2. Rapidez y pseudorapidez

En lugar de utilizar el ángulo polar θ , a veces es más útil tener una cantidad con mejores propiedades bajo impulsos a lo largo del eje del haz. Esto es especialmente cierto para los experimentos con hadrones colisionando, ya que por lo general sólo algunos constituyentes de ellos interactúan. En tales casos, se conocen las energías, y por lo tanto los momentos de los hadrones entrantes, pero las energías, y las fracciones de momento de los respectivos constituyentes que interactúan no se conocen a priori. Suponiendo que los constituyentes se mueven en paralelo a las partículas entrantes, esto implica que el momento global de los constituyentes que chocan a lo largo del eje del haz es esencialmente desconocido. Se podría entonces caracterizar su colisión por el movimiento relativo de su sistema de centro de masa en el sistema de laboratorio, y por

su centro de energía de masa. El movimiento relativo puede entenderse como un impulso del sistema constituyente con respecto al sistema de laboratorio o haz. La cantidad de la rapidez, usualmente denotada por y y, se define como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_z}{E - p_z} \right]. \quad (8.7)$$

Las diferencias de rapidez permanecen invariantes bajo impulsos a lo largo del eje z , para ello, basta con ver que la rapidez cambia aditivamente bajo impulsos,

$$E' = E \cosh(\gamma) - p_z \sinh(\gamma) p'_z = p_z \cosh(\gamma) - E \sinh(\gamma). \quad (8.8)$$

por lo tanto,

$$y' = \frac{1}{2} \ln \frac{(E + p_z)(\cosh(\gamma) - \sinh(\gamma))}{(E - p_z)(\cosh(\gamma) + \sinh(\gamma))} = y + \frac{1}{2} \ln \frac{e^{-\gamma}}{e^{\gamma}} = y - \gamma. \quad (8.9)$$

donde:

$$e^y = \sqrt{\frac{E + p_z}{E - p_z}}, \quad e^{-y} = \sqrt{\frac{E - p_z}{E + p_z}} \quad (8.10)$$

La rapidez no proporciona una interpretación muy intuitiva. Por lo tanto, se ha introducido otra cantidad, llamada pseudorapidez, que se denomina comúnmente por η . Empleando el ángulo polar θ , se define a través de:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (8.11)$$

Se puede ver el momento transverso ayudándose con la ecuación del ángulo sólido.

$$d^3p = \bar{p}^2 dp d^2\Omega = \bar{p}^2 dp d\theta \sin(\theta) d\phi = \bar{p}^2 dp d\cos(\theta) d\phi. \quad (8.12)$$

Una distribución uniforme de momentos con longitud fija se traduce en una distribución que es uniforme en ϕ y en $\cos(\theta)$. Para las partículas con $pc \gg m_0 c^2$, la rapidez, y la pseudorapidez son idénticas. Esto podemos verlo, como:

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + E \cos(\theta)}{E - E \cos(\theta)} \\ &= \ln \sqrt{\frac{1 + \cos(\theta)}{1 - \cos(\theta)}} = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (8.13)$$

Recordando que $c = \hbar = 1$ y, donde se ha utilizado el hecho de que para estas partículas, $E^2 = p^2 + m_0^2$ así, $E^2 = p \times (1 + m_0^2/p^2)^{1/2}$ y luego, $E^2 = p + [(1/2) \times (m_0^2/2p)]$ este valor p es entonces, la energía para un fotón, es decir, $\varepsilon = m_0^2/2p$, esta cantidad es demasiado pequeña que sobrepasa los límites de su medición, así proponiendo que, $m_0 \cong 0$, nos queda:

$$|\bar{p}| = p = E. \quad (8.14)$$

En cambio, para las partículas masivas, la pseudorapidez, y la rapidez no coinciden; podemos verlo, como sigue: De su definición geométrica a través del ángulo polar θ , debe estar claro

que la cantidad de pseudorapideces van desde menos infinito hasta más infinito, $(-\infty, +\infty)$. Sin embargo, las rápidas,

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \leq \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + \sqrt{E^2 - m^2}}{E - \sqrt{E^2 - m^2}} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(1 + \sqrt{1 - m^2/E^2})^2}{m^2/E^2} \right) \leq \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2E^2}{m^2} \right) = y_{max} \end{aligned} \quad (8.15)$$

8.1.3. A.2 Momento Transverso

Dado que la rapidez (ó, de manera similar, la pseudorapidez) enredan las energías, y el momento longitudinal, es útil tener otras cantidades independientes que caracterizan los momentos en los experimentos de colisionadores. Por razones de simetría, se emplea normalmente el ángulo azimutal ϕ ; además, se ha acostumbrado a utilizar también el momento transverso, definido por:

$$p_{\perp} = \sqrt{p^2 + p_z^2} \quad (8.16)$$

Hay una serie de cantidades similares alrededor, todas ellas haciendo hincapié en el plano de eventos transversales, que también es invariante bajo impulsos. Sin embargo, esta invariancia no se satisface plenamente en todas las cantidades siguientes. En primer lugar, también se puede definir una masa transversa como:

$$m_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2, \quad (8.17)$$

Que es claramente invariante bajo impulsos longitudinales. En contraste, una energía “transversa” puede definirse como la proyección geométrica de la energía en su componente en el plano transverso

$$E_{\perp} = E \sin(\theta) \quad (8.18)$$

No necesita tener un impulso que sea longitudinalmente invariante. Por supuesto, hay un montón de situaciones en las que es una ventaja reformular la integral sobre el momento de una partícula en términos de rapidez, y momentos transversos.

$$\frac{d^3p}{2E(2\pi)^3} = \left| \frac{\partial p_x, p_y, p_z}{\partial p_{\perp}, \phi, y} \right| \frac{dp_{\perp} d\phi dy}{2E(2\pi)^3} = \frac{p_{\perp}^3 dp_{\perp} d\phi dy}{2E^2(2\pi)^3} \quad (8.19)$$

8.1.4. A.3 Variables de Mandelstam

Está claro que las amplitudes de dispersión física deben ser mejor independientes del marco en el que se calculan o miden. Esto se traduce en el hecho de que dependen sólo de cantidades covariantes: Masas (ó, mejor, sus cuadrados) y productos del cuatro-momento. Los procesos básicos de dispersión o producción en los experimentos del colisionador son típicamente de la forma $2 \rightarrow 2$: ver la siguiente figura 8.1.

$$a(p_1) + b(p_2) \rightarrow c(p_3) + d(p_4) \quad (8.20)$$

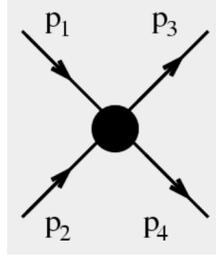


Figura 8.2: Donde a, b, c, y d Etiquetan diferentes partículas, y los diversos p's etiquetan sus respectivos momentos. Esto deja tres productos escalares independientes de pares de momentos, a saber... $s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \rightarrow 4E^2 t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \rightarrow 2E^2(1 - \cos(\theta))u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \rightarrow 2E^2(1 + \cos(\theta))$

Las últimas identificaciones en cada línea son válidas solamente para partículas sin masa en su marco de centro de masa. En este marco, θ es el ángulo de dispersión, es decir, el ángulo entre los momentos de las partículas a, y c. Para ambas partículas con, y sin masa en el plano transversal, las variables de Mandelstam satisfacen...

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 p_i^2 = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2; \quad (8.21)$$

Que es obviamente cierto para las partículas sin masa. Esta identidad implica que sólo dos de tres de estas variables pueden ser elegidas a voluntad. Por lo general, se elige fijar s , la energía del cuadrado del centro de masa del par de partículas producido (en general: estado final), y fijar "t", el momento transversal. De la identidad anterior, también;

$$0 \geq t, u \geq -s \quad (8.22)$$

se sigue. Consideremos ahora los siguientes diagramas, en los que se ha decodificado la burbuja rellena de color negro del croquis del proceso anterior...ver figura 8.2.

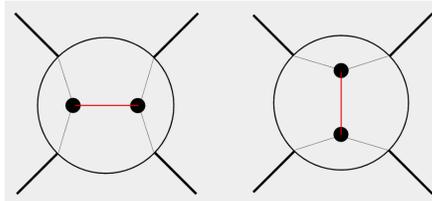


Figura 8.3: (A) proceso canal-s (hadrón izq. del dibujo): El proceso de dispersión se realiza mediante el intercambio de una partícula virtual con momento $p = p_1 + p_2$. (B) proceso canal-t (hadrón der. del dibujo): El proceso de dispersión se realiza mediante el intercambio de una partícula virtual con momento $p = p_1 - p_3$

8.2. Apéndice B

Aquí podemos ver algunas otras distribuciones de los resultados obtenidos, y analizados, de los dos sistemas de colisión (p-p), y (p-Pb) analizados en este trabajo, por los datos simulados

del generador de eventos AMPT. Las figuras 8.3, y 8.4 corresponden al sistema de colisión (p - p) con energía de centro de masa $\sqrt{s_{NN}} = 7.0$ TeV y las figuras 8.6, 8.7 corresponden al sistema de colisión (p - Pb) con energía en el centro de masa de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV; los cortes son los mismos para los dos sistemas. En estas distribuciones angulares dihadrónicas también, podemos ver que, a medida que se incrementa el valor de la pseudorapidez, en las partículas asociadas se incrementa la anchura del lado lejano, y cuanto el valor sea mayor en la pseudorapidez de las partículas trigger (o leding), se reduce la anchura del lado cercano. Las distribuciones que se muestran a continuación en las figuras respectivas, fueron calculadas con el sistema (p - p): 8.3 ((b) $|\eta| < 1.0$, y (c) $|\eta| < 8.0$) modelo de lund y, 8.4 ((b) $|\eta| < 1.0$, y (c) $|\eta| < 8.0$) modelo string melting, respectivamente, y también con las distribuciones calculadas con el sistema (p - Pb): 8.6 ((b) $|\eta| < 1.0$, y (c) $|\eta| < 8.0$) modelo de lund, y 8.7 ((b) $|\eta| < 1.0$, y (c) $|\eta| < 8.0$) modelo string melting, respectivamente. La comparación de ambas distribuciones la podemos ver entre el modelo lund vs. modelo de fusión de cuerdas, sobre $\Delta\phi$ en las figuras 8.5 (p - p) (a), y 8.8 (p - Pb) (a) con $|\eta| < 1.0$, y 8.5 (p - p) (b), y 8.8 (p - Pb) (b) con $|\eta| < 8.0$.

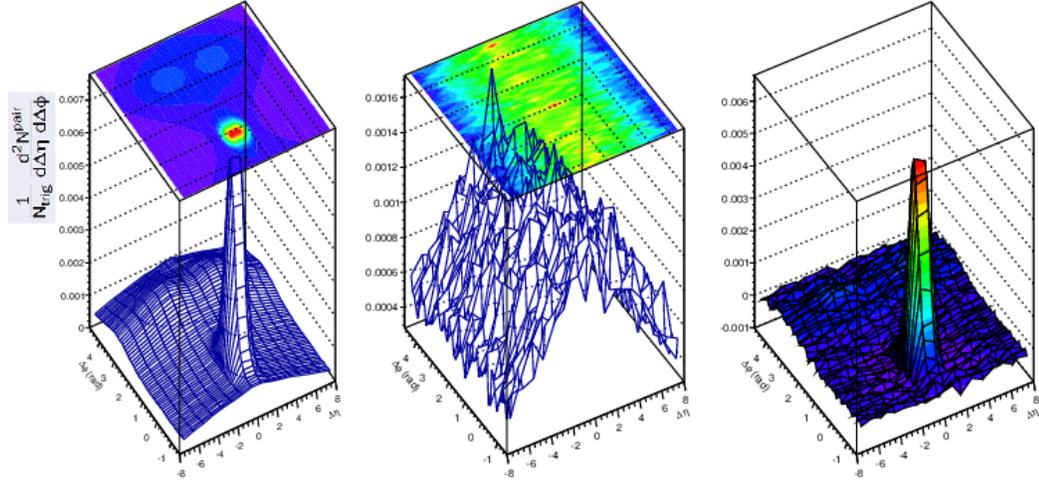
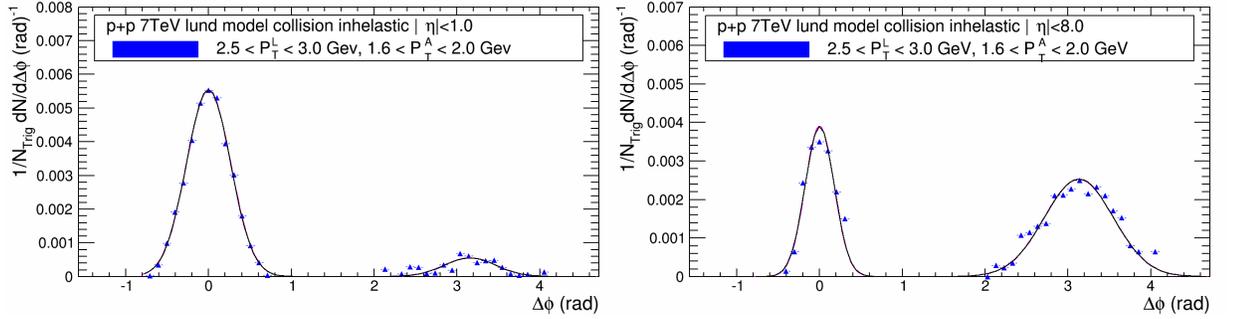
(a) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$ (b) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$ (c) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

Figura 8.4: Distribuciones Angulares (p - p). Modelo de Lund (a-c). (a) Juego de tres correlaciones con $|\eta| < 8.0$, la primera es el calculo con ruido, la de enmedio es el calculo del ruido; particularmente en esta correlación de la extracción del ruido, podemos ver que no tiene las diferencias en energía, como en las demás correlaciones del ruido, es decir, los pares de hadrones correlacionados no alcanzan a tener una diferencia considerable, por lo tanto, estos pares de hadrones en su mayoría tienen la misma energía entre ellos y, entre cada evento no alcanza esta diferencia en energía (o masa transversa), como para tener entre el hadrón de referencia y las asociadas esta diferencia energética, podemos verlo también en la primera correlación (a), que no tiene el ruido considerable, como en las demás correlaciones. La tercera es el calculo de la correlación ya, sin el ruido. Podemos ver que, a medida que se incrementa el valor de la pseudorapidez, en las partículas asociadas se incrementa la anchura del lado lejano, y cuanto el valor sea mayor en la pseudorapidez de las partículas trigger (o leding), se reduce la anchura del lado cercano, y también podemos ver lo siguiente: Proyección sobre $\Delta\phi$. (b) En esta distribución vemos que tienen una gran diferencia en altura una de la otra, y habiendo una notable supresión en la estructura del lado lejano. Esta diferencia en altura es de 12.11 veces, y favorece al pico del lado cercano. (c) Aquí vemos que la diferencia en altura favorece al lado cercano, y es de 1.6 veces más grande que del lado lejano. Esta distribución disminuyó en altura 29% en el lado cercano, y aumento 5.4 veces en altura en el lado lejano con respecto a la pseudorapidez $|\eta| < 1.0$.

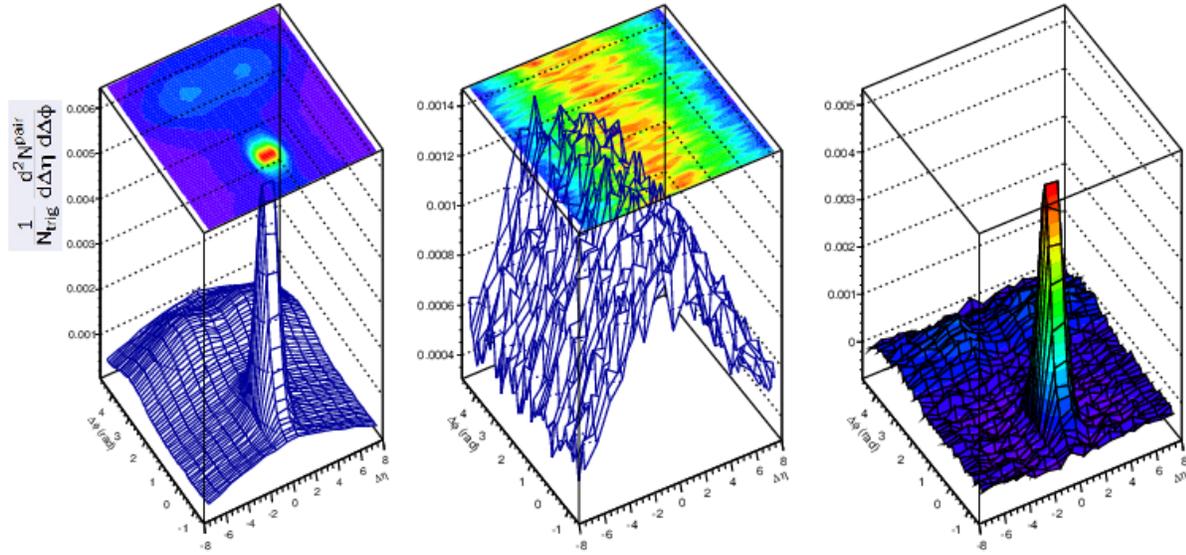
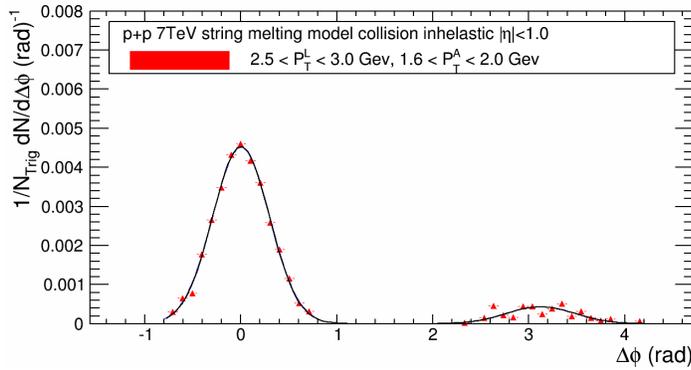
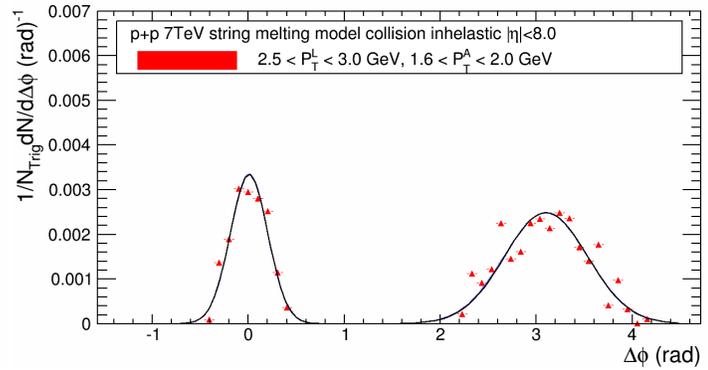
(a) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$ (b) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$ (c) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

Figura 8.5: Distribuciones Angulares ($p - p$). Modelo string melting (a-c). (a) Juego de tres correlaciones con $|\eta| < 8.0$. Modelo fusión de cuerdas. La primera distribución es el cálculo con ruido, la de enmedio es la del ruido, y la tercera es el cálculo de la correlación ya sin el ruido. Proyección sobre $\Delta\phi$ (b) En esta distribución vemos que la diferencia en altura es de 11.12 veces más grande entre el pico del lado cercano, y la anchura del lado lejano, y también podemos ver claramente que hay una supresión en la anchura del lado lejano. (c) En esta distribución vemos que la diferencia en altura es 1.34 veces mayor entre el pico con respecto a la anchura del lado lejano. Esta distribución $|\eta| < 8.0$ disminuyó 25,8% en altura del pico del lado cercano, y aumento 6.12 veces en altura la anchura del lado lejano con respecto a la pseudorapidez $|\eta| < 1.0$.

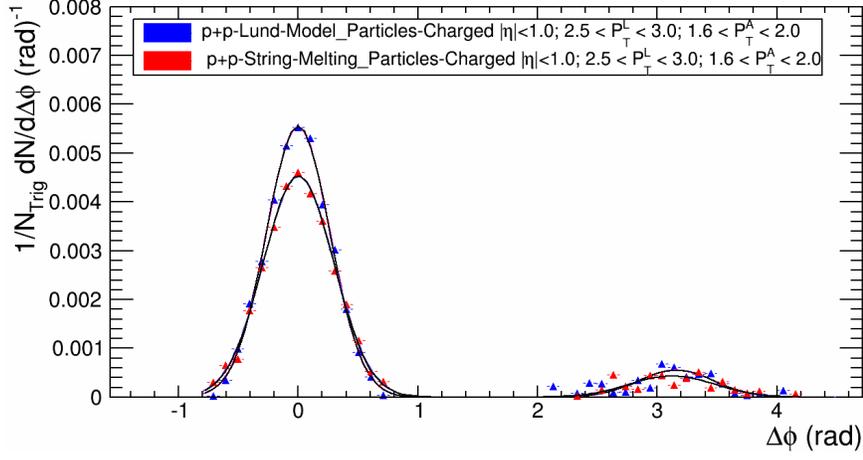
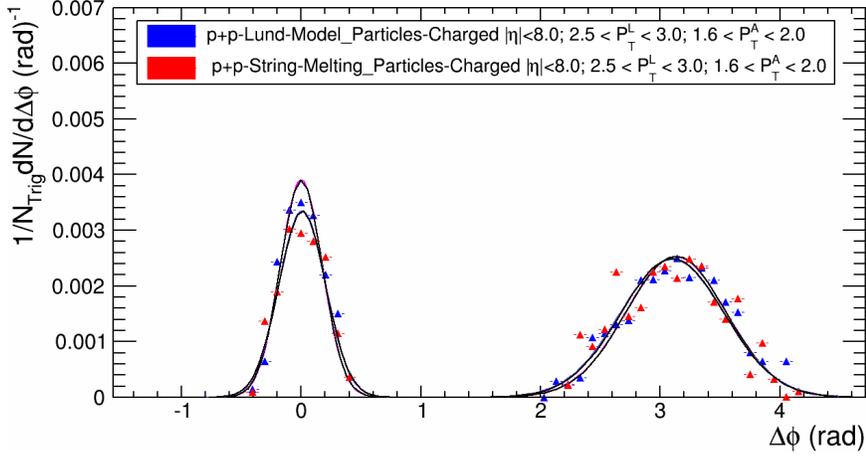
(a) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$ (b) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

Figura 8.6: Distribuciones Angulares ($p - p$). Comparación entre los Modelos de Lund, y fusión de curtdas **(a-b)**. **(a)** En esta comparación de distribuciones vemos que se empalman bastante bien ambas distribuciones, y que la altura del lado cercano del modelo de lund es 1.22 veces mayor que la de fusión de cuerdas, y la diferencia en altura de la anchura del lado lejano, es de 1.38 veces mayor la del modelo de lund con respecto al modelo de fusión de cuerdas. **(b)** En esta comparación vemos que los picos del lado cercano tienen una menor altura que su contraparte de pseudorapidez $|\eta| < 1.0$, y esta diferencia en altura es de 1.2 veces mayor a favor del modelo de lund. Los picos de la anchura del lado lejano se empalman casi completamente, y estos picos tienen visiblemente una altura de 0.0025, y aproximadamente de 5.4 veces mayor que con su contraparte en pseudorapidez $|\eta| < 1.0$.

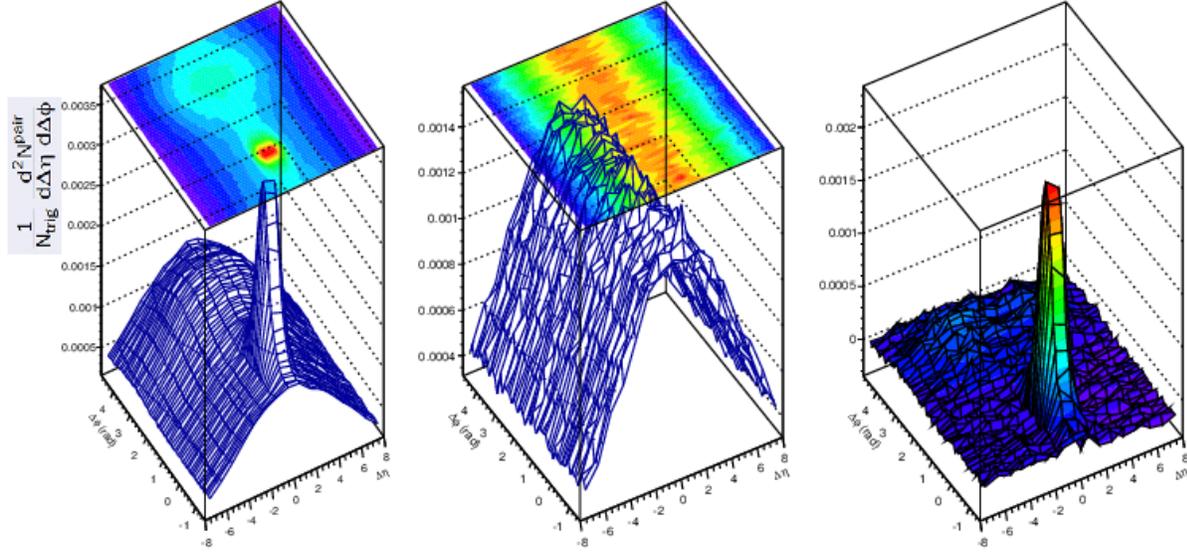
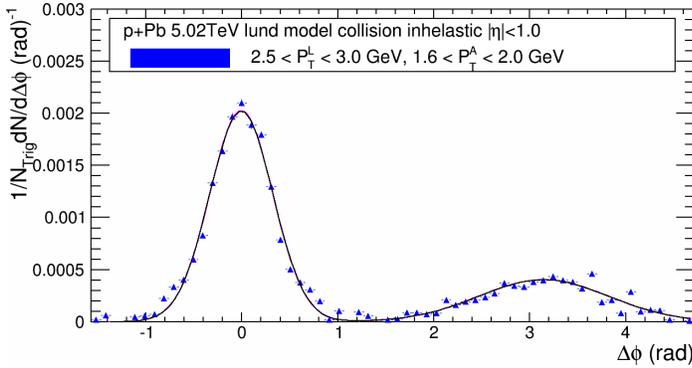
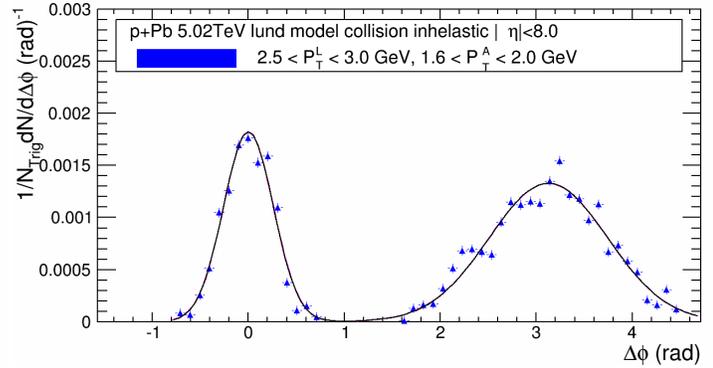
(a) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$ (b) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$ (c) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

Figura 8.7: Distribuciones Angulares ($p - Pb$). Modelo de lund. **(a-c)**. **(a)** Juego de tres correlaciones, $|\eta| < 8.0$, la primera es el calculo con ruido, la de enmedio es el calculo del ruido, y la tercera es la correlación calculada ya sin el ruido. Podemos ver que, a medida que se incrementa el valor de la pseudorapidez, en las partículas asociadas se incrementa la anchura del lado lejano, y cuanto el valor sea mayor en la pseudorapidez de las partículas trigger (o leding), se reduce la anchura del lado cercano, y también podemos ver lo siguiente: **(b)** Proyección sobre $\Delta\phi$. En esta distribución vemos que la diferencia en altura entre el pico del lado cercano es 5.0 veces mayor que la altura de la anchura del lado lejano. **(c)** En esta distribución vemos que la altura es de 1.35 veces mayor la del pico del lado cercano con respecto a la altura de la anchura del lado lejano. Esta distribución disminuyó 10%, y aumento 3.32 veces con respecto a la pseudorapidez $|\eta| < 1.0$.

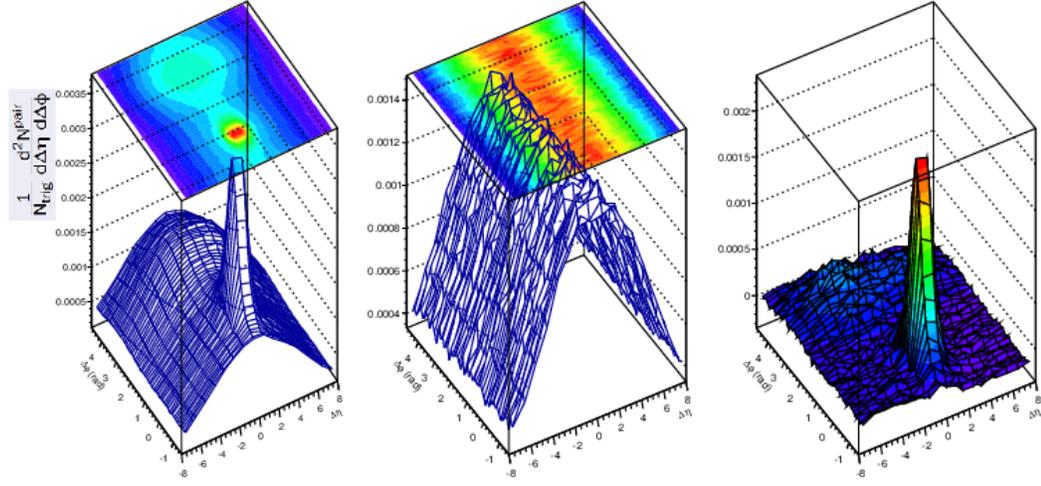
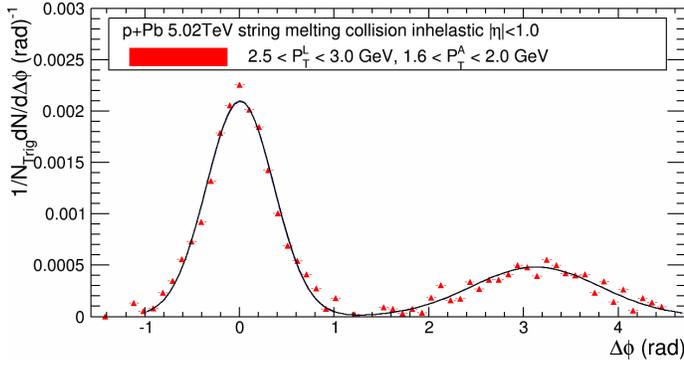
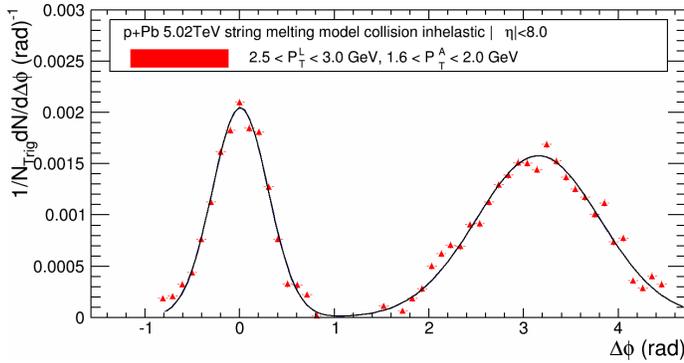
(a) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$ (b) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$ (c) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

Figura 8.8: Distribuciones Angulares (p - Pb). Modelo String Melting. **(a-c)**. **(a)** Juego de tres correlaciones, $|\eta| < 8.0$, la primera es el calculo con ruido, la de enmedio es el calculo del ruido, y la tercera es la correlación calculada ya sin el ruido. **(b)** En esta distribución vemos que la diferencia en altura de los picos es mayor la del lado cercano, y además, es 4.37 veces más grande en altura que la anchura del lado lejano. **(c)** Aquí lo que vemos es que la diferencia en altura es de 1.32 veces más grande el pico del lado cercano que la anchura del lado lejano. En esta distribución el pico de la altura del lado cercano disminuyó 2,39%, y aumento la anchura del lado lejano aproximadamente 3.29 veces con respecto a la pseudorapidez $|\eta| < 1.0$.

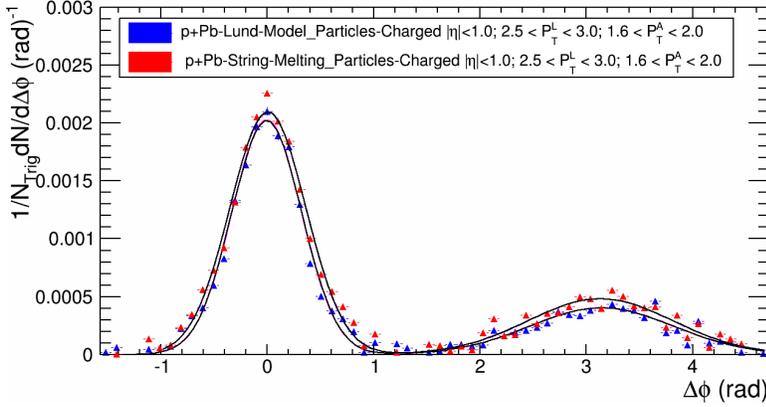
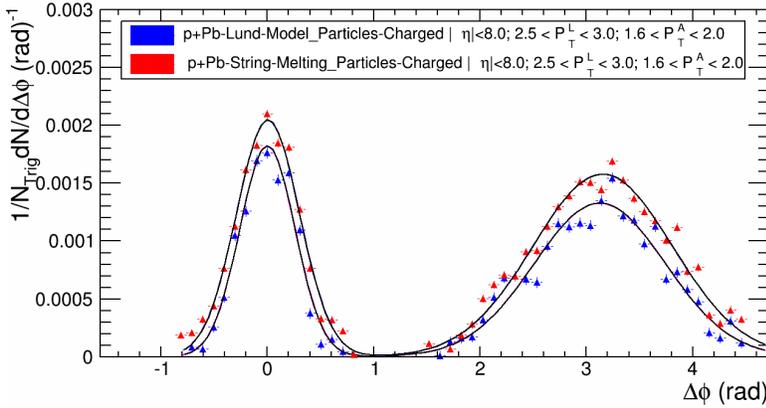
(a) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 1.0$ (b) $2.5 < P_T^L < 3.0$ GeV/c; $1.6 < P_T^A < 2.0$ GeV/c; $|\eta| < 8.0$

Figura 8.9: Distribuciones Angulares ($p - Pb$). Comparación entre los modelos lund, y string melting (a-b). (a) En esta distribución vemos que la diferencia en altura (modelo de lund) de los picos del lado cercano es de 5% menor con respecto al modelo string melting así, también el pico de la anchura (modelo de lund) del lado lejano es de 17% menor con respecto al modelo string melting. (b) En estas distribuciones la diferencia en altura de los picos del lado cercano, y de las anchuras es 13%, y 16% menores respectivamente.

Los valores del ajuste de estas distribuciones $1/N_{T_{rig}} \times dN/d\Delta\phi$, de la producción de hadrones primarios en función del momento transverso de la partícula trigger, y de la partícula asociada, para ambos lados el cercano, y el lejano que corresponden a las tablas 8.1, y 8.2 para los dos sistemas de colisión ($p - p$), y ($p - Pb$) respectivamente, con pseudorapidez $|\eta| < 1.0$, y $|\eta| < 8.0$, ver la expresión 5.9. Estos valores del ajuste, de estas tablas 8.1, y 8.2 que se obtuvieron de los datos generados por AMPT; representan la producción (Y_{ield}) de la partícula trigger (o leading) para cada evento con respecto al lado cercano y lado lejano, respectivamente, y la dispersión (σ) de las partículas asociadas en el lado cercano, y lado lejano con respecto al hadrón (trigger) de referencia en el plano transversal de la colisión.

Partículas Cargadas : Piones (π^\pm), Kaones (K^\pm), Protones (p), y Antiprotones (\bar{p})						
Sistema (p - p); $p_T^A := 2.5 - 3.0(\text{GeV}/c)$; $p_T^A := 1.6 - 2.0(\text{GeV}/c)$						
$ \eta < 1.0$						
MODELO	Y_{ield}^{NS}	$\sigma_{NS}(rad)$	Y_{ield}^{AS}	$\sigma_{AS}(rad)$	χ_{NS}^2	χ_{AS}^2
LUND	$5.52863 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$2.67594 \times 10^{-01} \pm 0.0006$	$5.51740 \times 10^{-04} \pm 0.000009$	$3.10750 \times 10^{-01} \pm 0.006$	372.932	6145.24
STRING MELTING	$4.51030 \times 10^{-03} \pm 0.00002$	$2.97296 \times 10^{-01} \pm 0.001$	$4.31653 \times 10^{-04} \pm 0.00001$	$3.56902 \times 10^{-01} \pm 0.01$	88.5908	836.775
$ \eta < 8.0$						
MODELO	Y_{ield}^{NS}	$\sigma_{NS}(rad)$	Y_{ield}^{AS}	$\sigma_{AS}(rad)$	χ_{NS}^2	χ_{AS}^2
LUND	$3.89707 \times 10^{-03} \pm 0.00002$	$1.75682 \times 10^{-01} \pm 0.0008$	$2.52387 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$4.17962 \times 10^{-01} \pm 0.002$	13029.2	12466.7
STRING MELTING	$2.47765 \times 10^{-03} \pm 0.00002$	$4.36247 \times 10^{-01} \pm 0.004224$	$3.34578 \times 10^{-03} \pm 0.00003$	$1.94918 \times 10^{-01} \pm 0.002$	2148.12	2278.23

Tabla 8.1: Valores del ajuste de las distribuciones $1/N_{Trig}dN/d\Delta\phi$, de las figuras 8.3, y 8.4 respectivamente, a partir de la expresión 5.9 para hadrones cargados en función del momento transversal de la partícula trigger, y de la partícula asociada.

Partículas Cargadas : Piones (π^\pm), Kaones (k^\pm), Protones (p), y Antiprotones (\bar{p})						
Sistema (p - Pb); $p_T^L := 2.5 - 3.0(\text{GeV}/c)$; $p_T^A := 1.6 - 2.0(\text{GeV}/c)$						
$ \eta < 1.0$						
MODELO	Y_{ield}^{NS}	$\sigma_{NS}(rad)$	Y_{ield}^{AS}	$\sigma_{AS}(rad)$	χ_{NS}^2	χ_{AS}^2
LUND	$2.02352 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$3.28156 \times 10^{-01} \pm 0.002$	$4.02102 \times 10^{-04} \pm 0.000009$	$6.75840 \times 10^{-01} \pm 0.001$	204.756	149.164
STRING MELTING	$2.09680 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$3.56184 \times 10^{-01} \pm 0.002$	$4.80619 \times 10^{-04} \pm 0.000007$	$6.79243 \times 10^{-01} \pm 0.01$	296.612	339.001
$ \eta < 8.0$						
MODELO	Y_{ield}^{NS}	$\sigma_{NS}(rad)$	Y_{ield}^{AS}	$\sigma_{AS}(rad)$	χ_{NS}^2	χ_{AS}^2
LUND	$1.81840 \times 10^{-03} \pm 0.00002$	$2.60505 \times 10^{-01} \pm 0.003$	$1.32597 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$6.17316 \times 10^{-01} \pm 0.008$	102.075	508.911
STRING MELTING	$2.03864 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$2.97335 \times 10^{-01} \pm 0.003$	$1.57732 \times 10^{-03} \pm 0.00001$	$6.54828 \times 10^{-01} \pm 0.005$	103.969	862.168

Tabla 8.2: Valores del ajuste de las distribuciones $1/N_{Trig}dN/d\Delta\phi$, de las figuras 8.6, y 8.7 respectivamente, a partir de la expresión 5.9 para hadrones cargados en función del momento transversal de la partícula trigger, y de la partícula asociada.

Bibliografía

Bibliografía

- [1] <https://arxiv.org/pdf/1404.4129.pdf>
- [2] B. Alver et al. [PHOBOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. 98, 242302 (2007) [arXiv:nucl-ex/0610037].
- [3] J. Casalderrey-Solana, U. A. Wiedemann, Phys. Rev. Lett. 104, 102301 (2010). [arXiv:0911.4400 [hep-ph]].
- [4] P. Bozek, Eur. Phys. J. C71, 1530 (2011). [arXiv:1010.0405 [hep-ph]].
- [5] K. Werner, I. Karpenko, T. Pierog, Phys. Rev. Lett. 106, 122004 (2011). [arXiv:1011.0375 [hep-ph]].
- [6] V. Khachatryan et al. [CMS Collaboration], JHEP 1009, 091 (2010). [arXiv:1009.4122 [hep-ex]].
- [7] M. Luzum, Phys. Lett. B 696, 499 (2011) [arXiv:1011.5773 [nucl-th]].
- [8] M. Luzum, [arXiv:1107.0592 [nucl-th]].
- [9] P. Bozek, Phys. Rev. C 85 (2012) 014911, arXiv:1112.0915 [hep-ph].
- [10] A. Bzdak, B. Schenke, P. Tribedy, R. Venugopalan, Phys. Rev. C 87 (2013) 064906, arXiv:1304.3403 [nucl-th].
- [11] P. Bozek, W. Broniowski, G. Torrieri, Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 172303, arXiv:1307.5060 [nucl-th].
- [12] L. McLerran, M. Praszalowicz, B. Schenke, Nucl. Phys. A 916 (2013) 210, arXiv:1306.2350[hep-ph].
- [13] L. Yan, J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 082301, arXiv:1312.6555[nucl-th].
- [14] G.-L. Ma, X.-N. Wang, Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 162301, arXiv:1011.5249[nucl-th].
- [15] J. Xu, C.M. Ko, Phys. Rev. C 83 (2011) 034904, arXiv:1101.2231 [nucl-th].
- [16] D. Solanki, P. Sorensen, S. Basu, R. Raniwala, T.K. Nayak, Phys. Lett. B 720 (2013)352, arXiv:1210.0512 [nucl-ex].
- [17] G.-L. Ma, Phys. Rev. C 87 (2013) 064901, arXiv:1304.2841 [nucl-th].

- [18] An Introduction to the Standard Model - lsc-canfranc.es
- [19] <http://pdg.lbl.gov>
- [20] R. P. Feynman. Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415; *Proceedings of the III International Conference on High Energy Collisions*. organized by C. N. Yang. et al. (Gordon and Breach, New York. 1969).
- [21] Griffiths. Introduction to Elementary Particles. John Willey Sons, Inc., 1987.
- [22] Quigg. Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions. Frontiers in Physics, 1983.
- [23] Sterman et. al. Handbook of perturbative qcd. Technical report, Reviews of Modern Physics, 1995.
- [24] Hansson P. The parton model. November 2004.
- [25] Sterman et. al. Handbook of perturbative qcd. Technical report, Reviews of Modern Physics, 1995.
- [26] Antonio Ferrer Soria, Eduardo Ros Martínez, Física de partículas y de astropartículas, Edit. 2, Publicacions de la Universitat de València, 2014.
- [27] http://scholarworks.umass.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=1543&context=open_access_dissertations
- [28] http://www.scholarpedia.org/article/Parton_shower_Monte_Carlo_event_generators.
- [29] R.K. Ellis, W.J. Stirling, and B.R. Webber. QCD and collider physics. Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology. Cambridge University Press, 2003.
- [30] R.P. Feynman. Very high-energy collisions of hadrons. Phys. Rev. Lett., 23:1415–1417 (1969).
- [31] J.D. Bjorken and E.A. Paschos. Inelastic electron-proton and γ -proton scattering and the structure of the nucleon. Phys. Rev., 185:1975–1982 (1969)
- [32] https://en.wikipedia.org/wiki/Feynman_parametrization.
- [33] <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/j.1749-6632.1988.tb51506.x/full>.
- [34] <http://pdg.lbl.gov/2014/reviews/rpp2014-rev-frag-functions.pdf>
- [35] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, Phys. Rept. 97, 31 (1983).
- [36] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, JHEP 0605 (2006) 026
- [37] <http://www.tesoem.edu.mx/alumnos/cuadernillos/2009.021.pdf>.
- [38] B. Zhang, C. M. Ko, B. A. Li, and Z. W. Lin, in *Atlanta 1999, Heavy Ion Physics from Bevalac to RHIC*, edited by R. Seto (World Scientific, Singapore, 1999), p. 146.
- [39] B. Zhang, C. M. Ko, B. A. Li, and Z. W. Lin, in *Atlanta 1999, Heavy Ion Physics from Bevalac to RHIC*, edited by R. Seto (World Scientific, Singapore, 1999), p. 146.

- [40] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, and N. Xu, *Phys. Lett.* B344, 43 (1995).
- [41] C. M. Hung and E. V. Shuryak, *Phys. Rev. Lett.* 75, 4003 (1995).
- [42] B. A. Li and C. M. Ko, *Phys. Rev. C* 52, 2037 (1995).
- [43] B. Zhang, *Comput. Phys. Commun.* 109, 193 (1998).
- [44] P. F. Kolb, P. Huovinen, U. W. Heinz, and H. Heiselberg, *Phys. Lett.* B500, 232 (2001).
- [45] D. Teaney, J. Lauret, and E. V. Shuryak, *nucl-th/0110037*.
- [46] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller, and S. I. Troian, in *Basics of Perturbative QCD* (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1991), p. 274; R. Brock et al. (CTEQ Collaboration), *Rev. Mod. Phys.* 67, 157 (1995).
- [47] K. Geiger and B. Müller, *Nucl. Phys.* A544, 467c (1992).
- [48] K. Geiger, *Phys. Rev.* D46, 4965 (1992).
- [49] Bo Andersson. *The Lund model*. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press (1998).
- [50] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller, and S. I. Troian, in *Basics of Perturbative QCD* (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1991), p. 274; R. Brock et al. (CTEQ Collaboration), *Rev. Mod. Phys.* 67, 157 (1995).
- [51] X. N. Wang, *Phys. Rep.* 280, 287 (1997).
- [52] Y. V. Kovchegov and D. H. Rischke, *Phys. Rev. C* 56, 1084 (1997).
- [53] D. Kharzeev and E. Levin, *Phys. Lett.* B523, 79 (2001).
- [54] K. J. Eskola, K. Kajantie, P. V. Ruuskanen, and K. Tuominen, *Nucl. Phys.* B570, 379 (2000).
- [55] R. Baier, A. H. Mueller, D. Schiff, and D. T. Son, *Phys. Lett.* B502, 51 (2001).
- [56] M. Gyulassy and X. N. Wang, *Comput. Phys. Commun.* 83, 307 (1994).
- [57] Version 1.383 of the HIJING program is available at <http://www-nsdth.lbl.gov/~xnwang/hijing/dload.html>.
- [58] G. C. Rossi and G. Veneziano, *Nucl. Phys.* B123, 507 (1977); L. Montanet, G. C. Rossi, and G. Veneziano, *Phys. Rep.* 63, 149 (1980); D. Kharzeev, *Phys. Lett.* B378, 238 (1996); S. E. Vance, M. Gyulassy, and X. N. Wang, *ibid.* B443, 45 (1998); V. ToporPop, M. Gyulassy, J. Barrette, C. Gale, X. N. Wang, and N. Xu, *Phys. Rev. C* 70, 064906 (2004).
- [59] B. Zhang, *Comput. Phys. Commun.* 109, 193 (1998).
- [60] B. Zhang, C. M. Ko, B. A. Li, and Z. W. Lin, in *Atlanta 1999, Heavy Ion Physics from Bevalac to RHIC*, edited by R. Seto (World Scientific, Singapore, 1999), p. 146.
- [61] B. Zhang, C. M. Ko, B. A. Li, and Z. W. Lin, *Phys. Rev. C* 61, 067901 (2000).

- [62] B. Andersson, G. Gustafson, and B. Soderberg, *Z. Phys. C* 20, 317 (1983).
- [63] T. Sjostrand, *Comput. Phys. Commun.* 82, 74 (1994); program updates and documentation can be found at <http://www.thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html>.
- [64] Z. W. Lin and C. M. Ko, *J. Phys. G* 30, S263 (2004).
- [65] B. A. Li and C. M. Ko, *Phys. Rev. C* 52, 2037 (1995).
- [66] Z. W. Lin, S. Pal, C. M. Ko, B. A. Li, and B. Zhang, *Nucl. Phys. A* 698, 375 (2002); also see <http://nt4.phys.columbia.edu/people/zlin/PUBLICATIONS/lin-qm01.pdf>.
- [67] Z. W. Lin and C. M. Ko, *Phys. Rev. C* 65, 034904 (2002).
- [68] The Open Standard Codes and Routines (OSCAR) project at <http://www-cunuke.phys.columbia.edu/OSCAR/>
- [69] <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [70] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, *JHEP* 0605 (2006) 026.
- [71] E. Cuautle, G. Paic, ALICE-INT-2005-027. CERN-ALICE-INT-2005-027, (2005).
- [72] F. Yuan, *AIP Conf. Proc.* 1182, 606 (2009).
- [73] X. N. Wang, *Phys. Rev. D* 43, 104 (1991).
- [74] <https://nukephysik101.wordpress.com/2011/02/16/woods-saxon-shape/>
- [75] D. W. Duke and J. F. Owens, *Phys. Rev. D* 30, 49 (1984).
- [76] M. Arneodo et al. (European Muon Collaboration), *Nucl. Phys. B* 333, 1 (1990); P. Amaudruz et al. (New Muon Collaboration), *Z. Phys. C* 51, 387 (1991); M. R. Adams et al. (E665 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 68, 3266 (1992).
- [77] A. H. Mueller and J. W. Qiu, *Nucl. Phys. B* 268, 427 (1986); J. W. Qiu, *ibid.* B291, 746 (1987); J. C. Collins and J. Kwiecinski, *ibid.* B335, 89 (1990); T. Gousset and H. J. Pirner, *Phys. Lett. B* 375, 349 (1996).
- [78] Bjorken, J.; Paschos, E. (1969). Electron-Proton and -Proton Scattering and the Structure of the Nucleo. *Physical Review* 185 (5): 1975-1982.
- [79] A. Steane, *The Wonderful World of Relativity: A Precise Guide For The General Reader*, 15 May 2017.
- [80] M. Gyulassy and X. N. Wang, *Nucl. Phys. B* 420, 583 (1994).
- [81] J. D. Bjorken, *Phys. Rev. D* 27, 140 (1983).
- [82] <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.167.1535>
- [83] Breit, G.; Wigner, E. (1936). «Capture of Slow Neutrons». *Physical Review* 49 (7): 519.
- [84] <http://www.mysearch.org.uk/website1/html/610.Mandelstam.html>

- [85] <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0010327.pdf>
- [86] Zi-Wei Lin, Che Ming Ko, Bao-An Li and Bin Zhang y Subrata Pal. A Multi-Phase Transport Model for Relativistic Heavy Ion Collisions. Eq. 8, page 6. February 8, 2008.
- [87] ATLAS Colaboración, Phys. Rev. Lett. 110 n° 18, (2013) 182302.
- [88] J. Rak, Nucl. Phys. A 783, 471 (2007).
- [89] R. P. Feynman, R. D. Field, G. C. Fox, Nucl. Phys. B128, 1-65 (1977).
- [90] R. P. Feynman, R. D. Field, G. C. Fox, Phys. Rev. D18, 3320 (1978).
- [91] M. Della Negra et al. [CERN-College de France-Heidelberg-Karlsruhe Collaboration], Nucl. Phys. B 127 (1977) 1.
- [92] A. L. S. Angelis et al. [CERN-Columbia-Oxford-Rockefeller Collaboration and CCOR Collaboration], Phys. Lett. B 97, 163 (1980).
- [93] <https://physics.aps.org/articles/v8/61>.
- [94] CMS Collaboration 2010 JHEP 1009 091.
- [95] ATLAS Collaboration 2016 Phys. Rev. Lett. 116 172301.
- [96] V. Khachatryan et al. [CMS Collaboration], JHEP 1009, 091 (2010).
- [97] [https://en.wikipedia.org/wiki/Flavour_\(particle_physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Flavour_(particle_physics))
- [98] https://en.wikipedia.org/wiki/Special_unitary_group
- [99] B. Li, A. T. Sustich, B. Zhang, and C. M. Ko, Int. J. Mod. Phys. E 10, 267 (2001).
- [100] <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269314007990>.