



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICA APLICADA

Primera física en colisiones hadrónicas a las energías del
LHC y NICA

T E S I S

PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRÍA EN CIENCIAS

PRESENTA:

Valeria Zelina Reyna Ortiz

ASESOR:

Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi

Puebla, México

03 Septiembre de 2021

... when I was in grad school working on the project for which Gérard and I are being honoured, Cyndi Lauper had a big hit: Girls Just Want to Have Fun. But they wanted to wait until the working day is done. As for me, I want to have fun while I'm working. Now not everyone thinks physics is fun, but I do. I think experimental physics is especially fun, because not only do you get to solve puzzles about the universe or on Earth, there are really cool toys in the lab.

Donna Strickland at the Nobel Banquet, 10 December 2018

AGRADECIMIENTOS

A mis padres, por que nunca dejaron que me faltara nada, y por que aunque el confinamiento por pandemia ha sido duro, me dieron tiempo y espacio para dedicarme a este proyecto.

Al Dr. Mario Rodriguez Cahuantzi, por la paciencia que me ha tenido y el tiempo que me ha prestado desde la licenciatura y durante todo el posgrado para entender el proyecto y aprender a trabajar en ésta área. Todo lo que sé de Física de Partículas se lo debo a él.

Al Dr. Eleazar Cuautle y Edgar Dominguez por que con sus discusiones cada viernes me inspiraron a estudiar más para entender la física relacionada a este proyecto, y me hicieron preguntarme acerca de la dirección que quiero seguir de manera profesional.

A la colaboración MexNICA, gracias por los múltiples talleres, cursos, presentaciones, reuniones, juntas, comentarios, y sugerencias que me han ayudado a crecer en mi carrera desde la licenciatura.

Al personal del Cluster ICN-UNAM y LHEP-JINR y LNS-BUAP por las facilidades computacionales prestadas para este trabajo.

Al personal de JINR University Center, Elena, Elizabeth, y Alexei, parte de este trabajo fue elaborado gracias a una estancia virtual organizada por ellos y bajo su asesoramiento.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo financiero brindado durante mis estudios de maestría. Especialmente al proyecto de ciencia básica de CONACyT A1-S-13525.

A los ciudadanos mexicanos. El pago de sus impuestos hace esto posible.

RESUMEN

La física de altas energías es la disciplina que se encarga de estudiar la estructura de la materia desde el punto de vista de los constituyentes más básicos, así como de las interacciones que se encargan de ligarlos para formar a la materia como la conocemos hoy en día.

En este trabajo se presenta un estudio de las características globales de partículas cargadas en colisiones hadrónicas a las energías de LHC y NICA. Las variables principales de estudio fueron $dN/d\eta$ y $\langle p_T \rangle$. Las colisiones fueron producidas por los generadores de Monte Carlo: UrQMD y EPOS. La multiplicidad y el momento transversal promedio de las partículas cargadas son variables que se utilizan para caracterizar los eventos de colisiones entre partículas.

Entre los resultados obtenidos, se encuentra que al comparar los resultados a las energías de LHC de datos de ALICE 4.1, EPOS-LHC puede reproducir los resultados bajo ciertas condiciones, mientras que esto no se repite con UrQMD. Para bajas energías se hizo una comparación con los datos reconstruidos de la colaboración MPD [1]; encontrando resultados peculiares tanto para energías cargadas y partículas identificadas.

TABLA DE CONTENIDO

	Page
1 Introducción	1
1.1 El Modelo Estándar	1
1.1.1 Cromodinámica Cuántica	5
1.2 Colisiones de iones pesados	6
1.2.1 Multiplicidad de partículas	9
1.2.2 Colisiones de protones	12
1.2.3 Estados de la materia	14
2 Generadores de Eventos de Monte Carlo	17
2.1 UrQMD	18
2.1.1 UrQMD-hybrid	19
2.2 EPOS-LHC	19
3 Estado del Arte	23
3.1 Colisiones protón-protón	23
3.1.1 Dependencia de multiplicidad del momento Transverso	24
3.1.2 Dependencia de la multiplicidad de partículas identificadas	25
3.2 Primera Física	26
4 Experimentos de Altas energías	29
4.1 El gran colisionador de Hadrones	29
4.1.1 El detector ALICE	30
4.2 NICA	31
4.2.1 MPD: Multipurpose Detector	31
4.2.2 Reconstrucción	32
5 Análisis y Resultados	35
5.0.1 Distribuciones de multiplicidad	36
5.0.2 Distribuciones de momento transversal	40
5.0.3 Momento transversal promedio vs Multiplicidad	43

TABLA DE CONTENIDO

5.1	Análisis para colisiones a energías de NICA	50
5.1.1	Análisis en función de energías	50
5.1.2	Análisis de reconstrucción por cortes de centralidad.	72
6	Conclusión	79
A	Apéndice A	81
A.1	UrQMD	81
A.2	EPOS-LHC	82
A.3	UNIGEN	83
B	Apéndice B	85
	Bibliografía	87
	Índice de cuadros	95
	Índice de figuras	97

INTRODUCCIÓN

A lo largo de los últimos 50 años, el mundo ha sido testigo de las increíbles investigaciones y avances tecnológicos que hay alrededor del estudio de las partículas y fuerzas fundamentales de la naturaleza. Incluso el público en general se ha vuelto consciente de este progreso, ya que los medios de comunicación y la constante globalización llevan a discusiones ocasionales acerca de los nuevos descubrimientos de ésta área.

El camino fue abierto por la creación de una serie de aceleradores ubicados en laboratorios alrededor del mundo para estudiar colisiones entre partículas a diferentes energías y con propósitos particulares distintos. En la teoría cuántica, las altas energías implican longitudes de ondas cortas, que son esenciales para sondear fenómenos a pequeña escala. Los últimos de estos proyectos de aceleradores de partículas están basados en el principio de haces de partículas en colisión.

Este primer capítulo se presenta un resumen de los los conceptos introductorios necesarios para entender colisiones de partículas, haciendo énfasis en los procesos de las colisiones de iones pesados y colisiones p+p junto con las variables dinámicas involucradas como la multiplicidad de partículas cargadas. [2], [3], [4] y [5].

1.1 El Modelo Estándar

El modelo estándar es una teoría desarrollada entre 1970 y 1973, describe la estructura fundamental de la materia y el vacío mientras que considera a las partículas elementales como entes cuya cinemática es regida por cuatro fuerzas de interacción.

La forma de clasificar a las partículas es en dos grupos: *Fermiones* y *Bosones*. Los *fermiones* son partículas de espín 1/2, se dividen a su vez en dos: quarks y leptones, estos son los bloques fundamentales de la materia, y debido a esto, se les conoce como partículas materiales. Cada partículas material tiene su antipartícula, si la partícula es cargada su antipartícula posee el mismo espín y masa pero carga opuesta. Para las partículas neutras en algunos casos su antipartícula es ella misma.

En la figura 1.1 podemos ver a las partículas elementales del Modelo estándar y apreciamos que el electrón e , muón μ y tau τ son leptones y tienen carga eléctrica negativa y entera, cada uno pertenece a una familia que se indica en números ordinales en la parte superior de cada columna, estas familias se clasifican según la masa de las partículas.

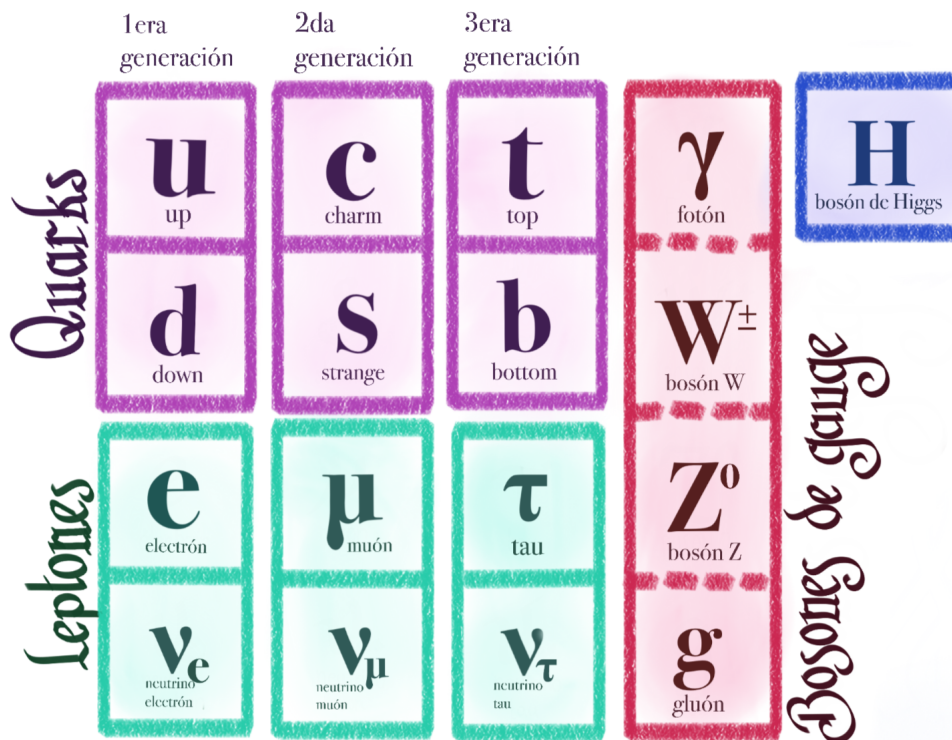


Figura 1.1: Las partículas elementales del Modelo Estándar [6].

En 1960 el desarrollo de la tecnología y los experimentos del campo permitió el descubrimiento de una gran cantidad de partículas y con ello surgió el Modelo de quarks propuesto por Gell-Mann [7] e independientemente por Zweig [8]. Los quarks tienen carga de color: azul, verde y rojo, esta característica no se observa en la naturaleza debido a que los quarks se encuentran confinados a estar dentro de partículas llamadas hadrones que poseen una carga de color neutra. Los hadrones

se clasifican en *bariones*, que son fermiones compuestos por tres quarks y en *mesones* los cuales estan compuestos por un quark y un anti-quark.

Los bosones de norma, son partículas que portan a las fuerzas fundamentales, con espín es $s = 1$. Aunque las fuerzas fundamentales son cuatro: fuerza nuclear débil, fuerza nuclear fuerte, gravitatoria y electromagnética, en el Modelo Estándar sólo se consideran a 3 de ellas. La fuerza de gravedad se excluye debido a que, a la escala de física de partículas ésta es despreciable. Se ha propuesto que la gravedad esta mediada por un bosón llamado *gravitón*, las ecuaciones de campo de Einstein indican que sería mediada por un bosón sin masa de espín 2, pero no se ha encontrado evidencia experimental de su existencia.

Las cuatro fuerzas de interacción

Existen cuatro tipos de interacción entre partículas: fuerte, electromagnética, débil y gravitacional. La fuerza nuclear fuerte, actúa en distancias muy cortas, une a los quarks para formar nucleones (protones y neutrones) y une a los nucleones para formar núcleos. La fuerza electromagnética regula la atracción entre electrones y el núcleo que construye los átomos. La fuerza débil actúa en los procesos como el decaimiento beta, que permite a los protones transmutar en neutrones y viceversa. La fuerza gravitacional, describe el movimiento de cuerpos grandes, sin embargo es despreciable a la escala de partícula, como se muestra en Cuadro 1.1 y la Figura 1.2.

Uno de los mayores logros conseguidos en los años recientes, es el descubrimiento de que las interacciones tienen un mediador. Estas ideas han sido probadas en diferentes maneras, incluyendo el descubrimiento del *gluón* en colisiones electrón-positrón [9], y de los bosones W y Z en colisiones protón-antiprotón [10]. Las fuerzas son descritas por las *Teorías de gauge*, las partículas mediadoras son *bosones de gauge*. En el Cuadro 1.1 presentamos las escalas de cada interacción con sus correspondientes mediadores o partículas mediadoras. El fotón γ , es la partícula intercambiada en las interacciones electromagnéticas. Los 8 gluones $g_\alpha; \alpha = 1, \dots, 8$ rigen las interacciones fuertes entre los quarks; y los tres bosones W^\pm, Z , son intercambiados en las interacciones débiles [11].

Fuerza	Rango (m)	Teoría	Mediador
Electromagnética	10^{10-2}	Electrodinámica	Fotón
Débil	10^{-13}	Electrodébil	W^\pm y Z
Fuerte	10	Cromodinámica Cuántica	Gluones

Cuadro 1.1: Fuerzas fundamentales de la naturaleza y su clasificación como indica el M.E.

En la figura 1.2 se muestra una comparativa de la fuerzas y rangos de las diferentes fuerzas fundamentales entre un par de partículas típicas. La fuerza electromagnética y la gravedad tienen bosones de gauge sin masa con una razón $1/r$ para la energía potencial [3].

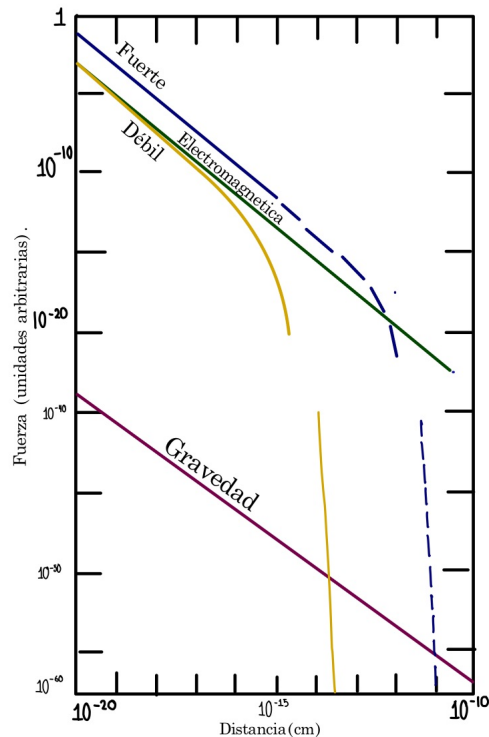


Figura 1.2: Las cuatro fuerzas fundamentales entre dos partículas.

Las interacciones débiles tienen un factor de amortiguamiento exponencial e^{-mr} donde $m = M_w$ o $m = M_z$ que las corta abruptamente. Dado que las interacciones fuertes son mediadas por gluones su potencial se esperaría como $1/r$ pero en realidad muestra un comportamiento diferente cuando con valores de r muy grandes, dependiendo si las interacciones son entre quarks básicos o hadrones compuestos, esto se debe a las cargas de color.

Ya se mencionaron las dos clases de hadrones que existen: bariones y mesones. Los bariones son fermiones, los mesones son bosones. Cada barión está formado por tres quarks, por ejemplo un protón tiene dos quarks *up* y uno *down* y el neutrón tiene dos *down* y uno *up*.

$$p = (uud), \quad n = (ddu)$$

Cada mesón consiste en un quark y en un antiquark, por ejemplo, el *pión* consiste en tres diferentes estados de carga: π^+, π^-, π^0 que están compuestos de $u\bar{d}, d\bar{u}$ y la superposición cuántica de $u\bar{u}, d\bar{d}$.

$$\pi^+ = (u\bar{d}), \quad \pi^- = (d\bar{u}), \quad \pi^0 = \left(\frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}} \right)$$

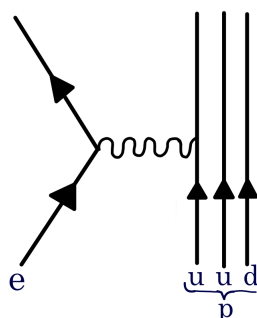


Figura 1.3: Interacción electromagnética electrón-protón transmitido por un fotón.

Otros mesones y bariones son estados excitados de sistemas simples o de otras combinaciones de sabores de quarks.

Estas combinaciones (qqq) y ($q\bar{q}$) establecen la carga y otros números cuánticos de bariones y mesones. Y son llamados **quarks de valencia**. Además de esto, una nube fluctuante de gluones virtuales y pares neutros de quarks se esperan estén presentes en cada hadrón, de las leyes de la mecánica cuántica; esto no afecta a los números cuánticos de los hadrones pero tiene un rol muy importante en las colisiones de partículas de altas energías.

Las interacciones hadrónicas surgen de la interacción de los componentes, quarks y gluones. En la figura 1.3 vemos el diagrama de Feynman de la interacción de un electrón con un protón con el intercambio de un fotón con uno de los quarks. Interacciones de este tipo son responsables de encontrar un electrón en un átomo de hidrógeno. En colisiones protón-electrón de alta energía, este tipo de interacción puede desintegrar el protón; fue justamente en colisiones inelásticas tan profundas que se encontró la primera evidencia experimental directa de la existencia de los quarks [12].

1.1.1 Cromodinámica Cuántica

Los quarks y gluones por si solos, experimentan interacción fuerte. Para describir a estas fuerzas requerimos un nuevo concepto teórico llamado **carga de color**.

Cada quark posee uno de tres posibles cargas de color: rojo, azul o verde; los antiquarks poseen carga de color: antirrojo, antiverde o antiazul. Los gluones tendrán dos etiquetas, una de carga de color y una de anticolor, para que la carga de color se conserve en cada uno de los vértices quark-quark-gluon. Por ejemplo un quark azul puede convertirse en un quark rojo por la emisión de un gluon azul-anti-rojo. Solo las partículas con carga de color pueden emitir o absorber un gluón; la teoría correspondiente al estudio de la fuerza fuerte es la Cromodinámica Cuántica (*Quantum Chromodynamics* o QCD). Los leptones y los bosones de gauge no poseen carga de

color.

Debido a la existencia de la carga de color, la fuerza fuerte transmitida por gluones difiere significativamente de la fuerza electromagnética mediada por fotones. Por ejemplo, los gluones pueden acoplarse directamente a otros gluones mientras que los fotones no pueden acoplarse directamente a otros fotones. La consecuencia más importante es el confinamiento de color; los experimentos y la teoría sugieren que solo estados sin color son permitidos en hadrones físicos. En términos electromagnéticos, es como solo permitir la existencia de átomos neutros y prohibir la ionización. La energía potencial necesaria para separar dos quarks incrementa linealmente con la distancia que los separa r como se implica en la figura 1.2.

El *confinamiento* significa que ni los quarks ni los gluones pueden existir de manera independiente. solo pueden existir juntos como componentes de hadrones sin carga color.

Debido a que los quarks y los gluones no pueden encontrarse desconfiados, deben ser estudiados de manera indirecta. Por ejemplo, si un electrón se dispersa desde un quark, podemos obtener información sobre el quark mediante el electrón de retroceso. Además cuando un quark o gluón retrocede enérgicamente debido a una colisión dura, las líneas de fuerza quebradas detrás conducen a un *jet* de hadrones.

Las configuraciones más simples sin color de los quarks son:

- Tres quarks (uno rojo, uno azul, uno verde) y
- quark+antiquark (superposición simétrica de rojo +antirrojo, azul+antiazul, verde+antiverde).

Y estas son las combinaciones de los quarks de valencia que describen a los bariones y mesones conocidos.

Las configuraciones sin color también pueden hacerse de gluones solos. Los estudios de QCD sugieren que hadrones como los *glueballs* pueden existir. Recientemente CERN anunció la observación de uno de los estados de los *glueballs*, el Odderon [13].

1.2 Colisiones de iones pesados

Las colisiones de iones pesados fueron consideradas a partir de los años 60's, el tema fue tratado por primera vez en el año 1974 en la ciudad de Nueva York en el workshop "BEV/Nucleon Collisions of Heavy Ions - How and Why". Al inicio de los años 80's se planeó construir el Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) en los laboratorios de Brookhaven, con la idea de investigar un nuevo estado de la materia consistente en quarks y gluones, el plasma de Quarks y Gluones

(QGP por sus siglas en inglés *Quark Gluon Plasma*); un estado de la materia que se piensa existió en el Universo temprano.

Las etapas de las colisiones de iones pesados se discutirán con detalle en ésta sección, haciendo énfasis en las formas descritas de la materia en Cromodinámica Cuántica.

El principio de los colisionadores

El experimento más famoso de Ernest Rutherford fue el de la dispersión de partículas alfa, fue la primera demostración de técnicas de dispersión en física nuclear. Él demostró, a partir de la distribución angular de partículas dispersas, que los átomos tienen un núcleo pequeño y masivo en sus centros. Estudios posteriores establecieron que los núcleos están formados por protones y neutrones; y muchas décadas después, los experimentos de dispersión de electrones a altas energías mostraron que los protones y los neutrones contienen pequeños componentes: los quarks. Y es así como la física de altas energías abrió el camino hacia una comprensión más profunda de los bloques fundamentales de la materia.

Otra razón para estudiar colisiones de partículas a diferentes energías, es la producción de nuevas partículas. Una partícula pesada de masa m puede ser materializada solo si hay suficiente energía disponible en el centro de colisión. Ejemplo, cuando el Bevatron se construyó en Berkeley en los años cincuenta, tenía como objetivo descubrir el antiprotón, Dirac lo había predicho pero los aceleradores previos no habían sido capaces de encontrarlo.

Durante una colisión de dos partículas, donde partícula 1 en un haz se encuentra con la partícula 2 en otro haz moviéndose en dirección contraria, la energía de colisión se describe como:

$$(1.1) \quad E_{cm} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 + 2p_1p_2} \approx \sqrt{4E_1E_2}$$

donde p_1, p_2, E_1, E_2 son los momentos y energías de los dos haces.

Otra variable importante a considerar es la Luminosidad \mathcal{L} , que es el producto del flujo del haz incidente (partículas por segundo) con el promedio de densidad del blanco (partículas por unidad de área). Si la sección transversal para un tipo de evento particular es σ , el producto de $\mathcal{L}\sigma$ la correspondiente tasa de eventos. Muchas interacciones no-fuertes tienen secciones transversales pequeñas y necesitan altas luminosidades para ser detectadas.

Por lo tanto la luminosidad es la cantidad que mide la capacidad de un acelerador de partículas para producir un número requerido de interacciones y es proporcional al factor entre el número de eventos por segundo dR/dt y la sección transversal σ .

$$(1.2) \quad \frac{dR}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma$$

Por lo que las unidades de luminosidad son $cm^{-2}s^{-1}$.

Participantes, espectadores

En física de altas energías, se utilizan conceptos geométricos para distinguir los participantes de los espectadores en durante la colisión de dos partículas, como ilustra la imagen 1.4. Los espectadores son aquellos hadrones, que **no** se llegan a encontrar con otro hadrón durante su trayectoria. Y por otra parte están aquellos hadrones que **sí** interactúan, a éstos se les denomina participantes. Los participantes de una colisión inelástica son llamados nucleones heridos, ya que el nucleón se fragmenta durante el proceso.

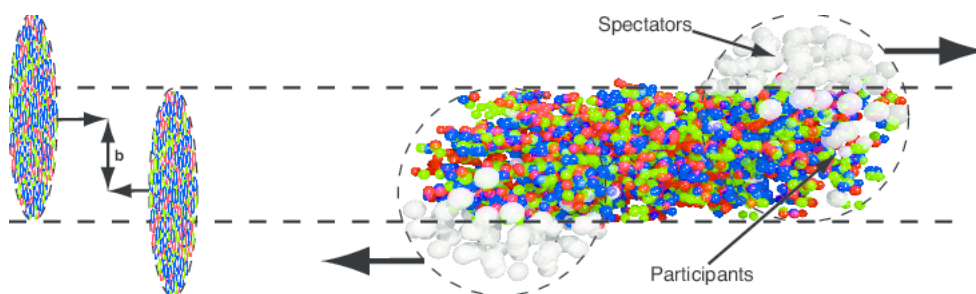


Figura 1.4: Imagen descriptiva de los participantes, espectadores y el parámetro de impacto de una colisión. Figura tomada de: <https://cerncourier.com/a/participants-and-spectators-at-the-heavy-ion-fireball/>.

El parámetro de impacto b , como se muestra en 1.5 es aquella distancia que existe entre las trayectorias de las partículas, por acuerdo en física de altas energías el haz se considera en la dirección del eje z y el parámetro de impacto se mide sobre el eje x , y el plano que forman estos dos ejes se llama *plano de reacción*.

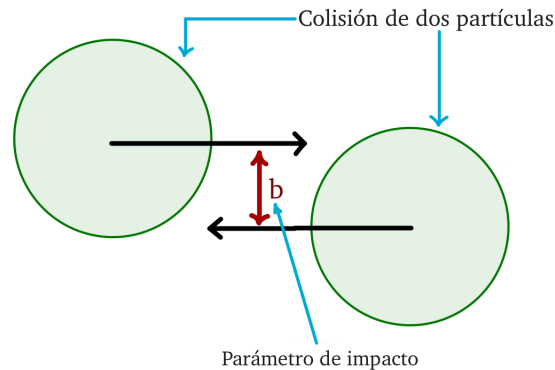


Figura 1.5: Parámetro de impacto. [6]

Las colisiones en las que el parámetro de impacto es igual a cero se denominan colisiones centrales; sin embargo experimentalmente se consideran como colisiones centrales aquellas colisiones con un parámetro de impacto muy pequeño.

1.2.1 Multiplicidad de partículas

La multiplicidad es el resultado de contar el número de partículas primarias o finales que se generan después de una colisión. La multiplicidad promedio es una de las variables a tomar en cuenta cuando se diseña un experimento de física de partículas, y al estudiar la dependencia que existe entre esta y la energía de colisión se obtiene información acerca de las propiedades de la colisión.

Una parte importante de cualquier modelo que describe colisiones hadrónicas es el estudio de la multiplicidad, pues se usa para separar de manera efectiva el ruido de fondo de una colisión; pero analizar solamente la multiplicidad de partículas reduce en gran medida la información que proporciona un detector, por ello se estudia la dependencia respecto a otras variables; la pseudorapidez y el momento transversal por ejemplo [14].

Existen diferentes modelos que intentan explicar la distribución de la multiplicidad, éstos han ido cambiando ya que cada vez existe más información proporcionada por los experimentos de física de partículas, en particular el aumento o disminución de la energía de colisión conlleva a observar nuevos efectos en cada caso.

Momento Transverso

En la física de altas energías se introducen también **variables cinemáticas** para determinar la posición y el momento en términos de cuadvectores. A partir de estas variables se introducen variables experimentales que permanecen invariantes ante transformaciones de Lorentz [2].

La posición de una partícula como cuadvector se describe como:

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

La coordenada con índice cero corresponde a la coordenada temporal, las demás coordenadas corresponden a las coordenadas espaciales. De manera similar se define el cuadrimento y el momento transverso como:

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

Las variables transversas permanecen invariantes bajo Transformaciones de Lorentz, lo que las vuelve de gran utilidad. El momento transverso, entonces, se define como:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

Rapidez y Pseudorapidez

La rapidez es una variable que de las partículas dependiente de la energía, se define como:

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

Cuando sucede que el momento de una partícula es muy grande, de forma que su masa se hace despreciable, se relaciona con la *pseudorapidez* η y con el *ángulo de emisión* θ que se mide respecto al eje z, y se define como: $\cos(\theta) = p_z/p$, y la pseudorapidez:

$$y = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right)$$

La pseudorapidez al tener una propiedad geométrica con el detector se usa ampliamente en los análisis experimentales, la región de pseudorapidez que cubre un detector se denomina

aceptancia. En los experimentos de física de partículas el momento físico se mide en términos del momento transverso p_T , el ángulo polar, ϕ , y la pseudorapidez η para poder obtener la coordenadas cartesianas del momento (p_x, p_y, p_z) usando las relaciones:

$$p_x = p_T \cos\phi, \quad p_y = p_T \sin\phi, \quad p_z = p_T \sinh\eta$$

Distribuciones de Multiplicidad

Cuando las partículas son producidas de forma independiente la multiplicidad se ajusta a una distribución de Poisson. En el año de 1972 Koba, Nielsen y Olesen [15] propusieron que la distribución de multiplicidad de partículas cargadas debería seguir un escalamiento universal a altas energías, mostraron que la función:

$$\Psi(z) = \langle n \rangle P_n$$

donde $z = n / \langle n \rangle$, es independiente de la energías y para su predicción supusieron la validez del escalamiento de Feynman[14]. Richard Feynman, determinó que el número promedio de un tipo de partícula debería de aumentar de forma logarítmica con el incremento de la energía de la colisión [14]. Sus conclusiones están basadas en argumentos fenomenológicos entre las partículas que colisionan; propone que el número de partículas con un momento transverso y una masa transversa dada en un intervalo de momento longitudinal depende de la energía:

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

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

$$\frac{dN}{dy} = cte$$

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

El trabajo de Koba, Nielsen y Olesen es llamado escalamiento KNO, en éste demostraron que el escalamiento de Feynman implicaba un escalamiento de las distribuciones de multiplicidad. Es decir, la distribución de multiplicidad de todas las energías debería caer en la misma curva cuando se grafican en función de la variable propuesta $z = n / \langle n \rangle$. El resultado del escalamiento KNO se expresa en la siguiente ecuación [16]:

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

Donde $P_n(s)$ es la distribución de multiplicidad a la energía s de producir n partículas en una colisión, \bar{n} es el promedio de n , $\sigma_n(s)$ es la sección eficaz para n y $\sigma_{tot}(s)$ es la sección eficaz total. Este escalamiento es una consecuencia de que el valor de rapidez se mantiene constante mientras la energía incrementa. Cuando se presenta la violación al escalamiento de Feynman, se espera que el escalamiento KNO también sea violado, ya que es la implicación directa [16].

1.2.2 Colisiones de protones

Los protones se componen de partones, nombrados como tres quarks de valencia más gluones y un mar de quarks. En particular, el contenido de partones de los protones se puede caracterizar mediante la Distribución de función de partones (*Parton Distribution Function*): $f_i(x, Q^2)$. En estas funciones se describe la probabilidad de encontrar un partón con una fracción del momento del protón x , llamada x de *Bjorken* [3]. La función depende de los valores de la x de Bjorken y de la escala de momento que caracteriza la colisión Q^2 .

La figura 1.6 ilustra la forma en que se llevan a cabo las simulaciones de una colisión p+p, en la que se ha producido una "dispersión dura". El evento resultante contiene partículas que se originan a partir de las dos partículas que colisionaron, (más la radiación del estado inicial y final) y partículas que provienen de la ruptura de ambos protones. Este tipo de colisiones se describen usando QCD perturbativo. Sin embargo la mayoría de los procesos en una colisión p+p son suaves, y son conocidos como eventos subyacentes. Se llaman dispersiones elásticas o inelásticas, divididas en eventos simples, dobles y no difractivos. Estos procesos suaves son difíciles de describir e incluyen también estado inicial y final de radiación así como las interacciones entre los partones remanentes.

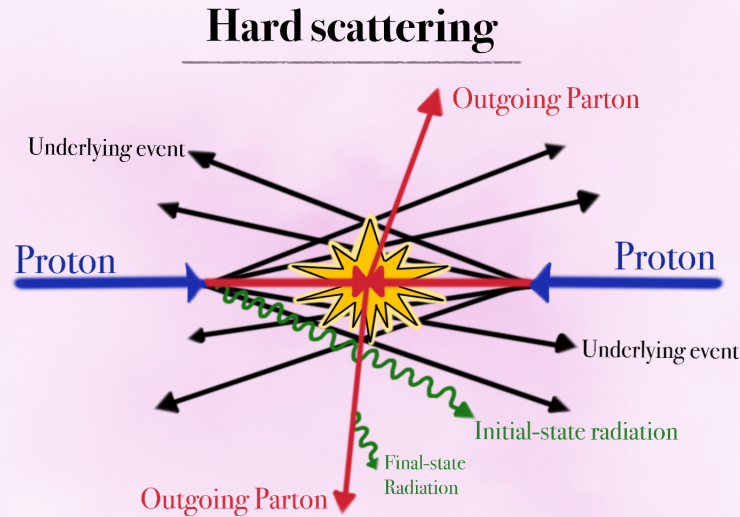


Figura 1.6: Esquema de colisiones protón protón. [6]

Una colisión pp puede describirse de la siguiente forma:

Haces incidentes: los dos haces de partones, caracterizados por la función de Distribución de función de partones se mueven el uno hacia el otro.

Estado inicial de radiación: Los partones de cada haz pueden interactuar antes de la colisión, es decir se dividen como $q \rightarrow qg$, $q \rightarrow \gamma g$ o $q \rightarrow gg$.

Interacciones duras, (que haya más de una dispersión dura durante la misma colisión se llama *Interacción multipartónica*), e **Interacciones suaves:** Estos dos tipos de interacciones pueden ser entendidos en términos del momento transversal. Aunque no hay una definición formal, las llamadas *interacciones duras* se consideran son las interacciones entre partones con alto momento transversal asociado también a la aparición de fenómenos como Jets, mientras que las *interacciones suaves* son todas las demás [17]. QCD provee una descripción razonable de las interacciones duras con producción de jets y alto momento transversal, sin embargo no hay un equivalente para producción multipartónica de interacciones con bajo p_T , aunque se han observado que en las interacciones suaves el $\langle p_T \rangle$ depende de la multiplicidad pero no en la

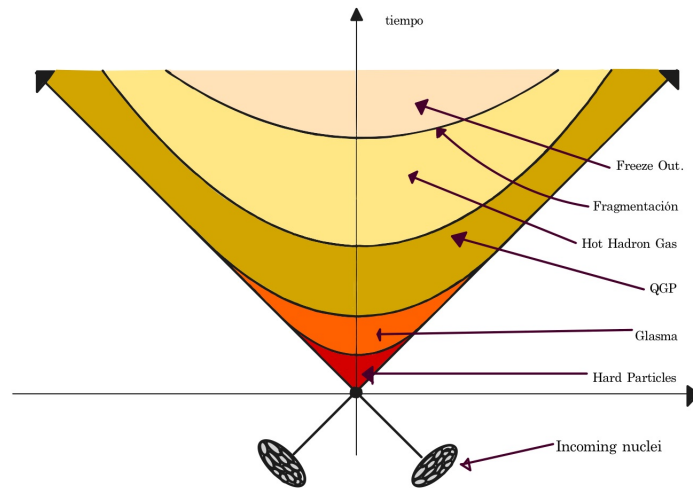


Figura 1.7: Estados de la materia hadrónica en colisiones. [6]

energía de colisión [18].

Estado final de radiación: División de los partones salientes.

Hadronización: es el proceso de fragmentación de los quarks y gluones salientes en hadrones sin color debido al proceso de confinamiento descrito en QCD. Este proceso se busca entender mediante estudios fenomenológicos.

Decaimiento: Si los hadrones que se producen durante la fragmentación son inestables, decaen.

1.2.3 Estados de la materia

La dinámica implicada en las colisiones de iones pesados no es fácil de describir, se deben estudiar las diferentes etapas por las que pasa la materia hadrónica, ya que, durante las colisiones se forman diversos estados de materia de QCD, como se puede ver en la figura 1.7.

1. Nucleos interactuantes: Antes de la colisión los dos núcleos que se acercan el uno al otro se ven como dos hot-cakes debido a la contracción de Lorentz, compuestos en gran parte por gluones, como se vio en la figura 1.4, éstos gluones tienen una pequeña fracción de momento longitudinal y tienen una densidad que aumenta. El acoplamiento que gobierna las interacciones entre estos gluones es relativamente débil.

2. Procesos Duros: Los primeros procesos en ocurrir en un evento son aquellos que producen partículas duras (jets de hadrones, pares de dileptones, fotones,...) los cuales son los más numerosos en las medidas finales.

3. Glasma: cuando el tiempo de la colisión es $\tau = 0,2 \text{ fm}/c$ los gluones que componen el CGC son liberados por la colisión. La multiplicidad medida por los detectores es en gran parte producida por el proceso de hadronización de estos gluones.

4. Plasma de Quarks y Guones (QGP): En colisiones p+p, hasta este punto, los partones producidos evolucionan sin interactuar, hacia su estado final. Por el contrario en colisiones de iones pesados, los partones liberados interactúan fuertemente entre ellos. Cerca del tiempo $\tau = 1 \text{ fm}/c$, la materia se acerca a su equilibrio térmico. Este estado, absorbe mucha de la energía de los partones que se encuentran en él y conoce como Plasma de Quarks y Gluones. El estudio de esta fase de la colisión es la razón principal por la que se han planeado los experimentos de iones pesados.

5. Hot Hadron Gas: En el tiempo $\tau = 10 \text{ fm}/c$, y la temperatura esta cerca de $T_c = 150 \text{ MeV}$ en colisiones de iones pesados, ocurre la hadronización, es decir el momento en el que los quarks y los gluones se agrupan y quedan confinados dentro de hadrones sin color. Este sistema aún denso, mantiene su equilibrio terminal y es llamado Hot Hadron Gas.

6. Frozen-Out Matter: Es el momento en el que los hadrones dejan de interactuar entre ellos, alrededor del tiempo $\tau = 20 \text{ fm}/c$, ya que la densidad del medio disminuye. Esta transición de fase de líquido altamente interactuante a un sistema de partículas libres se llama Freeze-out. Después de este momento, los hadrones se propagan directamente hacia los detectores.

GENERADORES DE EVENTOS DE MONTE CARLO

El método de Monte Carlo es un método numérico que permite resolver problemas de física y de matemáticas mediante el uso de simulación de variables aleatorias. Fue durante la segunda Guerra Mundial que el uso de este método para fines de investigación comenzó, en el conocido proyecto Manhattan que estaba dedicado al desarrollo de la bomba atómica. En particular este método se implementó para simular la difusión de neutrones en el material de fisión [14].

El método tiene una base estructural relativamente sencilla, se elabora un programa para realizar una prueba aleatoria, y esta prueba se repite N veces de modo que cada experimento resulta independiente, al finalizar se calcula la media a partir del resultado obtenido en cada experimento. Además el error es proporcional a la magnitud $\sqrt{D/N}$ donde D es una constante y N es el número de pruebas.

En física de altas energías, los procesos resultan extremadamente complejos, debido a los complicados procesos que se involucran y la creación de grandes cantidades de partículas. Al finalizar una colisión, los detectores reciben una información que se encuentra mezclada, a partir de la cual se realiza un análisis que consiste en aislar mediante consideraciones físicas aquella información que resulte relevante para algún estudio específico. Para esta tarea, se necesita tener un marco de referencia con la cual comparar la información obtenida en el experimento, este es el objetivo de los programas generadores como los son *EPOS-LHC* [19] y *UrQMD* [20].

Mediante los generadores de eventos, la complejidad de los procesos se reduce subdividiendo el problema en un conjunto de tareas separadas; la información obtenida de la simulación entonces se puede usar fácilmente para extraer un proceso específico, y de esta forma el físico experimental de altas energías obtiene un medio de comparación con los datos recabados por el detector y que

permite conocer la física que se debe aplicar al análisis de los datos para obtener dicho proceso. También la simulación de procesos se utiliza para estudiar la física de futuros experimentos y tomarla en cuenta en el diseño de nuevos experimentos.

2.1 UrQMD

UrQMD, *Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics* es un generador de eventos de Monte Carlo que tiene un enfoque de transporte microscópico hadrónico [21] sin equilibrio para colisiones de iones pesados [20]; simula a partir del momento de inicialización de los núcleos en colisión, hasta el estado final del sistema. Este generador de eventos tiene integrados en su modelo múltiples interacciones de partículas y constituyentes recién producidos como una solución de la ecuación relativista de Boltzman.

Los grados de libertad subyacentes son cuerdas y hadrones excitados salidos en colisiones binarias de altas energías. La producción de partículas en este generador se describe mediante la excitación y fragmentación de las cuerdas de color que se tratan según el modelo de Lund [22]. Durante interacciones fuertes (1.5 GeV), las simulaciones se tratan utilizando PYTHIA [23]. UrQMD no incorpora explícitamente una transición de fase a un estado de quarks y gluones no confinados. Este enfoque de transporte microscópico genera la dinámica espacio-temporal completa de las cuerdas y hadrones; la información del espacio de fase está disponible en cada etapa de la colisión de iones pesados simulada. Se considera que describe con éxito diferentes observables en una amplia gama de sistemas y energías de colisión.

Una entrada importante considerada en los modelos de transporte microscópico son las especies de partículas y las secciones transversales dependientes de la energía de las interacciones de los hadrones. Las secciones transversales totales en UrQMD se modelan geoméricamente dependiendo de la especie de partícula. Se produce una colisión entre hadrones cuando, $b < \sqrt{\sigma_{tot}}/\pi$, donde b y σ_{tot} son el parámetro de impacto de los dos hadrones en colisión y la correspondiente sección transversal total. La sección transversal total depende de los isospines de las partículas en colisión, el sabor y la energía de colisión [20].

Al igual que otros modelos de transporte de este tipo, solo colisiones binarias, y decaimientos de una partícula son considerados para mantener los cálculos numéricamente tratables.

Las observables que pueden ser sensibles a las propiedades de el sistema en etapas tempranas de la colisión o al equilibrio térmico o químico durante la misma son, el flujo elíptico, el radio, y la extrañeza, en particular el número de bariones extraños producidos sugiere el hecho de que el modelo considere únicamente colisiones binarias no es suficiente para describir por completo la dinámica de una colisión de iones pesados a altas energías.

2.1.1 UrQMD-hybrid

En el modelo de un fluido dinámico relativista ideal se considera a la conservación de la energía, el momento, el número de bariones como la base para la evolución hidrodinámica donde se asume un equilibrio local y cero viscosidad. [24]

UrQMD cuenta con la opción de incorporar un modelo híbrido a la simulación, este modelo emplea hidrodinámica para las etapas más tempranas de la colisión, y una dinámica de modelo microscópico sin equilibrio para las etapas de reacción posteriores, en éstas se muestra una aproximación alternativa y son particularmente interesantes para la investigación de la formación de QGP, en energías mayores a 100 GeV, energías cubiertas por aceleradores de RHIC y LHC.

Cada hadrón se representa por una Gaussiana de ancho finito. Los hadrones pre-formados en el proceso de fragmentación de cuerdas también son incluidos en la transformación para las cantidades hidrodinámicas [24]. Para permitir los cálculos en un parámetro de impacto finito los espectadores se propagan separadamente de la evolución hidrodinámica: en trayectorias de línea recta en modo de cascada hasta el final de la fase hidrodinámica.

2.2 EPOS-LHC

EPOS es un generador de eventos de Monte-Carlo para interacciones hadrónicas utilizado tanto para interacciones de iones pesados como para simulaciones de rayos cósmicos. [19]. EPOS es un acrónimo de: **E**nergy conserving quantum mechanical multiple scattering approach, based on **P**artons (parton ladders) **O**ff-shell remnants, and **S**plitting of parton ladders.

La versión actual de EPOS disponible para libre distribución vía el *Cosmic Ray Monte Carlo Package* [19] que incluye las versiones de modelos de interacción de hadrones EPOS-LHC (post LHC) y la versión 1.99 (pre-LHC), difiere de las versiones de EPOS 2.x anterior y su versión en desarrollo EPOS 3.x, que no aprovecha el cálculo completo de hidrodinámica 3D seguida de la cascada hadrónica.

El objetivo principal del modelo físico que ocupa EPOS, es una comprensión general de la producción de partículas en dispersiones p+p, p+A y A+A a energías ultrarelativistas, con aplicaciones a las simulaciones de rayos cósmicos.

EPOS tiene un enfoque basado en partones y pomerones (escaleras de partones), con énfasis especial en altas densidades de partones. En particular, EPOS se diferencia entre otros generadores de eventos de Monte Carlo, en el tratamiento de los estados de colisión, al incluir un estado de *hadronización colectiva*.

La condición inicial de este estado del sistema es después del estado de radiación de Jets, pero

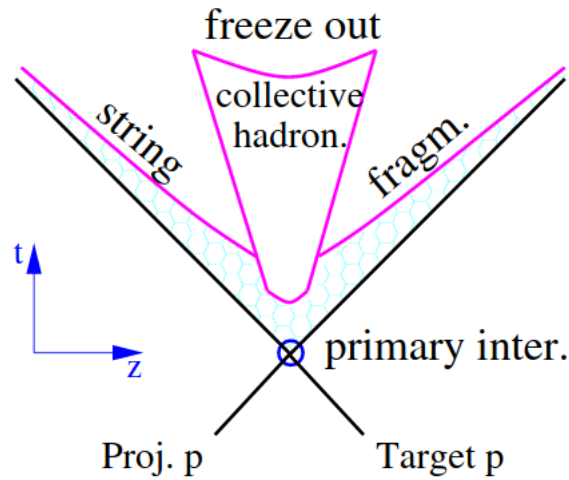


Figura 2.1: Vista esquemática de la evolución de la producción de partículas en interacciones hadrónicas en EPOS 1.99 y EPOS-LHC. La hipérbola rosa, representa las partículas en el mismo tiempo de evolución [19].

antes de que los partones se dispersen como en el estado de Hadron Gas. Se considera un tiempo t_0 antes de que se formen los hadrones en la colisión, donde se distinguen segmentos de cuerda en áreas de alta y baja densidad.

Acerca de la hadronización colectiva usada en EPOS-LHC, primero que nada es importante notar que las condiciones iniciales para la hadronización en éste modelo están basadas en cuerdas, y no en partones. Aquí *condiciones iniciales* se refiere al estado del sistema después del estado inicial y final de radiación de jets, donde los partones hadronizan en modelos de HEP, y antes de que cualquier posible parton o hadron se disperse como en colisiones de HI (interacciones de estado final). Luego las dispersiones iniciales conducen a la formación de cadenas, que se rompen en segmentos, que generalmente se identifican con hadrones. Después, se considera la situación en un tiempo apropiado temprano τ_0 , mucho antes de que se formen los hadrones: se distingue entre segmentos de cuerda en áreas densas (más que algunos segmentos de densidad crítica por unidad de volumen), de aquellos en áreas de baja densidad. Las áreas de alta densidad se denominan núcleo, las áreas de baja densidad como corona [19]. La corona es importante para ciertos aspectos como la dependencia de la centralidad de todos los observables en las colisiones HI. Aquí corresponderá a la fragmentación de cuerdas no modificada como en los modelos HEP habituales y dominará a gran rapidez y en eventos de baja multiplicidad. En esta sección nos centraremos en la parte central que es única en EPOS y proporciona efectos interesantes que no se tienen en cuenta en otros modelos HEP (que son todos tipo *corona*, aunque no es propiamente un mecanismo core-corona, si no un modulo simplificado).

Evento por evento, una parte de los segmentos de cuerda se hadroniza normalmente (corona) y una parte se usa para crear un núcleo con una hadronización colectiva como se representa en la figura 2.1. El núcleo reaparece solo si la densidad local de los segmentos de cuerda es lo suficientemente alta. Por supuesto, este límite se alcanza fácilmente en caso de colisiones HI centrales en RHIC o LHC (o incluso SPS) debido al gran número de pares de nucleones que sufren una interacción inelástica [19].

ESTADO DEL ARTE

En este capítulo, se abordan los estados actuales y que proveen las bases de investigación de ésta tesis para las de las colisiones protón-protón (p+p), protón-Plomo (p+Pb), Plomo-Plomo (Pb+Pb), Bismuto-Bismuto (Bi+Bi).

3.1 Colisiones protón-protón

Desde hace años, las colisiones de p+p eran usadas por la comunidad que se dedicaba al estudio de iones pesados como medidas de referencia. Importantes señales del QGP requieren de estas comparaciones, razón por la cual es necesario un entendimiento de las colisiones de p+p.

En 2010, CMS [25] publicó una observación que incluía una curva, parecida a una cresta (3.1) de correlación de p+p, una señal que se pensaba se debía a colectividad en sistemas pequeños, aunque después se sugirió que esta cresta-fenómeno podría ser explicado por Color Glass Condensate. En la figura 3.1, $\Delta\eta$ es la diferencia de pseudorapidez entre dos partículas, $\Delta\phi$ es la diferencia entre su ángulo azimutal. La estructura con rango de pseudorapidez entre $2 < \Delta\eta < 5$ de la función de correlación de dos partículas fue estudiada en el mismo artículo mencionado cuyo resultado fue:

$$(3.1) \quad R(\Delta\eta, \Delta\phi) = \left\langle (\langle N \rangle - 1) \left(\frac{S(\Delta\eta, \Delta\phi)}{B(\Delta\eta, \Delta\phi)} - 1 \right) \right\rangle$$

donde S y B son las señales y ruido de las distribuciones. $\langle N \rangle$ es el promedio del número de tracks por evento sobre bin de multiplicidad; y $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$ es la distribución sobre el promedio de bins de multiplicidad.

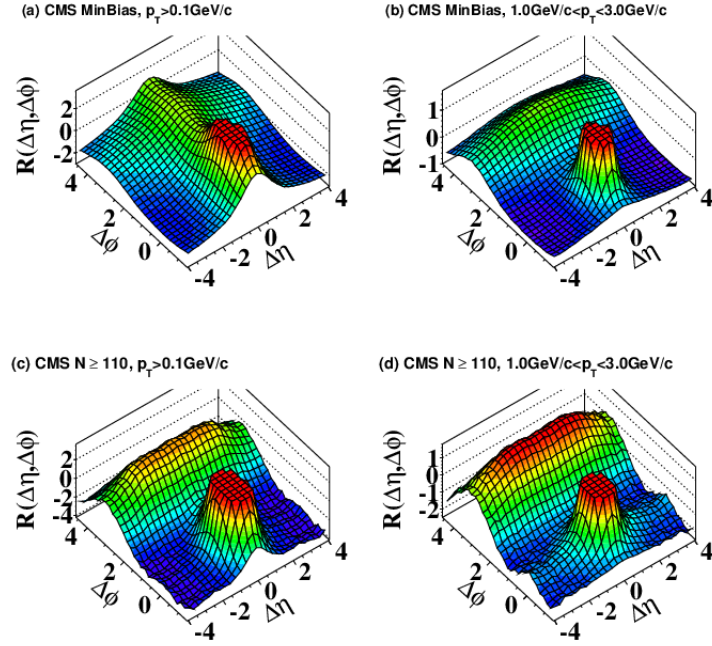


Figura 3.1: Imágenes de correlación de dos partículas para eventos minimun bias a alta multiplicidad. Imagen de [25].

De este descubrimiento de CMS se puede resaltar que en eventos de alta multiplicidad en colisiones p+p, CMS reportó una estructura similar a la encontrada para colisiones Pb+Pb, lo que sugiere que también hay efectos de colectividad en sistemas pequeños (alta multiplicidad en p+p). Para mas detalles acerca de este reporte referir a [25].

El experimento RHIC, reportó una estructura similar en colisiones de iones. Correlaciones de de largo alcance de de partículas ocurren en estados del tiempo muy tempranos de la colisión (ver detalles en [26]), tiempos casi inmediatos a la colisión o que son estados que existen antes de la colisión.

Las colisiones p+Pb también fueron consideradas dentro de este trabajo, ya que en éste sistema de colisión también se observó la estructura con forma de cresta mencionada, como las colisiones de p+p. Algunas de las medidas muestran indicios de los efectos a bajo momento transverso, que podrían de origen colectivo.

3.1.1 Dependencia de multiplicidad del momento Transverso

La figura 3.2 muestra el momento transverso promedio como función de la multiplicidad de partículas cargadas para colisiones de p+p, p+Pb y Pb+Pb de datos recolectados a las energías de 7 TeV, 5.02 TeV y 2.76 TeV respectivamente. En particular, en las colisiones de p+p se muestra

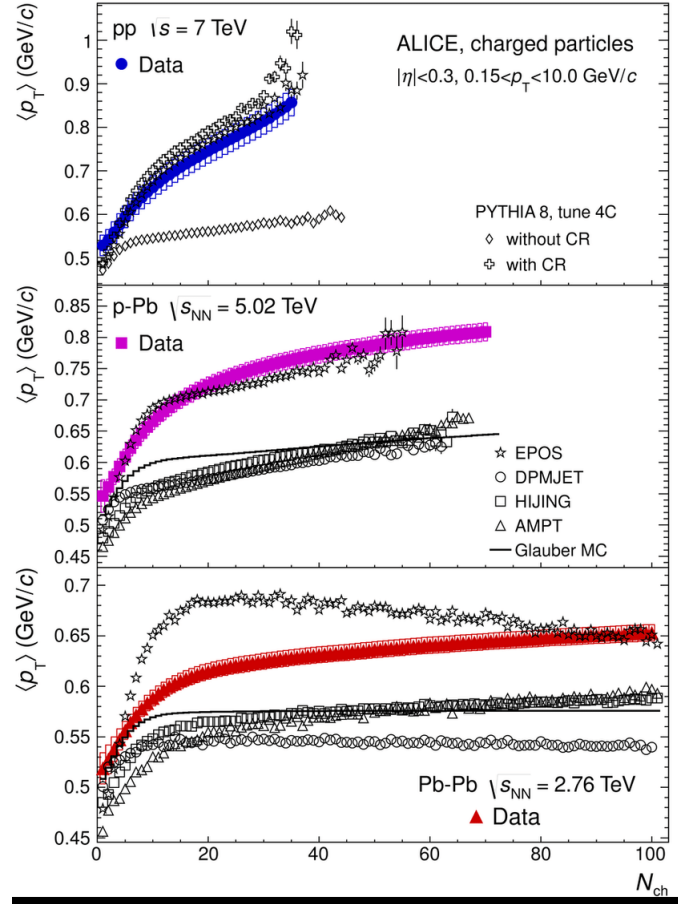


Figura 3.2: Momento transversal promedio $\langle p_T \rangle$ como función de la multiplicidad de las partículas cargadas. Panel superior resultados p+p, panel medio p+Pb, panel inferior Pb+Pb. Imagen de [27]

un incremento $\langle p_T \rangle$ con N_{ch} y puede ser entendido como un efecto de las cuerdas producidas en interacciones multipartónicas [26].

El comportamiento observado en las colisiones de p+Pb no ha sido entendido hasta el momento, el único modelo que puede describir los datos dentro de las incertidumbres es EPOS [19], en el que asume flujo colectivo para p+Pb.

3.1.2 Dependencia de la multiplicidad de partículas identificadas

La interpretación de un fluido de Plasma de Quarks y gluones esta basada en las mediciones del flujo elíptico, lo que representa una correlación entre el espacio y la variación del flujo. Diferentes patrones de flujo son observados en las colisiones de iones pesados y son cuantificados en terminos de descomposición de Fourier [28].

Las distribuciones de momento transversal de piones, kaones y protones, en colisiones de p+Pb a

5.02 TeV anteriormente han mostrado una evolución de la multiplicidad similar a los patrones formados en colisiones de ion-ion. El endurecimiento del espectro como función de la multiplicidad, que es mas fuerte para partículas mas pesadas, se atribuye a la expansión radial colectiva del sistema de iones pesados. Los modelos como EPOS, que incorporan al efectos del estado final dan una mejor descripción de los datos experimentales como podemos ver en la figura 3.2.

3.2 Primera Física

Para explorar la estructura de hadrones, es necesario colisionar partículas cuya longitud de onda sea menor al radio de los hadrones. Esto determina el mínimo valor de momento $p = h/\lambda$ y por lo tanto de energía $E = hc/\lambda$ requerida. Antes de 1960, los protones y neutrones se clasificaban como partículas fundamentales, pero gracias a los experimentos de colisiones se determinó que en realidad están conformados por pequeñas partículas nominadas quarks. Incluso en 1950, la fuente de energías tan altas eran los rayos cósmicos y así se descubrió, por ejemplo, el pión. Actualmente se utilizan los aceleradores, aunque los rayos cósmicos siguen siendo tema de investigación, la ventaja con los aceleradores es el control y manejo de la energía de los proyectiles a colisionar.

La multiplicidad y momento transversal (p_T) de las partículas cargadas son observables que caracterizan a los eventos de colisiones entre hadrones. Por lo regular este tipo de observables físicas son estudiadas al inicio de operaciones de los diferentes colisionadores (primera física). La medición de estas cantidades es usada para imponer restricciones a los mecanismos de producción de partículas en los diferentes modelos de interacción hadrónica. Esta observable se ha medido mediante diferentes técnicas experimentales tales como arreglos de blanco fijo y colisionadores de partículas. Dichas mediciones se han utilizado para mejorar o descartar a los modelos de producción de partículas que están disponibles en los generadores de Monte Carlo [29].

Considerar, por ejemplo, sólo al número de partículas cargadas producidas es una reducción drástica de la compleja información contenida en el estado final de una colisión de partículas, especialmente si las propiedades cinemáticas no son entendidas a detalle. Sin embargo, la distribución de la multiplicidad respecto a su momento transversal, es decir, la distribución de probabilidad de obtener un número definido de partículas producidas en alguna región de p_T , todavía contiene información acerca de las correlaciones de partículas [30].

Las primeras mediciones de distribuciones de multiplicidad en colisiones e^+e^- a una energía en el centro de masa de $\sqrt{s} = 29$ GeV pueden ser descritas aproximadamente por una distribución de Poisson [31], [32], [33].

En los trabajos publicados en 1972; Koba, Nielsen y Olesen determinaron teóricamente que las distribuciones de multiplicidad deberían seguir una escala universal a altas energías (escala KNO) [16]. Dicha escala, está basada en la escala de Feynman bajo la asunción de que el número

de partículas cargadas respecto a unidades de rapidez se aproxima a un valor límite sobre una cierta energía.

El experimento UA5 encontró que las distribuciones de multiplicidad a $\sqrt{s} = 540$ GeV en sistemas protón-antiprotón pueden ser descritas por una distribución binomial negativa (NBD) la cual es definida por dos parámetros $\langle n \rangle$ y k (parámetro que determina el ancho) [34]. Se reportó que $1/k$ se incrementa aproximadamente de forma lineal respecto a $\ln\sqrt{s}$ donde la escala KNO corresponde a una constante independiente de la energía. Sin embargo, a $\sqrt{s} = 900$ GeV se hallaron desviaciones respecto a NBD que fueron confirmadas por Tevatron a $\sqrt{s} = 1800$ GeV [35].

Los experimentos de LHC han reportado mediciones de la multiplicidad de partículas cargadas en función de unidades de pseudorapidez [36]. Las mediciones de la distribución de multiplicidad de partículas cargadas en el LHC tienen el potencial de mejorar el entendimiento de los mecanismos de producción. Existen herramientas de Monte Carlo tales como Phojet, Epos y Pythia que logran reproducir los resultados para eventos con partículas que poseen alto momento transversal p_T en colisiones entre protones a las energías del LHC [37]. Con los datos del LHC y los generadores disponibles en el Monte Carlo, se tendrá un entendimiento más profundo de las interacciones múltiples de partones y de los procesos de hadronización [38].

Por otra parte, resultados recientes de TOTEM [39] muestran que la multiplicidad de partículas cargadas en términos de unidades de pseudorapidez no pueden ser descritas totalmente por el Monte Carlo. La multiplicidad de partículas decreciente conforme se incrementa η , esto en particular ocurre en un rango de pseudorapidez de $3,5 < \eta < 5,3$. Estudios de CMS [40] ilustran que el flujo de energía en la región delantera no es reproducido por los generadores de Monte Carlo que han sido ya ajustados previamente por los datos experimentales.

Si bien, el objetivo principal del experimento ALICE es el estudio de colisiones Pb+Pb y p+Pb para la caracterización del plasma de quarks y gluones; también ha reportado que el incremento en el número de partículas cargadas a energías de $\sqrt{s} = 0,9$ GeV hasta $\sqrt{s} = 7$ TeV es significativamente mayor al estimado por los diferentes modelos [41] en colisiones protón-protón.

Los resultados que ALICE puede reportar del estudio de la multiplicidad de partículas cargadas en interacciones p+p y p+Pb son de gran ayuda en la interpretación y ajuste de los modelos de interacción hadrónica que son usados en el área de rayos cósmicos; como EPOS, los cuales muestran inconsistencias a altas energías ($E > 10^{18}$ eV.)

Además, ALICE ha generado algunos resultados en el área de física de rayos cósmicos relacionados con la medición de la multiplicidad de muones atmosféricos [42]. En el año 2012, se configuró al sistema principal de disparo de rayos cósmicos (ACORDE) para funcionar durante las colisiones entre protones que se registran en ALICE. De esta manera, se pueden hacer mediciones de

multiplicidades de partículas cargadas para eventos de colisiones entre hadrones en el LHC y eventos de chubascos atmosféricos debidos a rayos cósmicos en la misma sesión de toma de datos.

En los últimos se han desarrollado varios modelos de Monte Carlo con diferentes hipótesis sobre la evolución de los sistemas creados en colisiones entre hadrones. EPOS [19] y UrQMD [20] son algunos de ellos. En este trabajo se pretende estudiar las características globales de las colisiones hadrónicas con estos dos modelos para su posterior comparación con los datos experimentales disponibles a las energías del LHC. Estos estudios serán replicados para las energías de NICA.

EXPERIMENTOS DE ALTAS ENERGÍAS

El presente trabajo de investigación abarca un amplio rango de energías, se consideraron para el estudio altas energías correspondientes al LHC, del CERN, en particular los resultados del experimento ALICE, cuyas energías son de 0.9, 2.46, 7 TeV. Por otra parte los estudios también abarcaron bajas energías que corresponden a las energías de colisión programadas para el próximo colisionador de partículas: NICA, de JINR, cuyas energías se hallaran en rangos desde 2 hasta 11 GeV. En esta sección se describen brevemente ambos experimentos con los detalles que conciernen a este trabajo.

4.1 El gran colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de hadrones, LHC por sus siglas en inglés *The Large Hadron Collider* en CERN, en Suiza, es un sincrotrón superconductor diseñado para acelerar protones e iones de plomo, para hacerlos colisionar y ser estudiados con detectores especializados a lo largo de sus 26.7 km de circunferencia. Por debajo de 45-170 m del suelo, se encuentran los túneles excavados para éste acelerador junto con sus cuatro experimentos principales: ATLAS [43] y CMS [36] experimentos de alta luminosidad, LHCb [1] que estudia física de encanto, y un experimento de iones pesados, ALICE [38].

Estos cuatro experimentos se encuentran alojados en cavernas que intersectan en determinados puntos del LHC. También existen pequeños experimentos que comparten puntos de interacción para los grandes detectores con diferentes propósitos de estudio, por ejemplo: TOTEM, que realiza estudios de sección transversal [44] , LHCf que estudia formación de partículas en la región delantera a casi 0° C , para estudiar en condiciones de laboratorio colisiones como las que ocurren

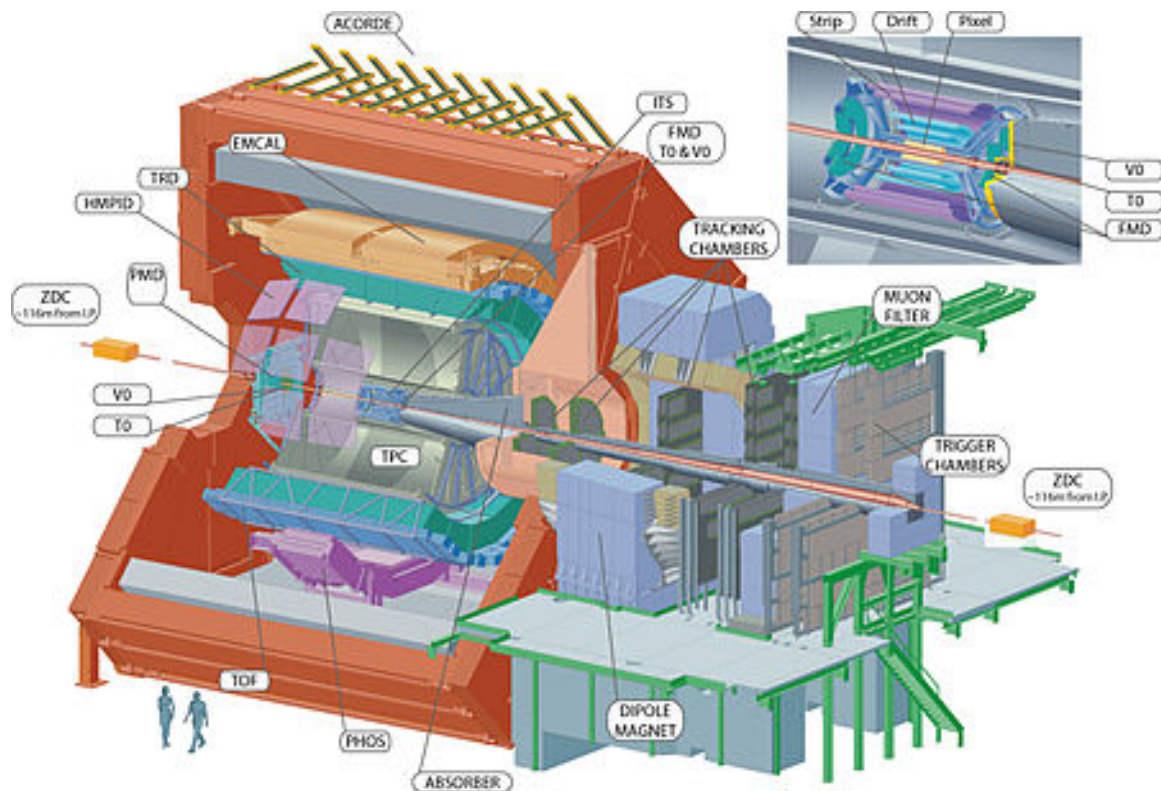


Figura 4.1: El experimento ALICE del LHC.

en rayos cósmicos [45] y MoEDAL, que realiza búsqueda de partículas extrañas [46].

4.1.1 El detector ALICE

En la imagen 4.1 se muestra el diseño del experimento ALICE, *A Large Ion Collider Experiment*, y los detectores que lo conforman, estos se agrupan de acuerdo a su función:

- *Tracking y medición de pérdida de energía:* son los detectores que recolectan información acerca de la trayectoria de las partículas cargadas y también sirven de referencia para ubicar el vértice de interacción, como la TPC e ITS. Miden la razón de la pérdida de energía de las partículas, (dE/dx) .
- *Calorímetros:* los calorímetros electromagnéticos detectan la energía de los electrones y fotones éstos son EMCAL y PHOS.
- *Detectores de Muones:* estos detectores se usan para medir la producción de la resonancia de quarks pesados vía el decaimiento de sus productos, estos son MUON-ARM y ACORDE.
- *Detectores Forward:* los detectores que se encuentran en posición perpendiculares al eje del haz, proveen al experimento de una cobertura a pequeños ángulos. Se usan para estudiar

los eventos de manera global, las características y el sistema de disparo de un evento, como ZDC, VZERO, AD y T0.

4.2 NICA

NICA (*Nucleotron-based Ion Collider Facility*), es el nuevo complejo de aceleradores de JINR, en la ciudad de Dubna, Rusia. Su propósito es estudiar las propiedades de la materia densa bariónica. Entre los problemas más importantes de ésta área están: la naturaleza y las propiedades de la interacción fuerte entre los constituyentes elementales del Modelo Estándar de partículas, la búsqueda de evidencia de la transición de fase entre materia hadrónica y QGP; la búsqueda de nuevas fases de la materia bariónica y el estudio de las propiedades básicas de la interacción fuerte y simetrías de QCD [47].

NICA, proveerá una variedad de haces para colisión, desde protones hasta deuterones polarizados, hasta iones pesados de oro. Los iones pesados serán acelerados hasta energías de colisión de $\sqrt{s_{NN}} = 11$ GeV y los protones hasta $\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV. Los dos puntos de interacción que se están preparando en el anillo del colisionador son: uno para el estudio de iones pesados con el detector MPD, y otro para haces polarizados con el detector SPD [48]. En total, NICA tendrá tres experimentos principales:

1. The Baryonic Matter at Nuclotron (BMN)
2. The Spin Physics Detector (SPD)
3. The MultiPurpose Detector (MPD)

La fecha esperada para el inicio de operaciones de NICA es al final del año 2022. Los componentes de los experimentos se encuentran en producción.

4.2.1 MPD: Multipurpose Detector

El programa experimental de NICA incluye las mediciones simultáneas de las observables que se presumen sensibles a los efectos de alta densidad y transición de estados de materia hadrónica. El aparato MPD, ha sido diseñado como un espectrómetro capaz de detectar hadrones cargados, electrones y fotones usando colisiones de iones pesados a alta luminosidad en el rango de energías de NICA [49]. Para conseguir esto, el diseño incluye un preciso sistema de rastreo de partículas, y un eficiente sistema de identificación de partículas (PID) basado en la información de pérdida de energía de partículas cargadas obtenida del Time Projection Chamber (TPC) y del Detector de Tiempo de Vuelo (TOF), [50]. En la figura 4.2 se encuentra el diseño de la construcción del MPD. El diseño del MPD incluye un Central Detector (CD) que cubre ± 2 unidades de pseudorapidez (η) [49] y dos detectores espectrómetros forward FS-A y FS-B.

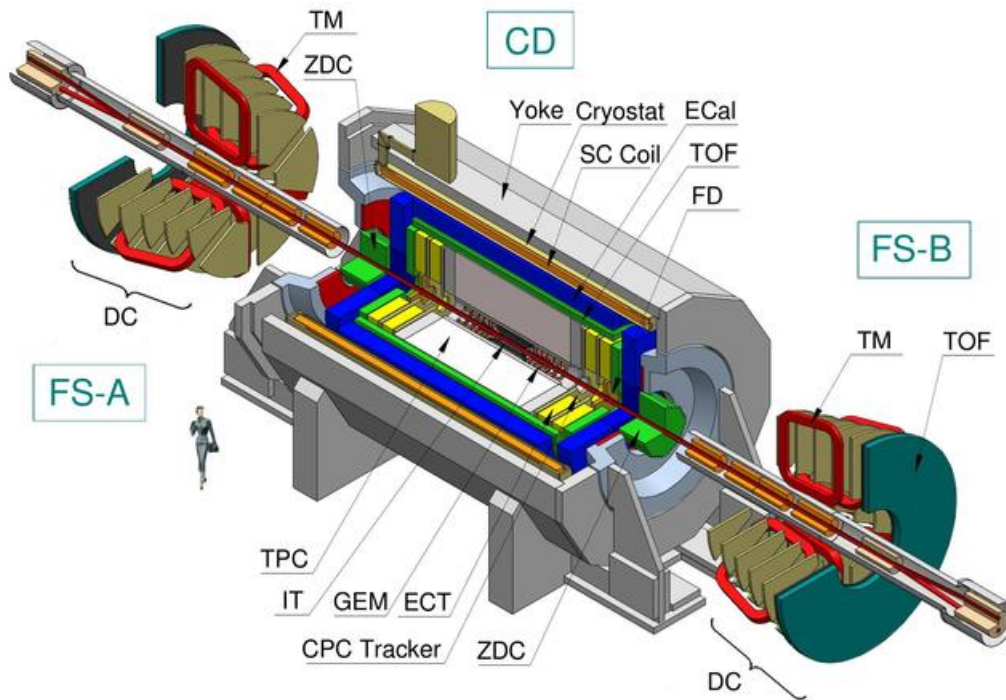


Figura 4.2: El experimento MPD-NICA

4.2.1.1 Time Projection Chamber

La TPC [51], *Time Projection Chamber* es el detector principal del experimento MPD. Es un detector planeado para realizar un tracking en 3 dimensiones e identificación de partículas. Entre las características principales de éste detector se encuentran:

- Aceptancia $< 1,2$.
- Resolución de momento para partículas cargadas, para rangos entre $0,1 < p < 1 \text{ GeV}/c$ que es del orden de 3%. [52]
- Identificación de hadrones y leptones vía dE/dx .

4.2.2 Reconstrucción

Entre las preparaciones principales para el inicio de operaciones del MPD-NICA, se encuentran algunos programas dentro del plan de física del MPD, ya que como se mencionó en párrafos anteriores, debe proveer una amplia aceptación, y alta eficiencia en el tracking de partículas, una precisa reconstrucción del vertex (primario y secundario) y una identificación de partículas (PID), así como una determinación cuidadosa de la centralidad de los eventos y el plano del evento

[50]. Entre los mencionados programas se encuentran realizar estimaciones para el estudio del comportamiento de la TPC, que incluyen simulaciones de las respuestas del detector.

Actualmente el procesamiento de datos de la reconstrucción TPC y TOF consiste en los siguientes pasos:

- Generación de eventos.
- Transporte de partículas.
- Simulación de la TPC.
- Reconstrucción de tracks incluyendo la determinación de la pérdida de energía dE/dx .
- Análisis físico: determinación del PID, localización de los vértices, etc.

Los estudios que se realizan en ésta tesis incluyen generación de eventos con UrQMD. A partir del segundo punto de reconstrucción, se utiliza el software MPDROOT, el cual está programado para realizar el transporte de partículas a los detectores. El tercer punto está basado en una microsimulación implementada internamente que usa los parámetros de la TPC [52].

El cuarto punto de la lista anterior, la reconstrucción de Tracks, está basado en la técnica *Kalman Filter* [15]. El filtro Kalman, también usado en ALICE, es un método para estimaciones estadísticas y predicciones.

El método de Kalman, resuelve el problema de tracking y tiene ventajas así como sus atajos para ser adaptado e implementado, entre las ventajas que tiene su utilización están:

- Es un método que permite la reconstrucción y reconocimiento simultaneo.
- Los hits erróneos son descartados durante el proceso automáticamente.
- Cuando existe multi-dispersión durante las colisiones, las medidas de los tracks se correlacionan, haciendo los cálculos de rastreo más rápidos.

La identificación de partículas, en el experimento MPD se consigue usando la información de la pérdida de energía de la TPC y el TOF. Se basa en un amplio conocimiento de las características del detector como la dependencia del momento de la pérdida promedio de energía, así como la variación de dE/dx y las resoluciones de masa de cada partícula identificada. Basado en ésta información, se crea un vector de probabilidad de que una partícula reconstruida "sea o no sea cierta partícula identificada, y este valor se le asigna a cada track, la probabilidad más alta define la especie de partícula [52]. Para una óptima identificación de partículas (piones y kaones)

es necesario que el TOF tenga una resolución temporal menor a 100 ps. Por esta razón se propuso al detector miniBeBe [53], que proveerá de una señal de disparo rápida que iniciará o despertará al TOF.

ANÁLISIS Y RESULTADOS

Hasta ahora, en las secciones anteriores se describió la física de colisiones de partículas, el estado actual de las investigaciones y publicaciones concernientes a este trabajo de tesis; también se revisaron las distribuciones de multiplicidad de partículas cargadas, así como los modelos de Monte Carlo involucrados en el proyecto, adicional se discutieron las particularidades de los experimentos con los que se aborda este trabajo. Es en este punto en el que el proceso de análisis y los resultados puede ser descritos y discutidos.

Como se explicó en el Capítulo II, se usaron los generadores de eventos de Monte Carlo UrQMD y EPOS-LHC la primera parte de este capítulo se enfocará en el análisis hecho para altas energías, energías del LHC, donde se comparan los resultados del experimento ALICE [54], con el análisis de las generaciones. La segunda parte se enfoca en un análisis hecho en base de la generación y la reconstrucción a bajas energías, para el experimento MPD-NICA.

Análisis para colisiones a energías de LHC

Para el análisis de colisiones a altas energías, o energías del LHC, se consideraron colisiones de p+p a 0.9, 2.76 y 7 TeV, esto abarca los datos publicados por ALICE [54]. Se hizo una comparación con los datos disponibles del experimentos, por lo que se aplicaron las mismas restricciones de momento transversal y pseudorapidez.

El cuadro 5.1 muestra un resumen de las generaciones realizadas para UrQMD y EPOS-LHC para colisiones p+p. La primera columna indica el generador de Monte Carlo, la segunda el modo de compilación usado; para UrQMD se utilizaron dos opciones el *modo estándar* que corresponde al modo básico disponible para las energías de LHC; mientras que el modo *hybrid* incluye las

opciones disponibles para añadir una función hidrodinámica a los eventos generados como fue descrito en el capítulo 4; para EPOS-LHC aparece con *Fusion On* y *Fusion Off*, refiriéndose a la activación y desactivación de efectos de fusión que se generan por el mecanismo de hadronización que EPOS-LHC incluye en su programación. La tercera columna indica la energía de colisión usada y la cuarta columna el número de eventos generados por cada generación. ¹

Generador	Modo	Energía de colisión	No. eventos
UrQMD	Estándar	900 GeV	5 millones
		2.76 TeV	5 millones
		7 TeV	5 millones
UrQMD	Hybrid	900 GeV	100,000
		2.76 TeV	100,000
		7 TeV	100,000
EPOS-LHC	Fusion On	900 GeV	5 millones
		2.76 TeV	5 millones
		7 TeV	5 millones
EPOS-LHC	Fusion Off	900 GeV	5 millones
		2.76 TeV	5 millones
		7 TeV	5 millones

Cuadro 5.1: Tabla de generaciones para p+p

Las condiciones impuestas a éste análisis son: rango de pseudorapidez $|\eta| < 0,3$, rango de momento transversal $0,5 < p_T < 10$ GeV/c.

5.0.1 Distribuciones de multiplicidad

En los siguientes gráficos se muestran los resultados obtenidos de distribución de multiplicidad separados por energía de colisión, para comparar los resultados de ambos generadores. No se incluyen datos experimentales.²

¹Los códigos e instrucciones para utilizar los generadores de eventos se encuentran en el Apéndice ??

²Los datos de distribución de multiplicidad ALICE correspondiente a los datos del artículo [54] no se encuentran disponibles

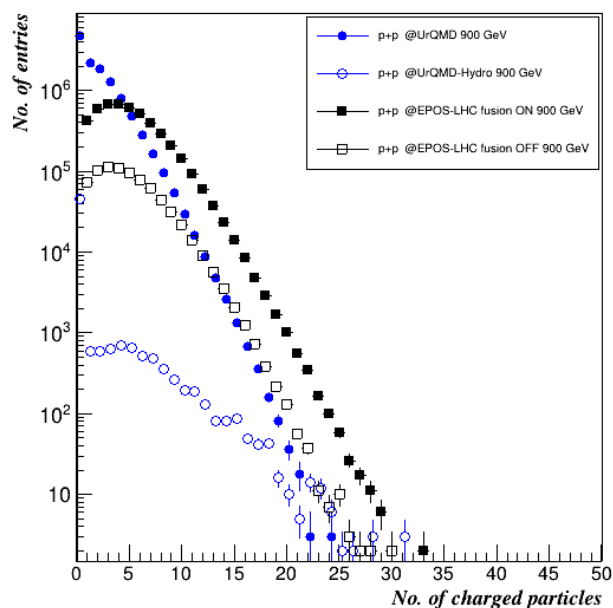


Figura 5.1: Distribución de multiplicidad para 900 GeV. Se comparan EPOS-LHC, fusion ON, fusion OFF, UrQMD y UrQMD hybrid.

En la grafica 5.1 vemos la distribución de multiplicidad obtenida para las generaciones a 900 GeV. La diferencia entre EPOS-LHC fusion ON y OFF, es un escalamiento, ambas gráficas comparten una forma similar sin embargo fusion ON está escalada en comparación con Fusion OFF, esto claro hace referencia al proceso de hadronización partículas existente para EPOS-LHC, sin éstos efectos de difusión la multiplicidad disminuye. Mientras que para UrQMD obtenemos una forma completamente a UrQMD-hybrid y EPOS-LHC (en ambos modos), aunque parece repetir los datos de EPOS-LHC fusion OFF cuando el número de partículas es mayor a 19, UrQMD-hybrid por otra parte tiene el número de partículas más bajo por número de entradas.

La grafica 5.2 muestra la distribución de multiplicidad obtenida para las generaciones a 2.76 TeV. La diferencia entre EPOS-LHC fusion ON y OFF, es menor en comparación con los resultados de 900 GeV, ambas gráficas se encuentran sobrepuestas casi por completo desfasándose después de que el número de partículas es mayor a 14, eso sugiere que a mayores energías la diferencia entre fusion ON/OFF en cuanto a la distribución por eventos es mínima. No ocurre lo mismo para UrQMD y UrQMD-hybrid, donde las gráficas son completamente diferentes entre ellas, aunque la gráfica correspondiente a UrQMD parece ser similar y escalada con las de EPOS-LHC, UrQMD-hybrid se coloca muy por debajo de las demás gráficas.

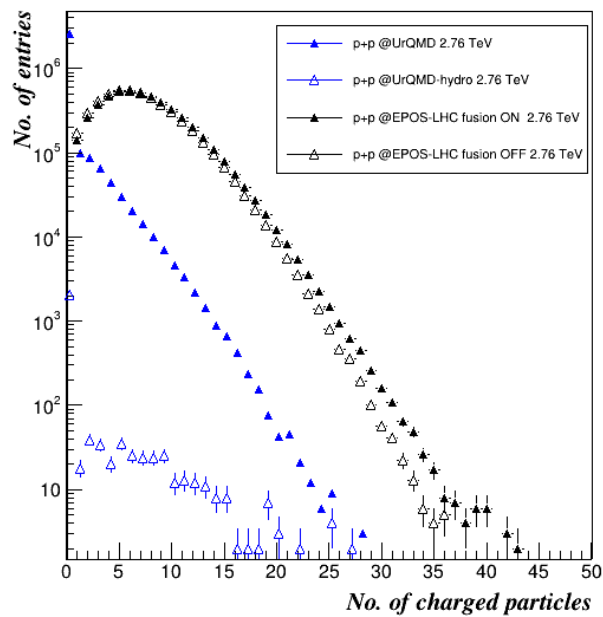


Figura 5.2: Distribución de multiplicidad para 2760 GeV. Se comparan EPOS-LHC, fusion ON, fusion OFF, UrQMD y UrQMD hydro

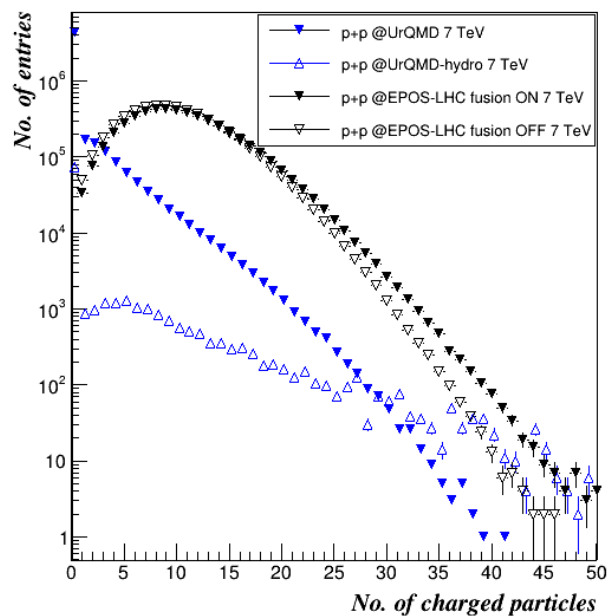


Figura 5.3: Distribución de multiplicidad para 7000 GeV. Se comparan EPOS-LHC, fusion ON, fusion OFF, UrQMD y UrQMD hydro

La grafica 5.3 muestra la distribución de multiplicidad obtenida para las generaciones a 7 TeV. La diferencia entre EPOS-LHC fussion ON y OFF, es menor en comparación con los resultados de 900 GeV, algo que se repite con los resultados de 2.76 TeV: ambas gráficas se encuentran sobrepuestas casi por completo y se desfazan después de que el número de partículas es mayor a 30, eso vuelve a sugerir que a mayores energías la diferencia entre fussion ON/OFF en cuanto a la distribución por eventos es mínima. Sin embargo, el comportamiento de UrQMD y UrQMD-hybrid, no es completamente claro, pues aunque el número de partículas por número de entrada es menor entre 0 y 30, después de 30 el número de partículas se encuentra en el mismo rango que los demás generadores, y esta gráfica no tiene un decrecimiento tan importante como las demás gráficas.

Podemos decir de éstas gráficas que UrQMD-hybrid presenta el comportamiento más peculiar entre todos, ya que sus resultados en las tres energías, son distribuciones de partículas por evento mucho menores comparadas con UrQMD, EPOS-LHC con fussion ON/OFF. También, EPOS-LHC en fussion ON/OFF tienen una tendencia a que sus gráficos de distribución sean más parecidos entre mayor sea la energía de colisión. Mientras que UrQMD aunque presenta una distribución *esperada* tiene un menor número de partículas por evento que EPOS-LHC mientras mayor sea la energía de colisión.

5.0.1.1 Violación del escalamiento KNO

En esta subsección se muestra el resultado de aplicar el escalamiento KNO, mencionado en la sección introductoria a las distribuciones de multiplicidad de EPOS-LHC y UrQMD. Un escalamiento como se mencionó en el capítulo 1, se propusieron que una distribución de multiplicidad de partículas cargadas debería seguir un escalamiento universal a altas energías, en el trabajo de Koba, Nielsen y Olesen [16] se demostró que el escalamiento de Feynman implica un escalamiento sobre las distribuciones de multiplicidad. Es decir, la distribución de multiplicidad de todas las energías debería caer en la misma curva cuando se grafican en función de la variable propuesta.

En la grafica 5.4, vemos el resultado obtenido de aplicar el escalamiento KNO a los resultados de EPOS, donde en lugar de encontrar que todas las gráficas caigan en la misma curva, ocurre lo contrario. Esto es lo que se espera del escalamiento a altas energías.

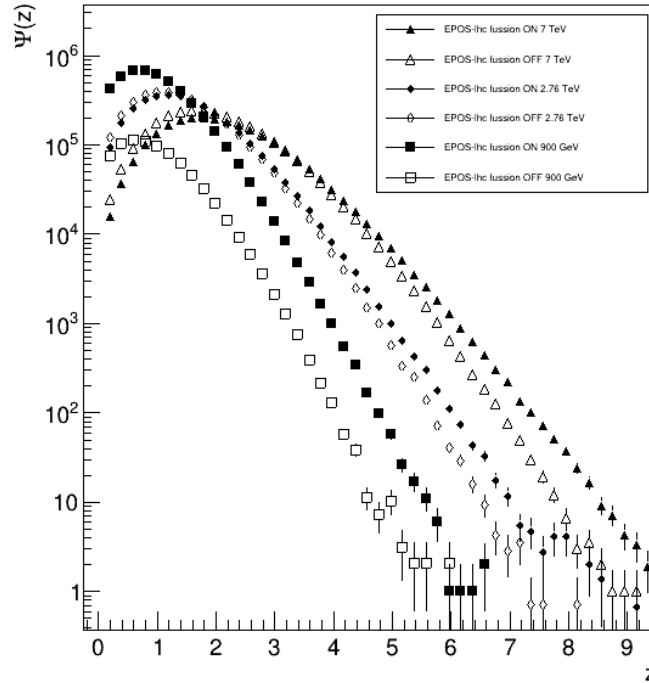


Figura 5.4: Distribución de multiplicidad

5.0.2 Distribuciones de momento transverso

En ésta sección se muestra la distribución de momento transverso para las generaciones realizadas. Como se explicó en el capítulo introductorio, el momento transverso es una observable crucial, su estudio provee información acerca de la dinámica del sistema así como de la anisotropía que se produce en colisiones de iones pesados. El espectro de p_T en éstas colisiones consiste en una región de bajo p_T , donde la producción de partículas está dominada por procesos suaves, y en regiones de p_T mas alta la producción esta dominada por procesos duros.

Las colisiones ultra-relativistas a altas energías de RHIC y LHC abrieron la puerta al estudio del QGP. El espectro de momento transverso revela información crucial acerca del equilibrio dinámico así como de la anisotropía del sistema producida durante la colisión. Un formalismo apropiado para describir el espectro de momento transverso es esencial y de gran interés en la comunidad científica. En este sentido, existen diversas aproximaciones para encontrar una distribución generalizada que explique la distribución del momento. Debido a la libertad asintótica y la misma naturaleza del acoplamiento de QCD, la fuerza del sistema es muy alta a bajo momento transverso, haciendo imposible aplicar cálculos perturbativos en la región. Por lo que las aproximaciones estadísticas se vuelven las necesarias y exitosas en explicar el espectro de momento transverso.

La primera aplicación sistemática del modelo en describir colisiones de iones pesados fue desarrollada por Hagerdon [55] donde se considera al sistema bajo un origen termalizado. Por lo tanto, considerando al sistema producido en la colisiones como un sistema termalizado de partículas; el espectro de partículas puede ser descrito por la estadística de Boltzmann-Gibbs, y el espectro de p_T en este formalismo está dado por:

$$(5.1) \quad \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2N}{dp_T dy} = \frac{gV m_T}{(2\pi)^3} \exp(-m_T/T)$$

3

En las graficas 5.5 y 5.6 se muestran las distribuciones de momento transverso realizadas para cada generación de eventos a diferentes energías para EPOS-LHC y UrQMD. ⁴

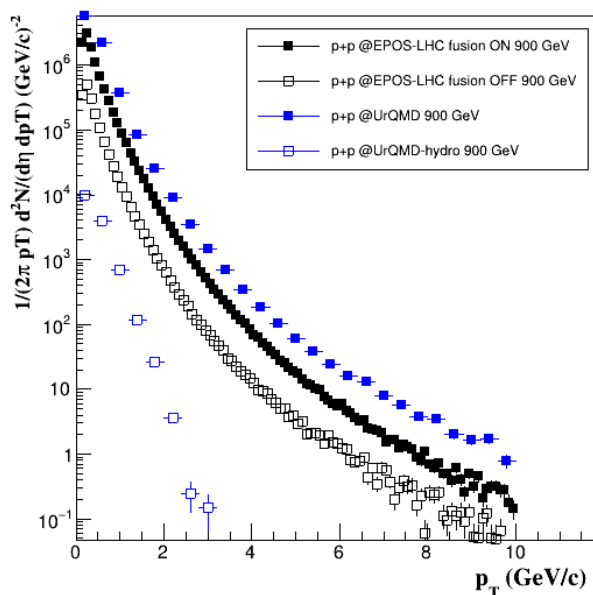


Figura 5.5: Distribución de momento invariante a 0.9 TeV.

³Más información acerca de ésta distribución se encuentra incluida en: [56] [57].

⁴Los resultados de [54] de distribución de p_T no estan disponibles para comparar.

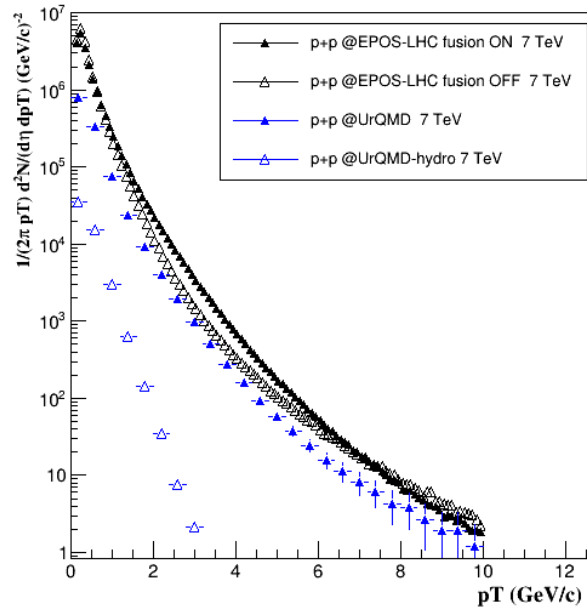


Figura 5.6: Distribución de momento invariante a 7 TeV.

Los resultados de la distribución de momento a 900 GeV, se encuentran en la grafica 5.5. La distribución más alta es de UrQMD, seguida por EPOS-LHC fusion ON y EPOS-LHC fusion OFF, éstas tres distribuciones parecen estar escaladas por un factor, pero el resultado de UrQMD-hybrid es mucho menor, y tiene una tendencia lineal en comparación con los demás gráficos.

Para los gráficos a 7 TeV, el resultado cambia los gráficos de UrQMD, y EPOS-LHC ON/OFF son muy parecidos; en partículas ambos resultados de EPOS-LHC son iguales en varios intervalos de p_T pero difieren en un momento, UrQMD, se encuentra en éste caso por debajo de ambas gráficas de EPOS-LHC, aunque coincide con EPOS-LHC fusion OFF, en el mismo intervalo en el que éste difiere con fusion ON. Mientras que UrQMD-hybrid repite la tendencia lineal por debajo de los demás resultados.

Lo que podemos resaltar de éstas dos distribuciones, es el parecido de EPOS-LHC con y sin efectos de fusión, a 900 GeV las gráficas difieren, pero al aumentar la energía de colisión los gráficos obtenidos se sobreponen, de nuevo éste se debe al mecanismo de hadronización colectiva implementado en éste generador, UrQMD y UrQMD-hydro son completamente diferentes, aunque UrQMD parece coincidir más con los resultados de EPOS-LHC fusion OFF en algunos intervalos de la distribución.

5.0.3 Momento transverso promedio vs Multiplicidad

Las mediciones de producción de partículas durante las colisiones de LHC y RHIC permitieron el estudio de propiedades fundamentales de la materia de QCD a bajo momento fraccional partónico a altas densidades de gluones. Adicionalmente proveen una importante medida de referencia para estudios de las propiedades de materia de QCD creada en durante las colisiones [38].

Los primeros instantes del espectro de momento transverso de partículas cargadas $\langle p_T \rangle$ y su correlación con la multiplicidad de partículas cargadas $dN/d\eta$, contiene información acerca de los mecanismos subyacentes de producción de partículas. Ésta relación ha sido estudiada por diferentes experimentos, y en todos se observa un incremento del $\langle p_T \rangle$ con $dN/d\eta$ en la región central de pseudorapidez, una característica que hasta 2013 [38] solo había sido reproducida con el generador de eventos de PYTHIA solo si se implementaba un mecanismo de hadronización que incluyera reconexión por color. A pesar de que los datos de Tevatrón [58] fueron razonablemente reproducidos por PYTHIA 8, y también algunos datos tempranos de LHC, una descripción consistente de los datos aún no se ha logrado. Ver [56 - 59].

En las graficas 5.7, 5.8 y 5.9 observamos las gráficas resultado de calcular el momento transverso promedio contra la multiplicidad, comparando con los datos.

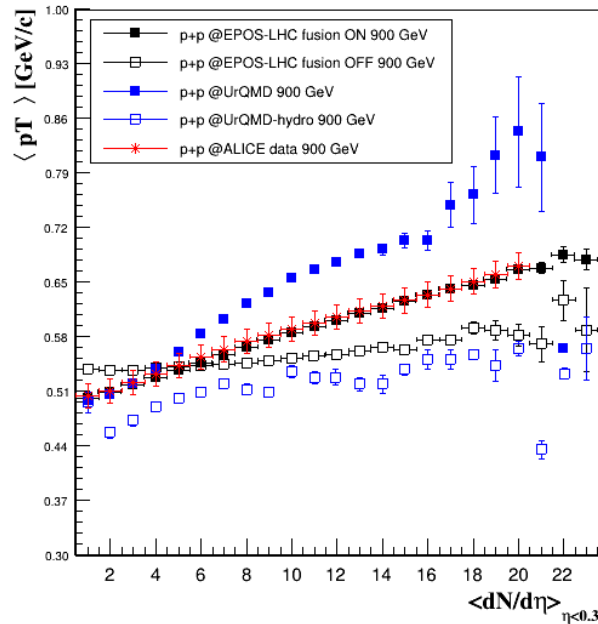


Figura 5.7: Gráfica de $\langle p_T \rangle$ vs $dN/d\eta$ comparando las producciones de Monte Carlo con datos del experimento ALICE a 0.9 TeV.

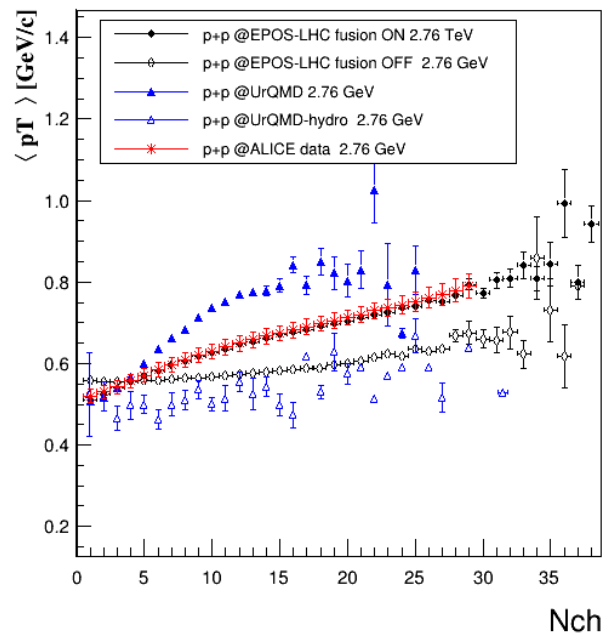


Figura 5.8: Gráfica de $\langle p_T \rangle$ vs $dN/d\eta$ comparando las producciones de Monte Carlo con datos del experimento ALICE a 2.76 TeV.

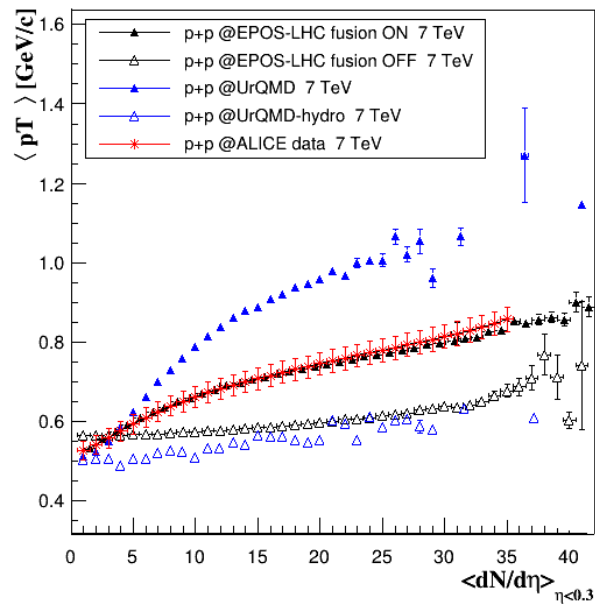


Figura 5.9: Gráfica de $\langle p_T \rangle$ vs $dN/d\eta$ comparando las producciones de Monte Carlo con datos del experimento ALICE a 7 TeV.

La grafica 5.7 es la comparación de los datos de ALICE, con los resultados obtenidos por los generadores de eventos a 900 GeV. En primera instancia notamos que EPOS-LHC fusion ON (cuadros negros) reproduce acertadamente los datos de ALICE (cruces rojas); pero los demás generadores no, UrQMD solamente reproduce los primeros cuatro puntos de ALICE y luego $\langle p_T \rangle$ crece alejándose de los datos. EPOS-LHC fusion OFF, atraviesa los datos de ALICE por un momento pero no se acerca a ellos, mientras que UrQMD siempre permanece por debajo de los datos aunque con una tendencia similar.

En grafica 5.8 se encuentra la comparación de los datos de ALICE, con los resultados obtenidos por los generadores de eventos a 2.76 TeV. Lo primero en notar es que EPOS-LHC reproduce nuevamente los datos de ALICE acertadamente, sugiriendo que las condiciones utilizadas dentro de éste modelo, como la hadronización colectiva son comparables con datos experimentales. UrQMD repite el comportamiento de la grafica anterior, donde reproduce solamente los primeros puntos de la gráfica de ALICE, mientras que EPOS-LHC fusion OFF cruza los datos una vez y la gráfica mantiene una tendencia casi constante. UrQMD-hybrid se encuentra lejos de los datos de ALICE, pero se acerca a los datos de EPOS-LHC fusion OFF.

Finalmente, la grafica 5.9 se encuentra la comparación de los datos de ALICE, con los resultados obtenidos por los generadores de eventos a 7 TeV. Los comportamientos de las generaciones son similares a los anteriores, EPOS-LHC fusion ON reproduce acertadamente los datos de ALICE nuevamente, esta vez fusion OFF no tiene un comportamiento constante, pues los valores de $\langle p_T \rangle$ incrementan después de que la multiplicidad es mayor a 30, sin embargo siguen lejos de reproducir los datos de ALICE. Como era de esperarse UrQMD repite comportamiento de los gráficos anteriores, pero UrQMD-Hybrid en ésta ocasión está cerca de los datos de fusion OFF, incluso tocando la gráfica correspondiente a éste último, una sugerencia de que el modelo de UrQMD-Hybrid y EPOS-LHC fusion OFF tienen similitudes, pues en los gráficos anteriores y éstas similitudes aumentan al aumentar la energía de colisión.

Ésta subsección muestra resultados importantes, ya que el modelo implementado en EPOS-LHC acierta en la reproducción de los datos de ALICE en las tres energías seleccionadas para éste análisis ⁵. Lo que significa que el modelo usado en EPOS-LHC fusion ON permite reproducir los datos de ALICE publicados, es decir la implementación de esta hadronización colectiva en términos de cuerdas que usa el modelo es buena para ser comparada con datos experimentales. Sin embargo los otros generadores se alejan de los resultados, UrQMD a pesar de tener datos razonables para la distribución de multiplicidad y distribución de momento transversal, no puede acercarse a los datos, por lo que asumimos que el modelo molecular usado, no es útil para éstas energías. EPOS-LHC fusion OFF tampoco es útil para éstas energías, pero resalta la importancia de la hadronización colectiva dentro de fusion ON, ya que sin ésta opción los resultados son

⁵Los datos similares de ALICE a 13 TeV no están disponibles para la comparación

como en 900 GeV y 2.76 TeV, casi constantes. Finalmente, UrQMD-hybrid, no muestra señas de poder reproducir los datos, ni en la distribuciones previas ni en promedio, lo único que podemos resaltar del modelo es que al incrementar la energía se acerca a los resultados de EPOS-LHC fusion OFF.

5.0.3.1 Variación del parámetro de impacto

El parámetro de impacto puede ser un factor que modifique los resultados de las variables cinemáticas como el momento transversal y la multiplicidad, como se mencionó en el capítulo 1; en esta sub-sección se muestran los resultados obtenidos de haber realizado generaciones extra con EPOS-LHC a 900 GeV para reproducir los datos de ALICE de p_T vs multiplicidad, haciendo una variación del parámetro de impacto. Es decir, se modifica la mencionada variable como se indica en el cuadro 5.2, para determinar la importancia de esta variable en los resultados.

En el siguiente cuadro se muestran las generaciones realizadas para esta sección.

Generador	Modo	Parámetro de Impacto	No. eventos
EPOS-LHC	Fusion On	MB	5 millones
		$0.8 < b < 1$	1 millón
		$1.6 < v < 1.8$	1 millón
		$b < 0.2$	1 millón
EPOS-LHC	Fusion Off	$b < 0.2$	5 millones

Cuadro 5.2: generaciones para p+p a 900 GeV con variación en el parámetro de impacto usando EPOS-LHC.

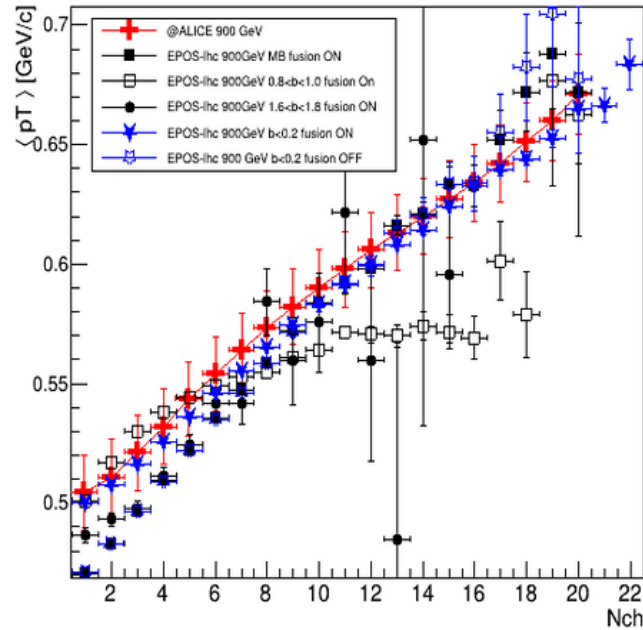


Figura 5.10: Distribución de multiplicidad con variación del parámetro de impacto.

En grafica 5.10 vemos los resultados, los rangos de parámetro de impacto producen un desfase en p_T . Se observa la importancia del parámetro de impacto para determinar los resultados de ALICE con EPOS-LHC, hay una mejor reproducción de los datos haciendo éstas especificaciones.

Multiplicidad media contra Momento transverso

Como estudio complementario a la sección anterior, se graficaron también la multiplicidad promedio dentro de las restricciones hechas mencionadas al inicio de ésta sección contra el momento transverso.

En la grafica 5.11, vemos los resultados para 900 GeV de las generaciones realizadas. EPOS-LHC con fussion ON/OFF (gráficas en color negro) son parecidas entre ellas, tienen ambas una tendencia lineal ascendente con una pendiente muy pequeña, mientras que UrQMD y UrQMD-hybrid son completamente distintas, mientras que UrQMD presenta una tendencia casi constante similar a las presentadas por EPOS-LHC pero escalada por un factor, UrQMD-hybrid, muestra como resultado una gráfica descendente y con menos valores de p_T que los demás generadores.

En la grafica 5.12, se encuentran los resultados para 2.76 TeV de las generaciones realizadas. EPOS-LHC con fussion ON y OFF presentan entre ellas un desfase pequeño con el aumento del p_T , pero siguen siendo parecidas entre ellas, además la pendiente es mayor que en el caso

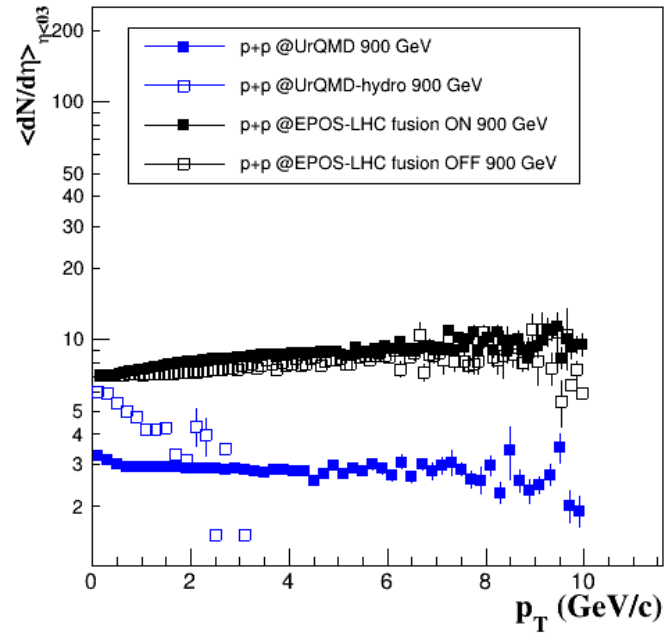


Figura 5.11: Multiplicidad promedio contra momento transverso 900 GeV

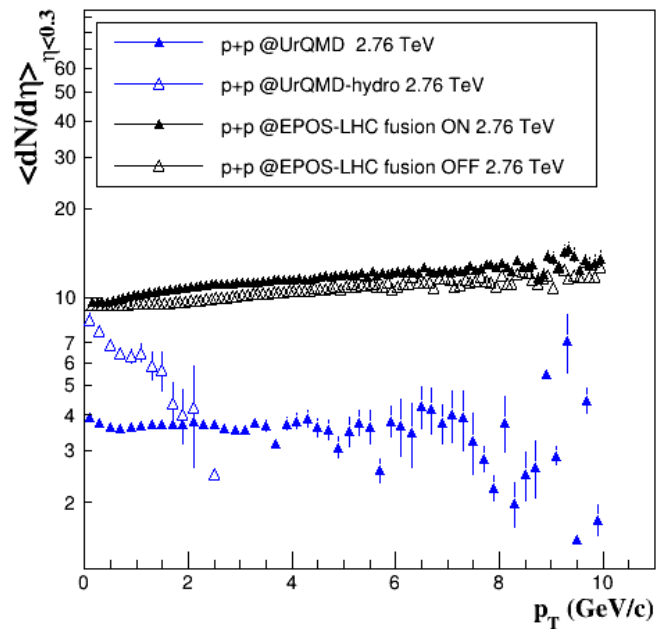


Figura 5.12: Multiplicidad promedio contra momento transverso 2760 GeV

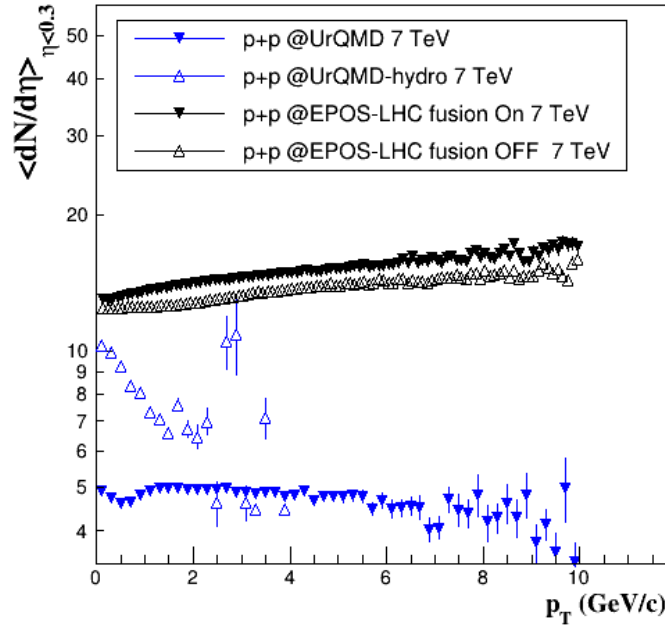


Figura 5.13: Multiplicidad promedio contra momento transversal 7 TeV

anterior. UrQMD se mantiene por debajo de los resultados de EPOS, pero al incrementar el momento transversal, las barras de error aumentan, haciendo referencia al promedio calculado de multiplicidad calculado al incrementar p_T . Es decir la cantidad de partículas en promedio con un p_T entre 6 y 10 GeV/c, es pequeña, cuestión que no se observaba en los gráficos de la sección anterior. UrQMD-hybrid por su parte mantiene el comportamiento visto en la grafica 5.11, descendente y sin datos cuando $p_T > 3$ GeV/c.

En la grafica 5.13, se encuentran los resultados para 7 TeV de las generaciones realizadas. EPOS-LHC fusion ON y OFF presentan en éstas gráficas un desfase mayor en comparación con los resultados de 900 GeV y 2.76 TeV, pero la tendencia sigue siendo lineal ascendente con el aumento del p_T , UrQMD se coloca por debajo de EPOS-LHC por más unidades y la gráfica es casi constante, al final los valores descienden con el aumento de p_T , mientras que UrQMD-hybrid es descendente hasta $p_T < 2$ GeV/c, después de esto se desfazan los puntos.

En ésta sección complementaria, podemos ver el comportamiento de los generadores desde una perspectiva opuesta a la vista en la sección anterior, a pesar de que no existan datos para comparar. Podemos ver el comportamiento de el número de partículas de acuerdo con el momento transversal. En la sección previa observábamos diferencias significativas entre EPOS-LHC fusion ON/OFF debido a los efectos del modelo, desde ésta perspectiva la diferencia no es apreciable pues los gráficos de éste generador no difieren significativamente, existe el desfase entre ambos

gráficos con el aumento de la energía de colisión. Mientras que el modelo que utiliza UrQMD y UrQMD-hybrid, aunque está basado en un modelo de transporte microscópico que utiliza, a altas energías no predice ninguno de los datos, pero si resalta se resalta que en todas las graficas, UrQMD produce pocas partículas con p_T alto, la mayoría de las partículas permanecen, y sobre todo UrQMD-hybrid produce un número de partículas bastante bajo, algo que se puede observar desde las distribuciones de multiplicidad, y también produce muy pocas partículas con $p_T > 4$, por lo que aunque UrQMD tome en cuenta el modelo de un fluido dinámico relativista y considere la conservación de energía y momento para introducir una evolución hidrodinámica, esto no es útil a las energías de LHC.

5.1 Análisis para colisiones a energías de NICA

En esta sección se encuentra un análisis nivel Monte Carlo de las colisiones p+p y Bi+Bi a las energías planeadas para el MPD-NICA, usando UrQMD y EPOS 1.99 en espera del comienzo de operaciones de mencionado experimento, debido a esto no existen datos reales los cuales usar para hacer una comparación precisa, sin embargo dentro de la colaboración existen *datos reconstruidos* de Monte Carlo de forma oficial por los líderes de los grupos de física, éstos se encuentran ubicados en el LHEP-JINR [59], y se realiza una comparación con los datos disponibles a energías de 7.7 y 9.46 GeV, y un análisis para medir la eficiencia de la reconstrucción.

5.1.1 Análisis en función de energías

En la tabla 5.3 se listan las generaciones realizadas para este análisis y se incluyen los datos reconstruidos de la generación. Dentro de éste análisis se consideraron las siguientes restricciones:

- $|\eta| < 0,5$
- $0,1 < p_T < 2,5 \text{ GeV}/c$

5.1.1.1 Distribución de multiplicidad

En las siguientes graficas podemos ver la comparación que se hace de la Distribución de Multiplicidad en un rango de energía más bajo, las imágenes se muestran separadas por energía para tener una mejor apreciación de los resultados. Destaca la enorme diferencia que existe desde un inicio entre ambos generadores.

En la imagen 5.14 podemos ver que, en lo que respecta a colisiones de $p+p$, UrQMD y EPOS 1.99 muestran una diferencia grande entre el número de partículas que existen por evento. Pero en lo que respecta entre EPOS con y sin efectos de fusión no existe una diferencia significativa como

5.1. ANÁLISIS PARA COLISIONES A ENERGÍAS DE NICA

Generador	Modo	Iones	Energía de colisión	No. eventos
MPD-ROOT reconstructed track		Bi+Bi	7.7 GeV	1 millón
		Bi+Bi	9.46 GeV	1 millón
UrQMD	Estándar	p+p	10 GeV	1 millón
		BiBi	4 GeV	1 millón
		BiBi	7.7 GeV	1 millón
		BiBi	9.46 GeV	1 millón
		BiBi	11 GeV	1 millón
UrQMD	Hydro	p+p	10 GeV	1 millón
EPOS 1.99	Fusion On	BiBi	4 GeV	1 millón
		BiBi	7.7 GeV	1 millón
		BiBi	9.46 GeV	1 millón
		BiBi	11 GeV	1 millón
		p+p	10 GeV	1 millón
EPOS 1.99	Fusion OFF	p+p	10 GeV	1 millón

Cuadro 5.3: Tabla de generaciones para colisiones a bajas energías

en el caso de energías de LHC, y de manera análoga para UrQMD con y sin Hydro; la diferencia no es apreciable.

La imagen 5.15 es únicamente una comparación entre EPOS 1.99 Y UrQMD; existe un mayor número de partículas por evento producidas por EPOS.

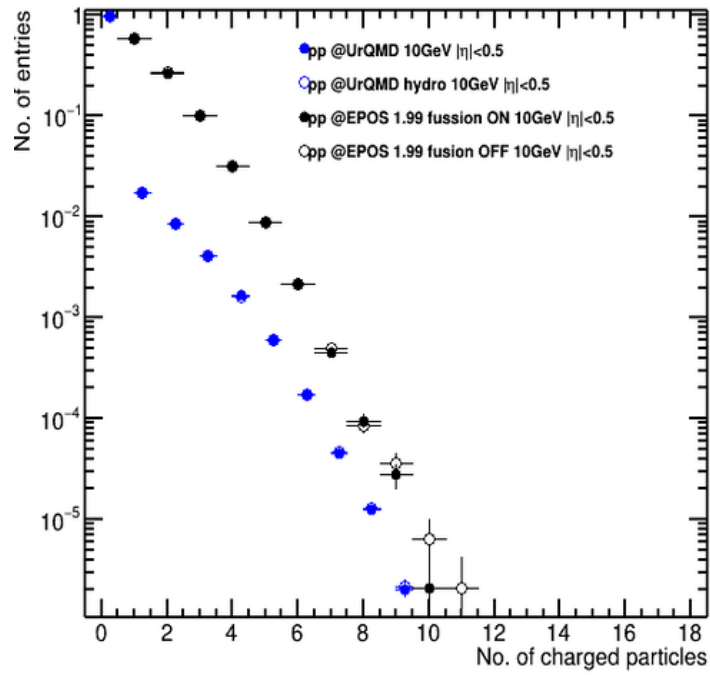


Figura 5.14: Distribución de multiplicidad para colisiones p+p a 10 GeV.

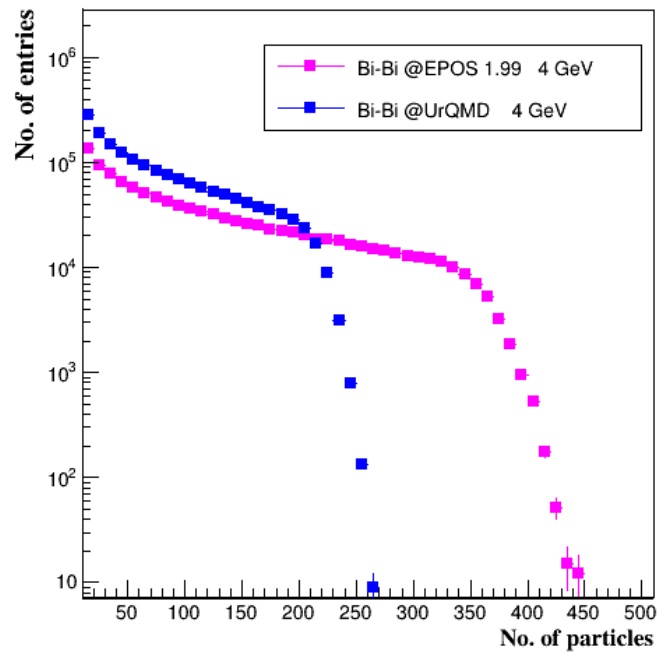


Figura 5.15: Distribución de multiplicidad para colisiones Bi+Bi a 4 GeV.

En la grafica 5.16 y 5.17 encontramos la comparación con los datos reconstruidos. El comportamiento de EPOS es repetido en comparación con la imagen 5.15 con la imagen 5.16, la diferencia en el número de partículas es de aproximadamente 200, sin embargo este comportamiento cambia con la imagen 5.17; donde se modifica el número de entradas al aumentar la energía.

Respecto a la reconstrucción, se espera que dentro de una reconstrucción, los detectores *vean* un menor número de partículas y podemos apreciar que es un escalamiento al comparar con la generación de UrQMD, esto último se puede ver en ambas imágenes que tienen datos de reconstrucción.

La grafica 5.18, muestra los resultados a 11 GeV, en ésta grafica se puede apreciar que al subir más la energía de colisión, las diferencias entre ambos generadores se reduce, y las distribuciones son mas similares entre ellas que en el caso de 4 GeV.

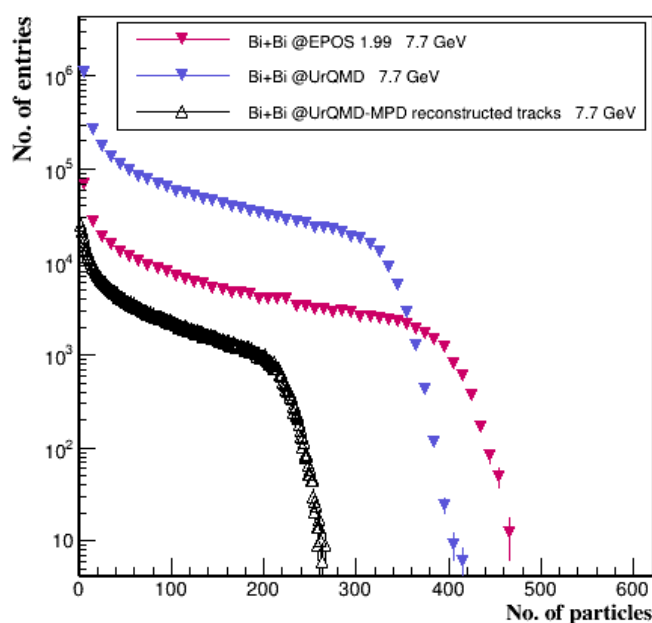


Figura 5.16: Distribución de multiplicidad para colisiones Bi+Bi a 7.7 GeV.

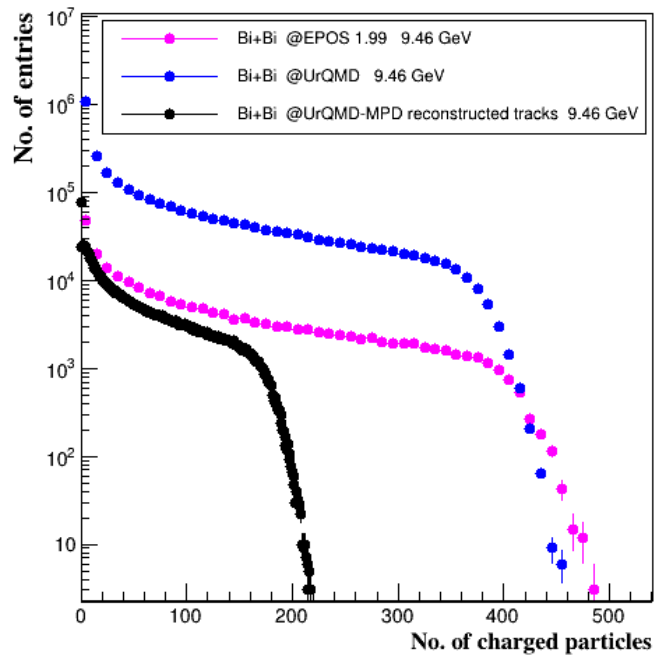


Figura 5.17: Distribución de multiplicidad para colisiones Bi+Bi a 9.46 GeV.

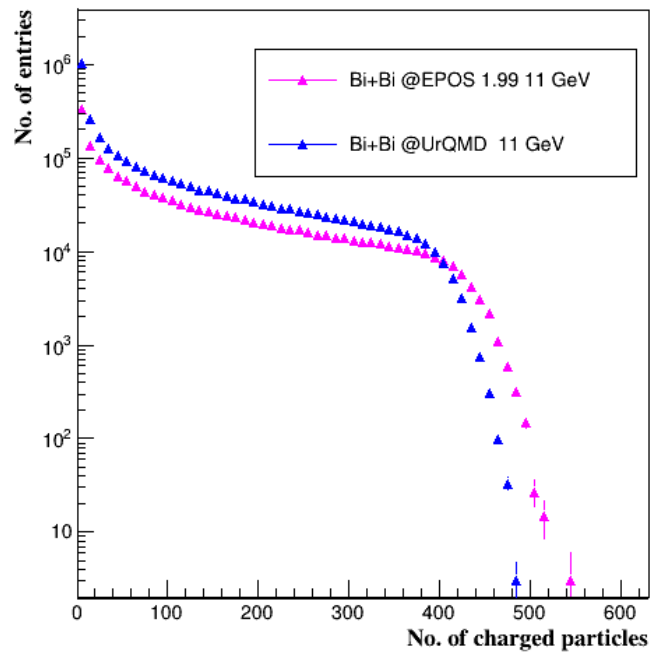


Figura 5.18: Distribución de multiplicidad para colisiones Bi+Bi a 11 GeV.

Lo que se observa de ésta sección, puede resumirse en que, en primera instancia los modelos de EPOS 1.99 Y UrQMD, a bajas energías tienen una distribución de momento muy diferente tanto para colisiones de iones, EPOS produce un mayor número de partículas por evento, pero ésta situación cambia al aumentar la energía hasta 11 GeV donde encontramos que las distribuciones se acercan entre ellas disminuyendo las diferencias entre ambas distribuciones, sugiriendo que habrá una energía de colisión, en la que éstos dos modelos tendrán una distribución igual y los modelos de ambos generadores convergerán.

Por otra parte, es esperado que UrQMD tenga una distribución escalada, comparada con la de los datos reconstruidos del mismo generador.

5.1.1.2 Distribución de momento transverso

En ésta sub-sección se muestran los resultados de la distribución de momento transverso, o momento invariante de los sistemas de colisión. Empezando por p+p y luego Bi+Bi. En general las distribuciones son parecidas, si no es que, escaladas entre cada energía de colisión.

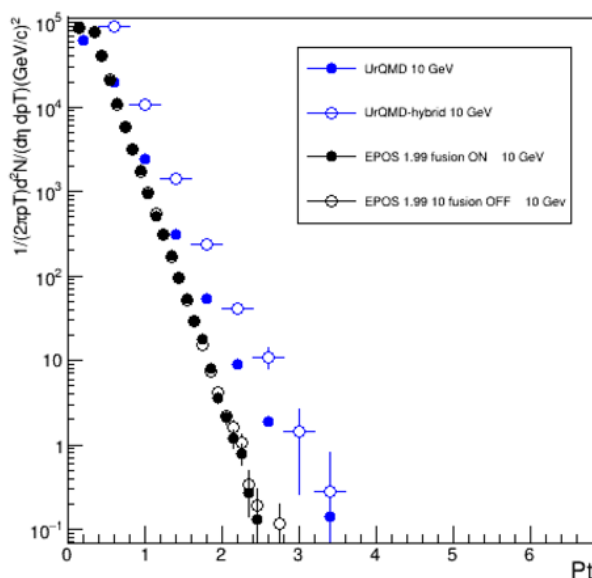


Figura 5.19: Distribución de momento transverso de p+p a 10 GeV.

En la grafica 5.19 se muestra la distribución de momento transverso, o momento invariante de las colisiones de p+p realizadas con UrQMD y EPOS. A diferencia de la Distribución de Multiplicidad, la distribución de momento Invariante es diferente para UrQMD y UrQMD+hydro es diferente, pero para EPOS con y sin efectos de fusión la distribución es igual. Señalando entonces que no hay diferencias significativas entre EPOS fussion ON/OFF a bajas energías en colisiones p+p.

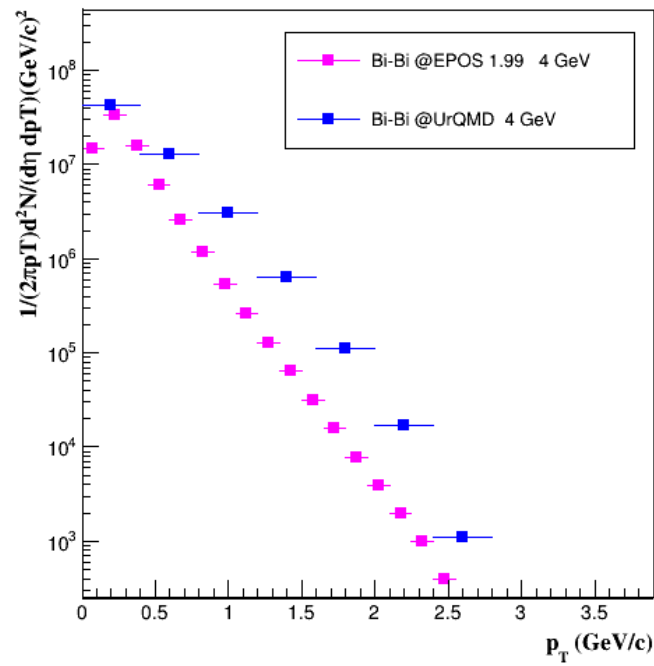


Figura 5.20: Distribución de momento transverso de Bi+Bi a 4 GeV.

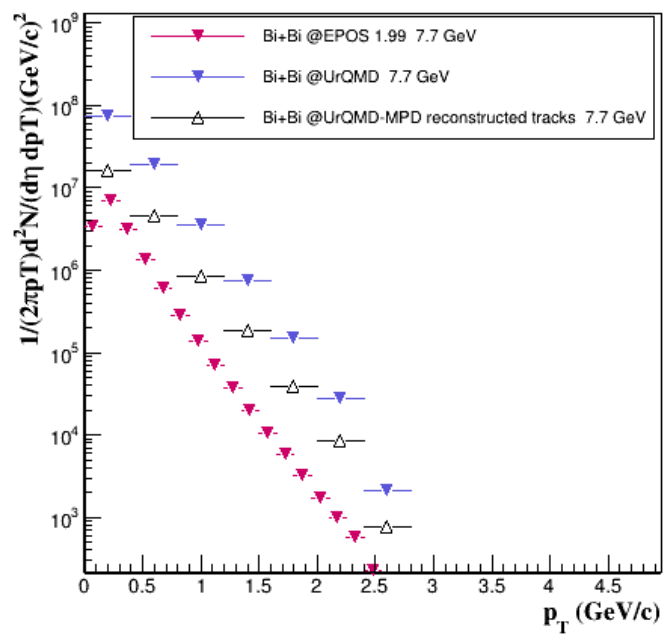


Figura 5.21: Distribución de momento transverso de Bi+Bi a 7.7 GeV.

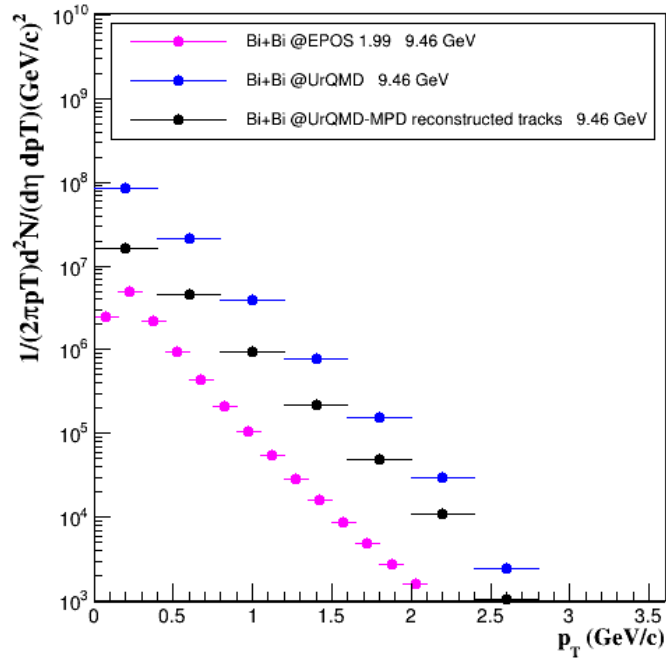


Figura 5.22: Distribución de momento transverso de Bi+Bi a 9.46 GeV.

Mientras que en las graficas 5.21 y 5.22 se encuentran también las distribuciones de momento transverso con los datos reconstruidos por MPD-ROOT, éstas gráficas se encuentran por debajo de los datos de UrQMD en ambos casos, es decir la reconstrucción ve menos partículas en ese rango de momento, pero conserva la forma de la gráfica, indicando un escalamiento con los datos de UrQMD.

En las graficas 5.20-5.23, se encuentran las distribuciones de momento transverso de colisiones Bi+Bi, donde la distribución de EPOS siempre se está por debajo de la distribución de UrQMD independientemente de la energía de colisión. Es decir EPOS 1.99 produce menos partículas en el mismo rango de p_T que UrQMD sin importar si la energía de colisión aumenta o disminuye.

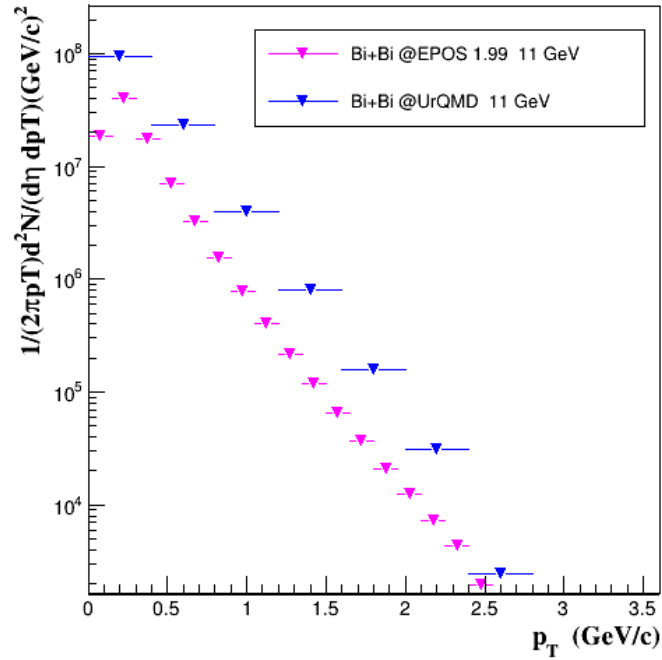


Figura 5.23: Distribución de momento transverso de Bi+Bi a 11 GeV.

5.1.1.3 Momento transverso promedio vs Multiplicidad

En ésta sub-sección podemos ver la gráfica de $\langle p_T \rangle$ contra la multiplicidad $dN/d\eta$ a bajas energías, ordenadas de la siguiente forma 4, 7.7, 9.46 y 11 GeV. En los estudios de colisiones de iones pesados se espera que el comportamiento del momento transverso se mantenga casi constante a éstas energías como lo es NICA. Sin embargo, se encontró un comportamiento peculiar, para éste rango de energías: a menor energía de colisión mayor momento transverso promedio por multiplicidad.

De la grafica 5.24 a 5.27, se muestran los resultados desglosados comparando los resultados de los dos generadores. En todo momento UrQMD muestra un momento transverso promedio más alto que EPOS 1.99, aunque parecieran resultados escalados por 0.1 unidades. Esto resulta, en que el modelo utilizado en UrQMD produce partículas con un mayor promedio de momento transverso por multiplicidad que EPOS 1.99, y se mantiene el escalamiento de 0.1 unidades aproximadamente. EPOS al aumentar su energía en este rango, apenas incrementa el promedio de p_T , y no es, sino hasta 11 GeV que se producen partículas con $\langle p_T \rangle$ mayor y que crece con la multiplicidad.

Para las graficas donde se encuentran los resultados de tracks reconstruidos, las graficas 5.25 y 5.26, el momento transverso promedio reconstruido es mucho más alto que los resultados de

UrQMD y EPOS.

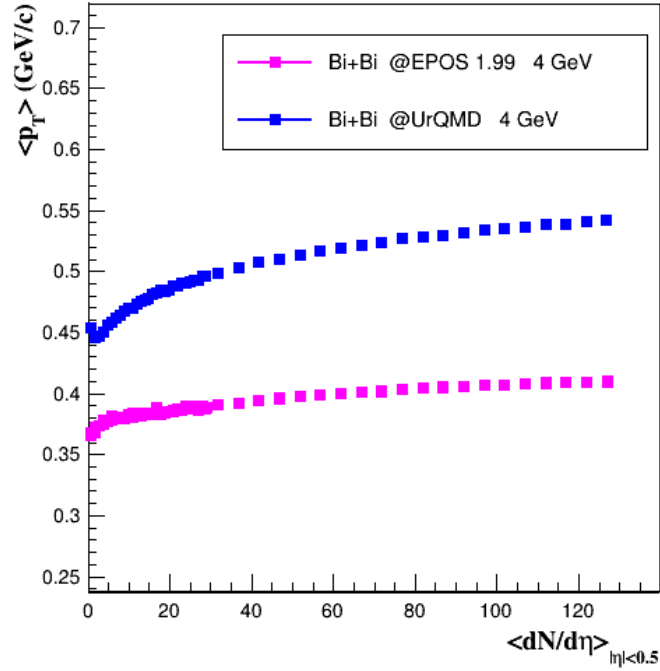


Figura 5.24: Gráfica de Momento Transverso promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 4 GeV.

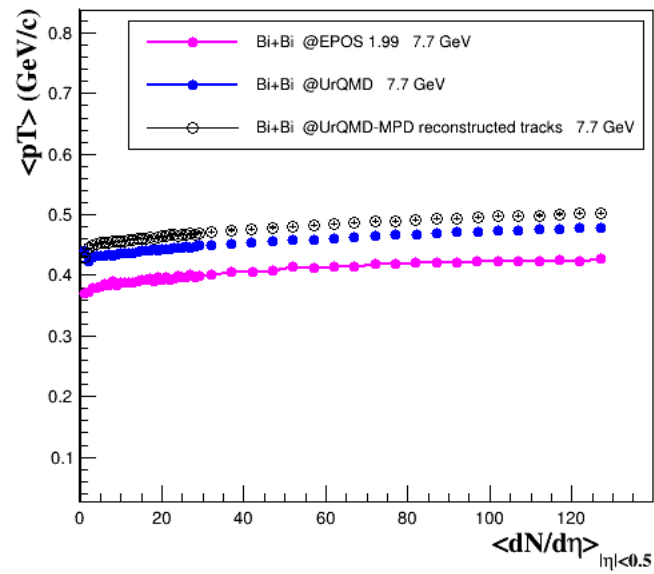


Figura 5.25: Gráfica de Momento Transverso promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 7.7 GeV.

En la grafica 5.28 se superpusieron los resultados de todas las gráficas anteriores, los gráficos correspondientes a UrQMD se muestran en color púrpura, y los resultados de EPOS en color negro. Los resultados difieren bastante si se miran con una perspectiva de energía de colisión. EPOS tiene un mayor momento transversal promedio al aumentar la energía de colisión, mientras que UrQMD tiene un comportamiento inverso, donde el momento transversal promedio más alto es a la energía más baja de éste análisis, 4 GeV.

Éstos resultados pueden interpretarse desde los gráficos anteriores, de distribución de multiplicidad y Distribución de momento transversal. Tomando por ejemplo, los resultados a 11 GeV, ambas distribuciones, en las graficas 5.18 y 5.23 se encuentran parecidas entre ambos generadores, tanto en comportamiento de la gráfica como en rango de resultados, y son en esta nueva imagen los resultados más cercanos entre ellos.

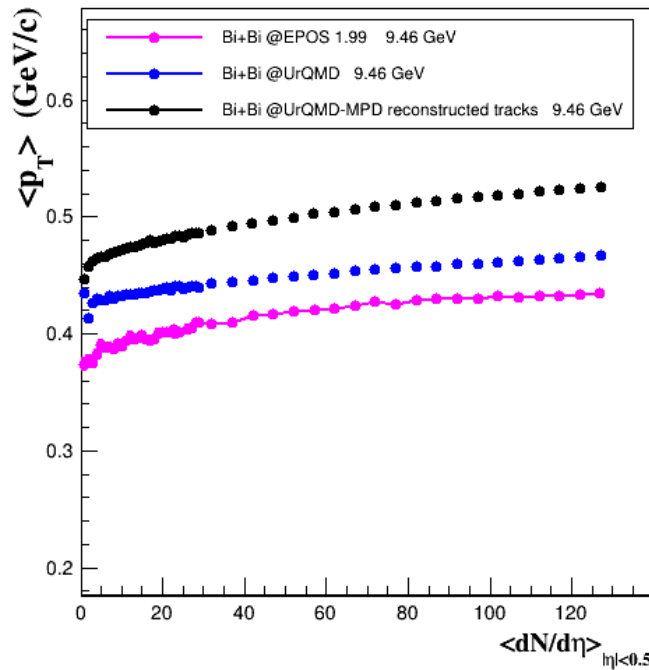


Figura 5.26: Gráfica de Momento Transversal promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 9.46 GeV.

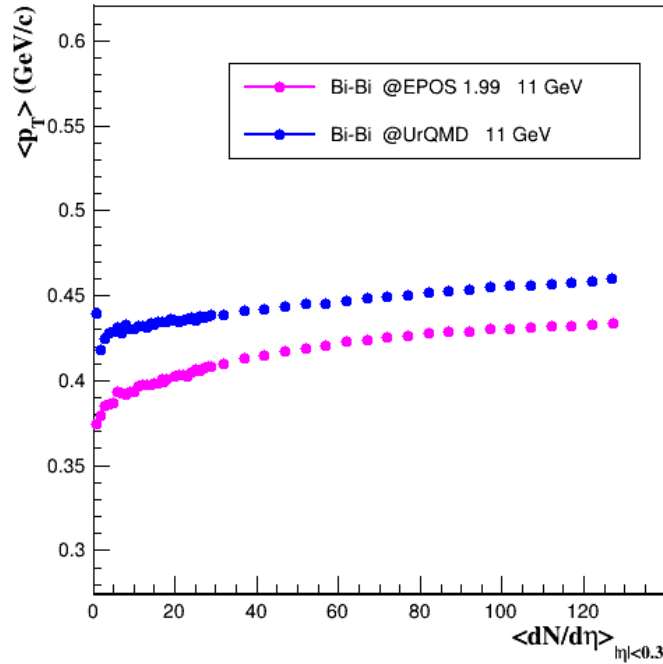


Figura 5.27: Gráfica de Momento Transverso promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 11 GeV.

En la grafica 5.28, se incluyeron todos los gráficos puestos anteriormente para hacer una comparación más detallada de los modelos de EPOSy UrQMD. UrQMD produce mayor $\langle p_T \rangle$ cuando la energía es menor, es decir 4 GeV y disminuye con el aumento de la energía hasta 11 GeV, además de que la gráfica correspondiente a 4 GeV tiene una diferencia significativa con las demás energías, y es ascendente, a bajas energías no se espera que haya un aumento de $\langle p_T \rangle$ pero el modelo de UrQMD incluye lo contrario. S

Para EPOS 1.99, las gráficas adquieren un valor casi constante cuando la multiplicidad aumenta. Y al contrario de UrQMD, a mayor energía, EPOS produce partículas con mayor momento transverso. Sin embargo, resalta que las gráficas de 9.46 y 11 GeV estén sobrepuestas, imponiendo un límite de $\langle p_T \rangle$ para EPOS 1.99, es decir que éste modelo a bajas energías no produce partículas con muy alto momento, la hadronización colectiva y el tipo de flujo usado dentro de éste modelo parece tener una cota a bajas energías para el momento.

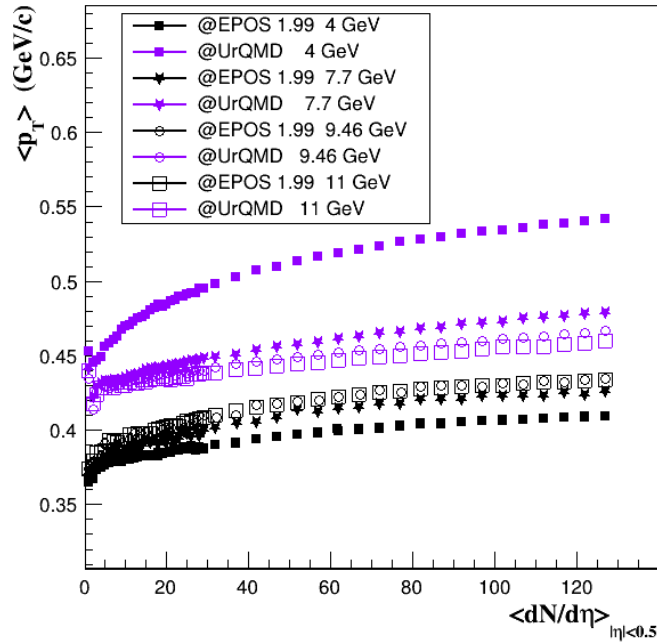


Figura 5.28: Gráfica de Momento Transverso promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi en diferentes rangos de energía.

Multiplicidad promedio contra Momento transverso

En ésta sub-sección se muestra el análisis complementario para estudiar las dos variables dinámicas objeto de ésta tesis, ésta vez siendo el eje vertical la multiplicidad promedio contra el eje horizontal el momento transverso. El orden en el que se muestran las imágenes es igual al del apartado anterior.

En las graficas podemos observar un comportamiento distinto entre ambos generadores, a más baja energía las similitudes en forma y rango son menores, al incrementar la energía de colisión las diferencias entre los resultados se vuelve notable.

En la grafica 5.29 vemos la comparación de EPOS 1.99 con UrQMD a 4 GeV. Las curvas son diferentes para ambos generadores. Mientras que EPOS presenta una forma convexa, dando a entender que para un valor de $p_T \approx 0,7$ el valor de la multiplicidad promedio es el más bajo, pero a partir de éste punto de inflexión hay un aumento en el número de partículas con alto p_T . Mientras que para UrQMD sucede una producción constante de partículas aunque p_T aumente a partir del mismo punto.

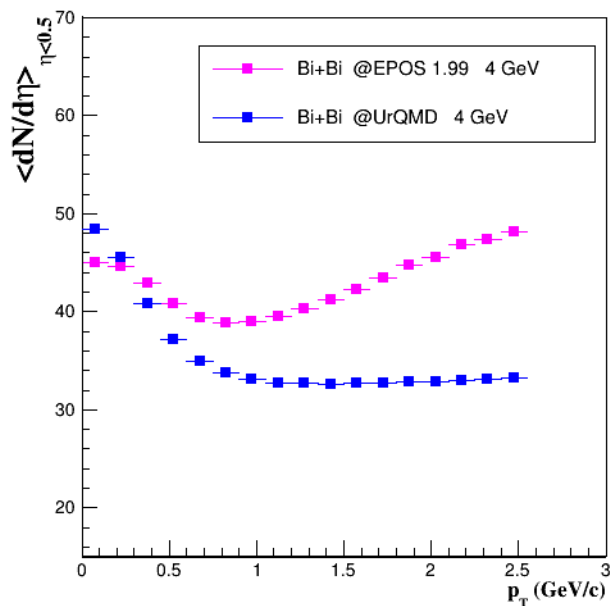


Figura 5.29: Gráfica de Multiplicidad promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 4 GeV.

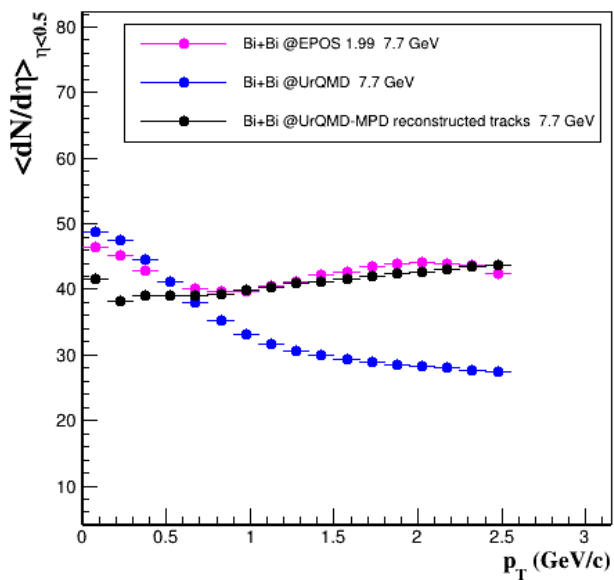


Figura 5.30: Gráfica de Multiplicidad promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 7.7 GeV.

En la grafica 5.30 vemos la comparación de EPOS 1.99 con UrQMD a 7.7 GeV y los datos

reconstruidos con MPD-Root. Los gráficos de UrQMD y EPOS 1.99 a ésta energía de colisión son de forma similar a los de 5.29, pero menos pronunciados, lo que resulta peculiar es que los datos reconstruidos, cuando $p_T > 0,2$ sean lineales y gráfica sea más parecida a la curva de EPOS que a la de UrQMD siendo que son datos reconstruidos de UrQMD. Sugiriendo que EPOS es mejor que el mismo UrQMD para reproducir los datos de MPD-root ó que los datos de MPD-root sufren algun cambio durante la reconstrucción donde se pierden los valores originales de multiplicidad y se vuelven lineales con respecto de p_T .

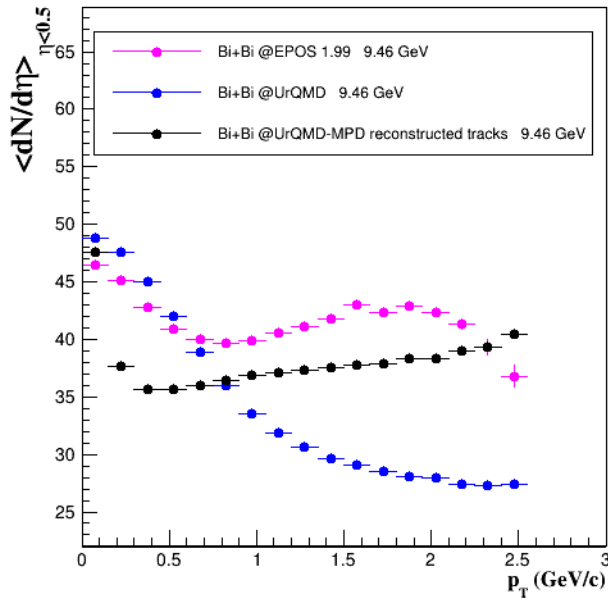


Figura 5.31: Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transversal para colisiones Bi-Bi a 9.46 GeV.

En la grafica 5.45 se encuentra comparación de EPOS 1.99 con UrQMD a 9.46 GeV y los datos reconstruidos con MPD-Root. Ésta gráfica, anula la idea de la gráfica 5.30, de que EPOS sea ideal para reproducir los datos que pasan por MPD-root, siendo entonces, mencionada grafica, una coincidencia. EPOS a ésta energía presenta una oscilación de la multiplicidad promedio con el momento transversal, hay un aumento significativo de las partículas promedio que tienen $p_T \approx 1,75$. Mientras que UrQMD produce menos partículas con alto p_T . La reconstrucción hecha con MPD-root es peculiar pues presenta durante un intervalo de p_T un comportamiento lineal.

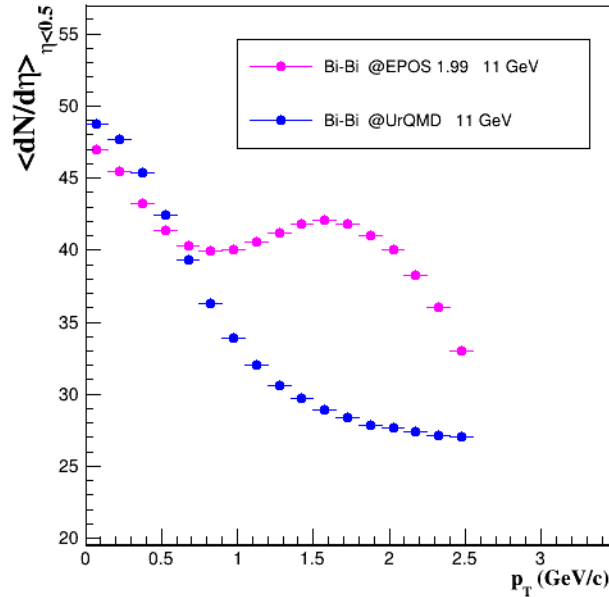


Figura 5.32: Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transverso para colisiones Bi-Bi a 11 GeV.

En la grafica 5.32, vemos nuevamente el comportamiento oscilante de EPOS. Algo sucede cerca de $p_T \approx 1,75$, dentro del modelo que hay un repentino incremento de partículas en promedio con ese valor de p_T . UrQMD presenta nuevamente el mismo comportamiento visto con en las energías de colisión anteriores.

Al igual que en el apartado anterior, al comparar en conjunto los resultados de EPOS y UrQMD, tenemos resultados agrupados por generador de eventos en la grafica 5.33. A diferencia del resultado del apartado anterior, de la grafica 5.28, no se aprecia la misma analogía entre resultados de la misma energía, solo la agrupación, por colores o por generador.

Primero discutiremos UrQMD, llama la atención que para las energías de 7.7, 9.46 y 11 GeV las gráficas tengan un cambio apenas apreciable, pero la gráfica sea distinta para 4 GeV, nuevamente, la gráfica donde después de $p_T \approx 1$ el valor de la multiplicidad sea constante con el incremento de p_T . Recordando la grafica 5.24, donde UrQMD a 4 GeV también presentaba un comportamiento distinto a las gráficas a mayores energías, se sugiere entonces que UrQMD predice un comportamiento interesante y distinto del medio de lo que ocurre a mayores energías que 4 GeV. La mencionada grafica nos daba a entender que si la multiplicidad por evento aumenta, también p_T , y la grafica 5.29 que a mayor valor de p_T , la multiplicidad promedio permanece casi constante cuando $p_T > 0,7$.

Por otra parte EPOS 1.99 tiene un comportamiento que oscila, en donde los resultados a las cuatro energías tratadas convergen casi completamente pero divergen después de $p_T \approx 1,7$ en el que el valor de la multiplicidad promedio cae con el aumento de p_T .

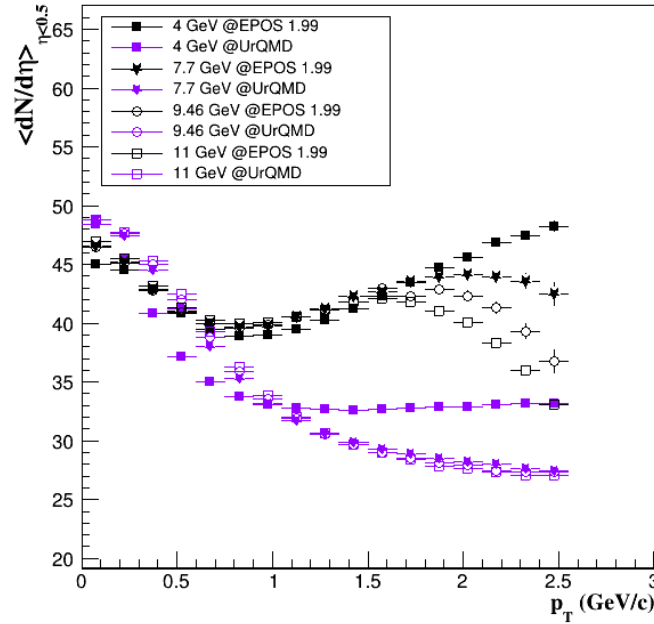


Figura 5.33: Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transverso para colisiones Bi-Bi.

5.1.1.4 Análisis por partículas Identificadas

En este siguiente apartado se muestran los resultados por partículas identificadas para colisiones de Bi+Bi. Usando el momento transverso promedio contra la multiplicidad se hace un enfoque en la efectividad del PID que se usa para hacer los análisis de reconstrucción, PID oficializado por la colaboración del MPD-ROOT.

El orden en el que se presentan las siguientes gráficas es diferente al visto en los apartados anteriores. Primero se muestran los resultados donde solo se ven las comparaciones de las gráficas resultado de UrQMD y EPOS; después de éstos resultados se muestran las gráficas donde existe también el resultado de los análisis de la reconstrucción hecha con MPD-ROOT junto con un análisis de eficiencia.

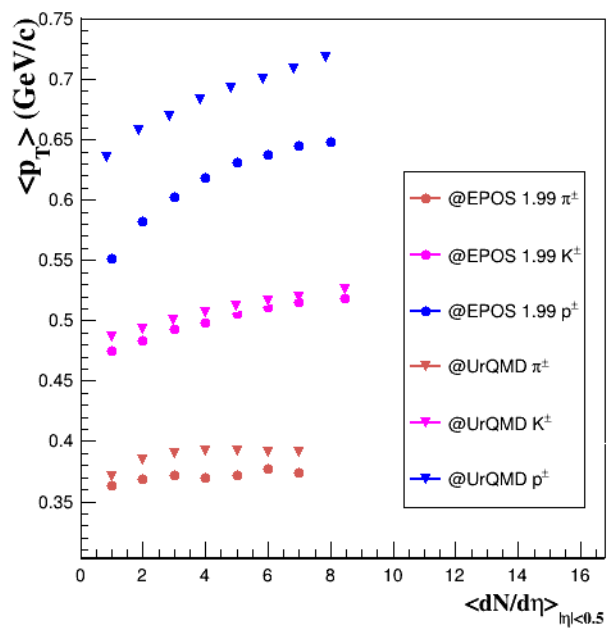


Figura 5.34: Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transverso para colisiones Bi-Bi a 4 GeV.

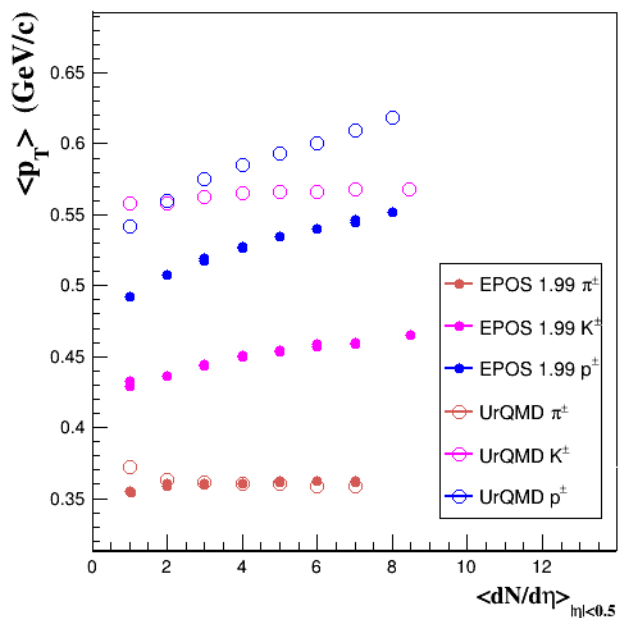


Figura 5.35: Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transverso para colisiones Bi-Bi a 11 GeV.

La producción de piones es al parecer similar para ambos generadores, graficas a pesar de las energías que se encuentran opuestas según la elección de energías de estudio de ésta tesis. Sin embargo, para los resultados de kaones y protones los resultados difieren sobre todo a 11 GeV. Los resultados para 4 GeV, son similares entre ambos generadores, pero los resultados a 11 GeV, kaones y protones producidos por EPOS se encuentran por encima de todos los resultados de UrQMD.

Los resultados para piones, son similares para los tres grupos considerados para éste análisis, EPOS, UrQMD y reconstrucción, y también para ambas energías analizadas en las graficas 5.40 y 5.36. Pero para kaones y protones no ocurre esto.

Para kaones, EPOS Y UrQMD tienen un resultado similar en ambas graficas, pero la reconstrucción hecha por MPD-ROOT, tiene un momento transverso promedio mucho mayor, que incluso se sobrepone o está por encima de los resultados de protones.

Para acentuar éste resultado, se muestran las gráficas 5.37, 5.38 y 5.39. Donde se calcularon la eficiencia y la contaminación del PID que se encuentra implementado en el actual código de la colaboración MPD-ROOT. Las gráficas en azul son la eficiencia, es decir, es la razón que existe entre las partículas detectadas como piones/kaones/protones por la TPC y el TOF sobre las generadas por el Monte Carlo; y las gráficas en magenta son la razón de contaminación, entre las partículas que no fueron correctamente identificadas sobre todas las partículas.

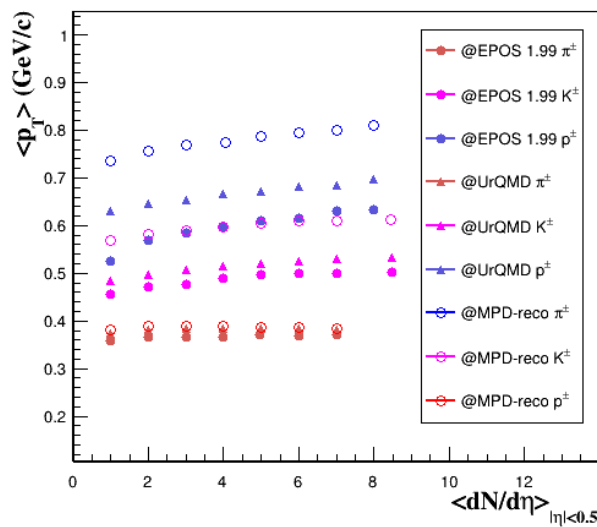


Figura 5.36: Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transverso para colisiones Bi-Bi a 7.7 GeV.

5.1. ANÁLISIS PARA COLISIONES A ENERGÍAS DE NICA

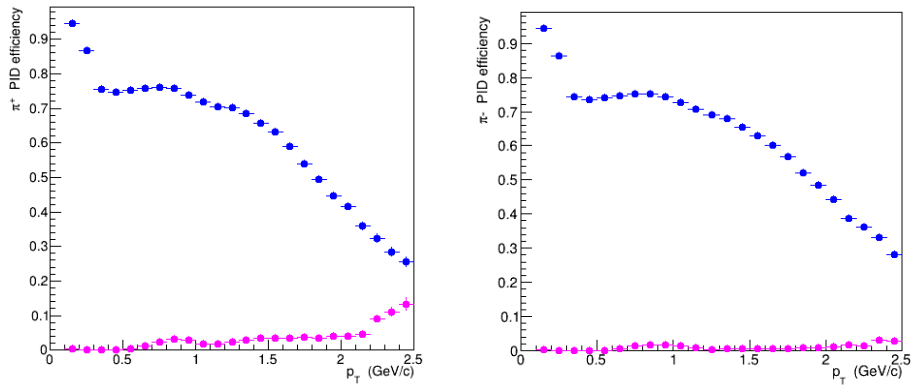


Figura 5.37: Gráficos de eficiencia para piones a 7.7 GeV.

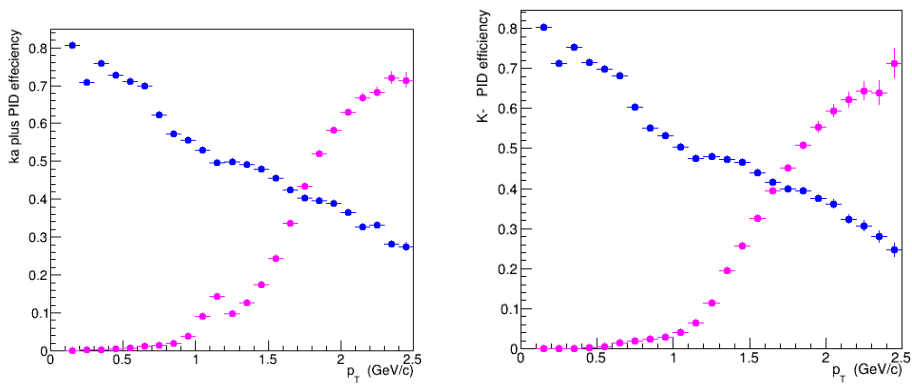


Figura 5.38: Gráficos de eficiencia para kaones a 7.7 GeV.

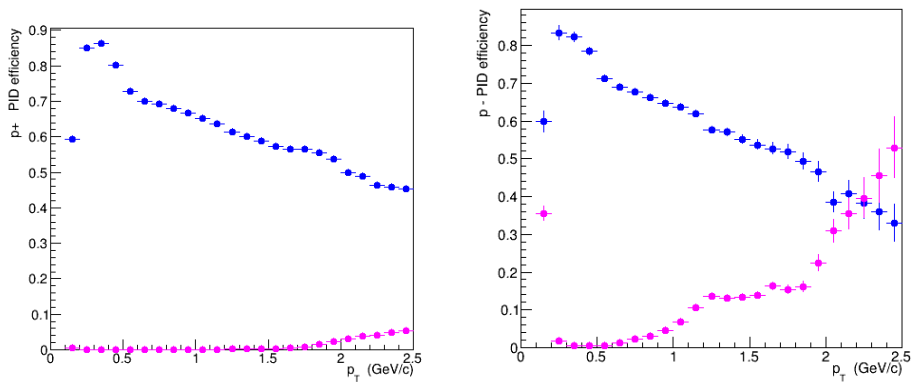


Figura 5.39: Gráficos de eficiencia para protones a 7.7 GeV.

Podemos ver que entonces, tanto la eficiencia como la razón de contaminación, indican que para piones 5.37, a mayor momento transverso más dificultades existen para determinar si una partícula era en realidad un pion o no. Pero para el caso de kaones y protones, las graficas 5.38 y 5.39, hay un incremento en la razón de contaminación, es decir, que entre mayor es el momento transverso, mas incorrectamente puede detectarse y determinarse si una partícula fue o no un kaon o protón. Estos resultados, coinciden con los de la grafica 5.36, donde es claro que los resultados de reconstrucción difieren de los resultados generados por ambos Monte Carlo.

La grafica 5.40, nos muestra los resultados de partículas identificadas de momento transverso promedio contra multiplicidad, para energía de colisión de 9.46 GeV. A diferencia de la energía analizada anteriormente, los kaones y los protones de datos reconstruidos están mucho más por encima de los resultados de los generadores de Monte Carlo, piones nuevamente se encuentran dentro del mismo rango en los tres grupos de datos a analizar.

En los gráficos de eficiencia y razón de contaminación, las graficas 5.41, 5.42 y 5.43, vemos nuevamente que el comportamiento de las gráficas de datos reconstruidos de momento transverso contra multiplicidad, pueden estar justificados. Pues nuevamente, los resultados indican que la TPC y TOF tienden a tener dificultades para diferenciar kaones y protones cuando aumenta el momento transverso promedio.

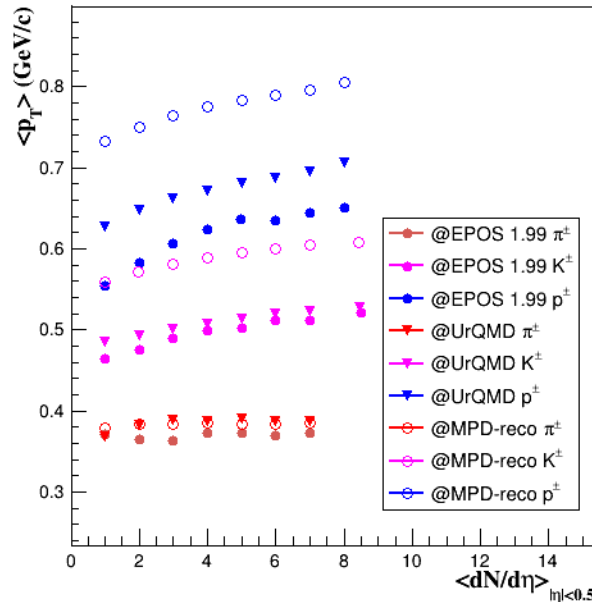


Figura 5.40: Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transverso para colisiones Bi-Bi a 9.46 GeV.

5.1. ANÁLISIS PARA COLISIONES A ENERGÍAS DE NICA

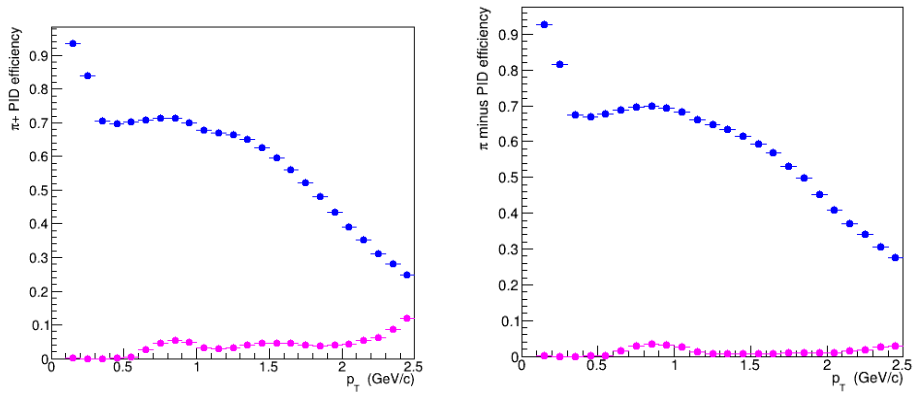


Figura 5.41: Gráficos de eficiencia para piones a 9.46 GeV.

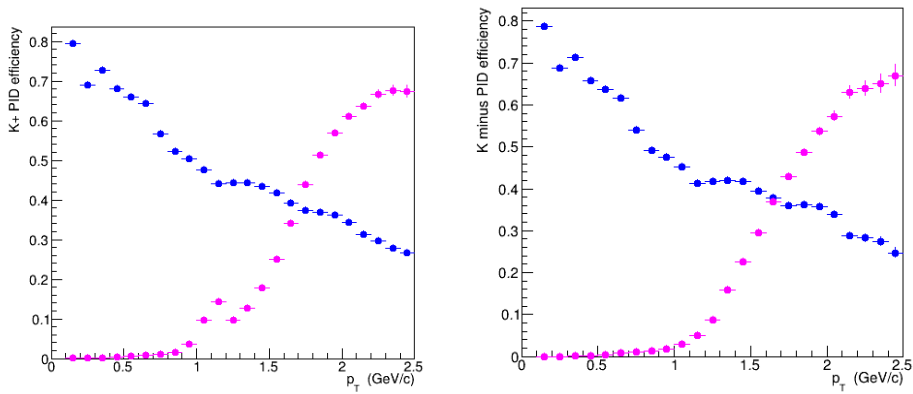


Figura 5.42: Gráficos de eficiencia para kaones a 9.46 GeV.

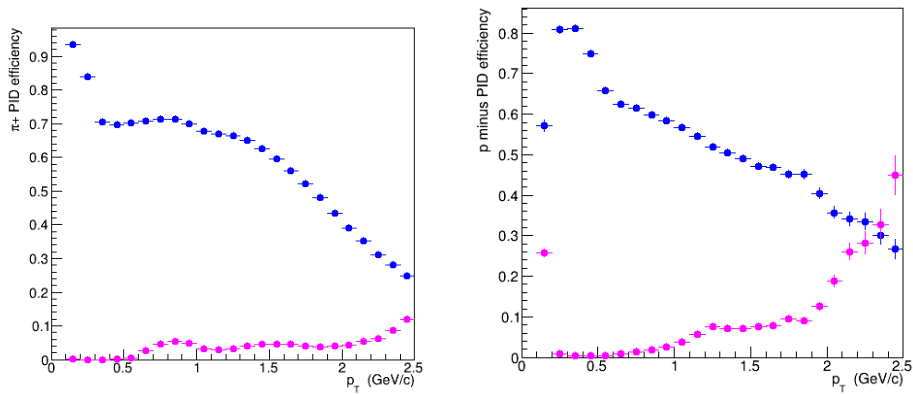


Figura 5.43: Gráficos de eficiencia para protones a 9.46 GeV.

5.1.2 Análisis de reconstrucción por cortes de centralidad.

Para este análisis se usaron las producciones de Monte Carlo oficiales de la de la colaboración del experimento MPD, que se encuentran localizados en el cluster LHEP del JINR [59]. Se usaron las producciones de eventos de UrQMD disponibles a las energías de colisión de $\sqrt{S_{NN}} = 7,7,9,46$ GeV de iones de Bismuto-Bismuto usando una estadística de 10^1 .

La producción de partículas se graficó en función del momento transversal para partículas identificadas (kaones, piones y protones) para diferentes energías de colisión, bajo las mismas condiciones de rango de pseudorápidez y momento transversal mencionadas para el análisis de la sección anterior.

Multiplicidad de partículas

En las graficas 5.44, 5.45 se muestra la multiplicidad de partículas cargadas para 7.7 y 9.46 GeV con los cortes de centralidad aplicados calculados por la colaboración MexNICA. La centralidad de las partículas interactuantes determinan la región de sobre-posición de núcleos en colisión y esta directamente relacionada con el parámetro de impacto.

En la grafica 5.44 se encuentra la distribución de multiplicidad para 7.7 GeV, los cortes de centralidad fueron aplicados directamente de datos de la colaboración MPD obtenidos por el grupo de TPC. Mientras que en la grafica 5.45 se encuentra la misma distribución de multiplicidad para 9.46 GeV, observamos que la diferencia entre éstas dos gráficas se encuentra en el número de partículas cargadas; a 9.46 GeV hay una menor producción de eventos con mayor número de multiplicidad que a 7.7 GeV.

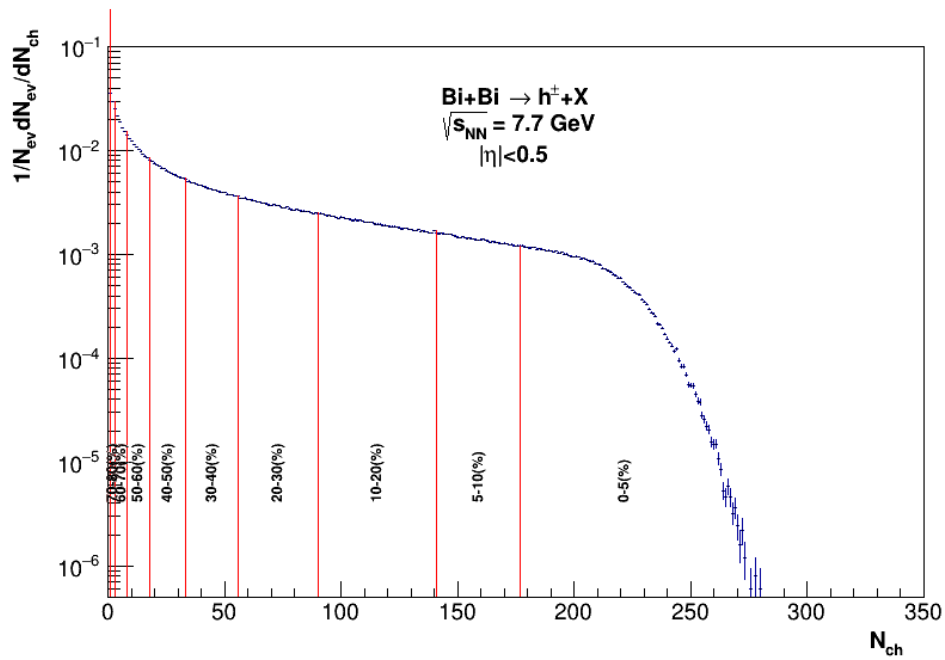


Figura 5.44: Distribución de Multiplicidad en rangos de centralidad para 7.7 GeV

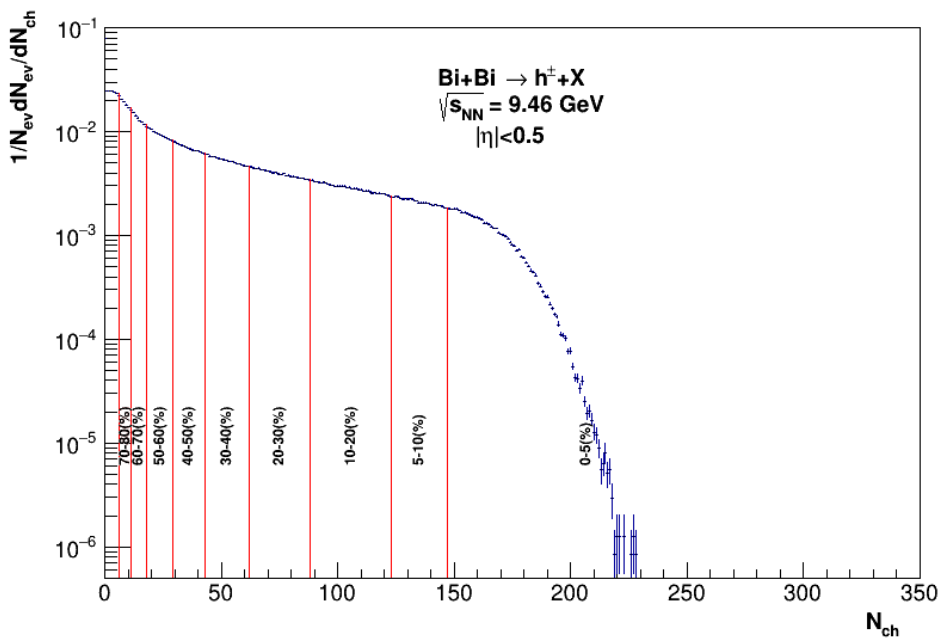


Figura 5.45: Distribución de Multiplicidad en rangos de centralidad para 9.46 GeV

Momento transverso p_T para diferentes clases de centralidad

Resultados de 7.7 GeV

En las graficas siguientes se presentan los espectros de partículas con dependencia en el momento transverso calculado para diferentes clases de centralidad, se encuentran escalados en centralidad para mejor visibilidad.

Para la grafica 5.46, donde se ve el espectro para piones, encontramos gráficas que con el escalamiento están alineadas entre ellas, gráficas casi lineales para valores de momento transverso mayores a 0.3. Sin embargo tenemos valores inferiores cuando la clase de centralidad está en 70%- 80%. Es decir que el valor de ésta distribución descende con el valor de p_T .

Para la grafica 5.47, vemos el espectro para kaones tanto positivos como negativos, encontramos gráficas que con el escalamiento están alineadas entre ellas, con una máximo en los valores de momento transverso igual a 0.7, después de éste máximo de la gráfica el valor de la distribución descende. Sin embargo tenemos valores distintos cuando la clase de centralidad está en 70%-80%, si las gráficas estuvieran sobrepuestas, la gráfica en color morado claro, mostrarían un desfase con todas las demás pues su máximo se encuentra cuando el valor de p_T es mínimo, y aunque oscila pareciéndose a las demás clases de centralidad, es principalmente lineal tanto para kaones positivos y negativos.

Finalmente para la grafica 5.48 la gráfica de protones positivos presenta un valor casi constante para valores de $p_T = 0,8$ luego incrementa y descende con una pendiente pequeña. Sin embargo nuevamente notamos que para valores de centralidad 70%- 80%, incluso para 60%- 70%, los valores de la distribución son casi constantes para protones, pero lineales con pendiente negativa para antiprotones.

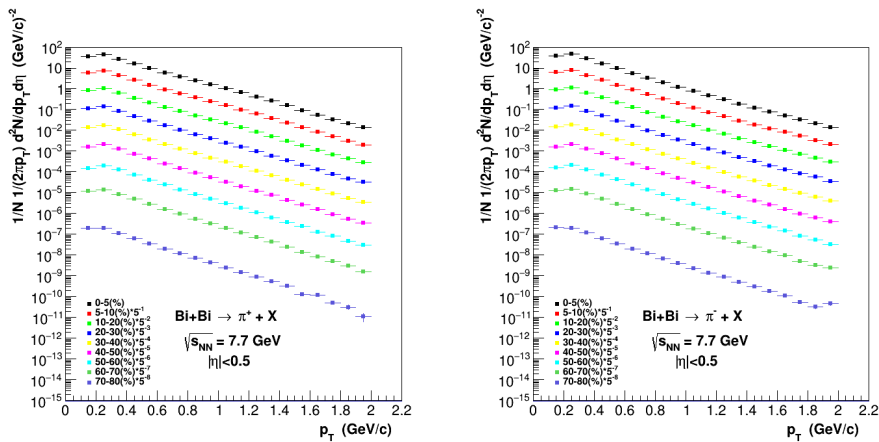


Figura 5.46: Gráficos de momento transverso p_T para piones para diferentes clases de centralidad a 7.7 GeV.

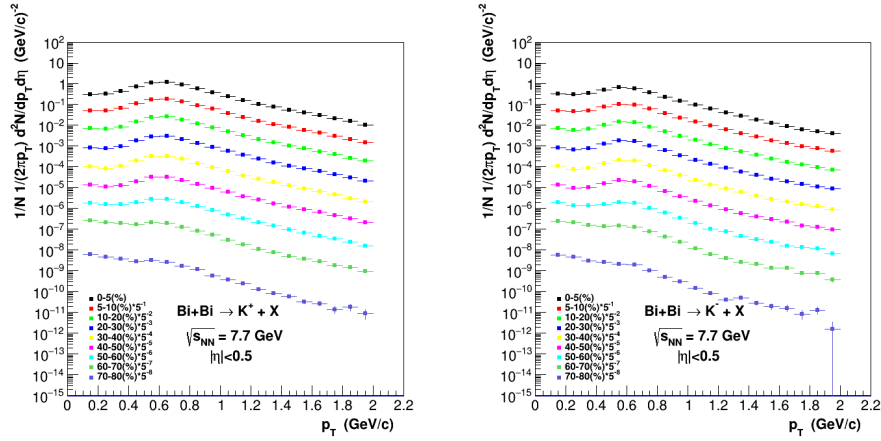


Figura 5.47: Gráficos momento transverso p_T para diferentes clases de centralidad de kaones a 7.7 GeV.

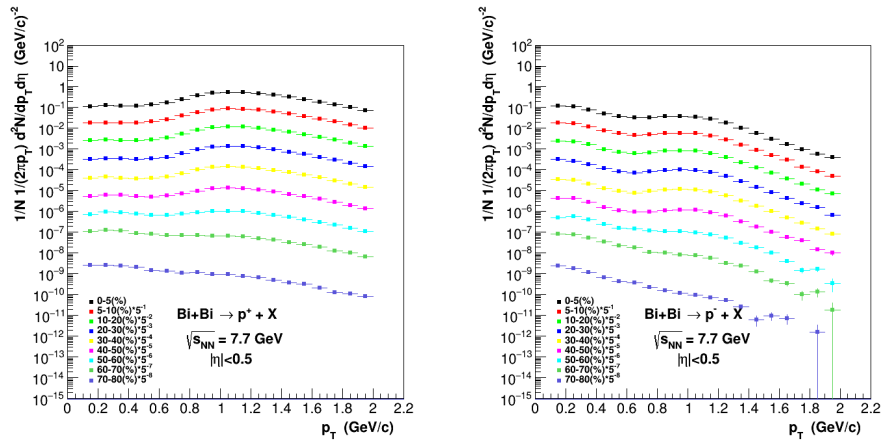


Figura 5.48: Gráficos de momento transverso para protones p_T para diferentes clases de centralidad a 7.7 GeV.

Resultados para 9.46 GeV

En las siguientes graficas se presentan los espectros de partículas con dependencia en el momento transverso calculado para diferentes clases de centralidad, se encuentran escalados en centralidad para mejor visibilidad. La tendencia entre los gráficos de piones tanto positivos como negativos comparada con los resultados de 7.7 es similar tanto en forma como en rango de distribución.

Para kaones, la diferencia entre los resultados 7.7 GeV y éstos, radica en que los primeros tienen una tendencia descendente con el incremento de p_T , especialmente cuando la centralidad de la colisión está entre 70% y 80%, mientras que en 5.50 las gráficas son uniformes entre ellas a pesar del rango de centralidad.

Para protones, las curvas en 5.51 son más pronunciadas que en 5.48, y más uniformes respecto a la variación del corte de centralidad, y nuevamente cuando la centralidad de la colisión entra entre el 70% - 80% , en ésta energía las gráficas son uniformes con los demás valores de centralidad, cuestión que no ocurre en 7.7 GeV en la gráfica 5.48.

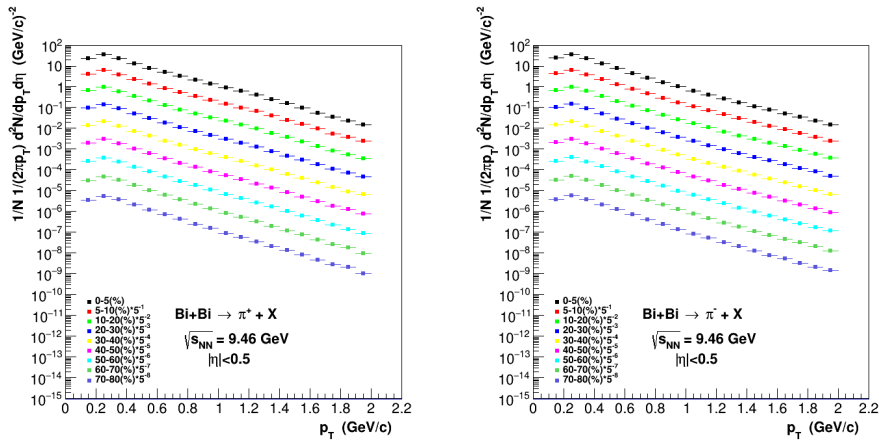


Figura 5.49: Gráficos de momento transverso p_T para piones para diferentes clases de centralidad a 9.46 GeV.

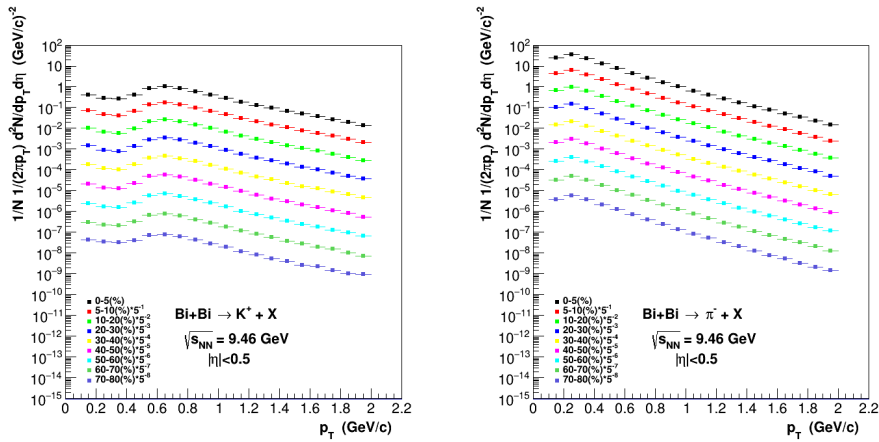


Figura 5.50: Gráficos de momento transverso p_T para kaones para diferentes clases de centralidad a 9.46 GeV.

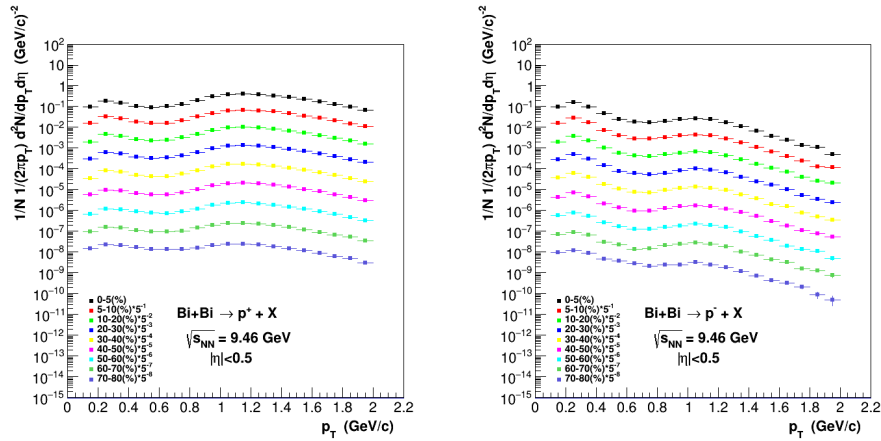


Figura 5.51: Gráficos de momento transverso p_T para protones para diferentes clases de centralidad a 9.46 GeV.

5.1.2.1 La búsqueda de *El cuerno*

Junto con éste trabajo realizado se calcularon las razones entre K/π producidos en las colisiones de Bi+Bi, estos ratios en la teoría, se usan como un indicador de transición de fase a QGP [60], un incremento de la producción de extrañeza se predice como una de las propiedades indicadoras de la formación de este estado. Como referencia, la formación de Plasma de Quarks y Gluones es poco probable de ocurrir en colisiones p+p, por lo que un incremento en la producción de extrañeza en colisiones de iones pesados es más probable que pueda presentar éste fenómeno. Y aún cuando no se vea éste indicador, la presencia de un aumento en la producción de extrañeza es una condición necesaria para la formación de QGP.

En la grafica 5.52 (a), extraída de [60], se muestran datos experimentales de las razones K/π , donde se puede apreciar que mientras la razón entre K^-/π^- incrementa con $\sqrt{s_{NN}}$, la razón entre K^+/π^+ tiene un pico al rededor de 10 GeV, que en la literatura es llamado *The horn* o *El cuerno*, y la formación de este pico, o alto incremento no está explicado por la física común, y se le atribuye a la transición de fase entre materia hadrónica y QGP.

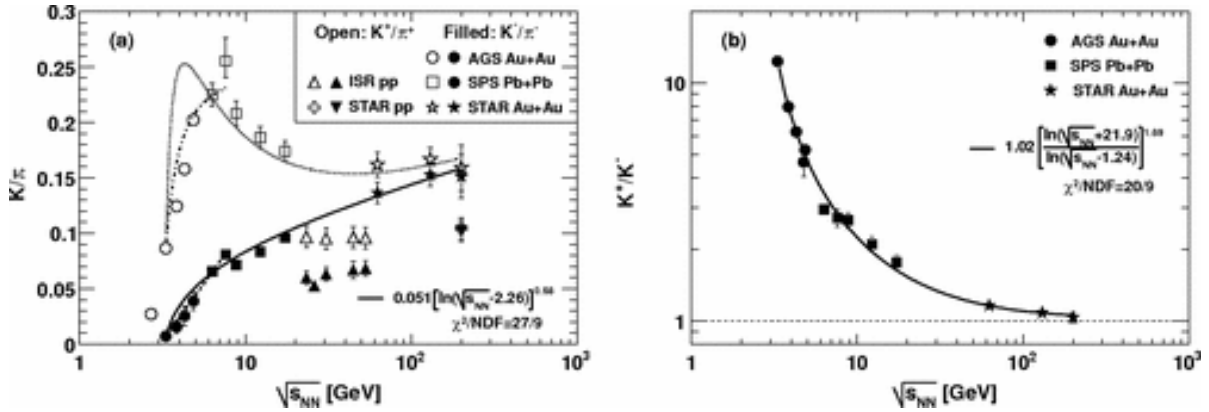


Figura 5.52: Gráfica de datos experimentales, extraída de [60], donde se muestran las razones entre kaones y piones, tanto positivos como negativos

Los resultados obtenidos para éstas razones se muestran en 5.53, donde podemos ver que EPOS, tiene ambas razones que crecen de forma ascendente, UrQMD, coincidiendo con los resultados mostrados para un análisis similar hecho para Au+Au consultable en [61], y muestra que la razón entre kaones y piones positivos disminuye con el incremento de la energía de colisión, mientras que la razón entre kaones y piones negativos crece, al igual que en la grafica de referencia. Sin embargo, el comportamiento de las gráficas de datos reconstruidos es poco claro.

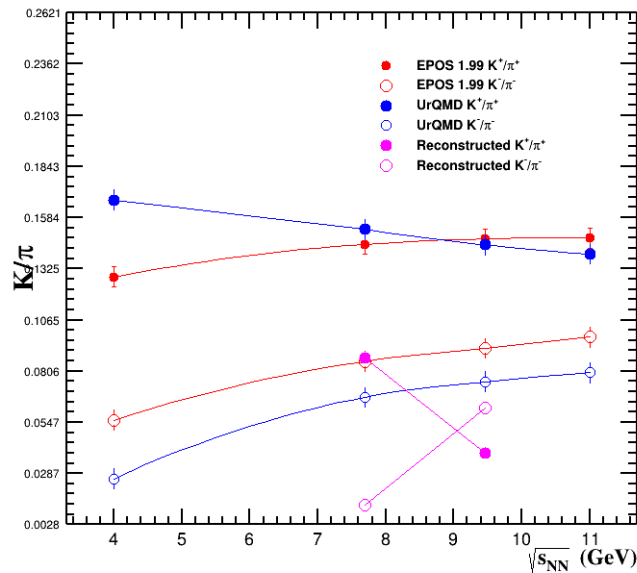


Figura 5.53: Gráfica de razones entre número de kaones sobre número de piones, realizada con los datos producidos para ésta tesis.

CONCLUSIÓN

Se realizó el estudio de dos variables dinámicas, la multiplicidad y el momento transversal de las partículas cargadas para dos casos, el primero a las energías del LHC, provenientes de colisiones p+p y el segundo a las energías de NICA, provenientes de colisiones de p+p y Bi+Bi. Para ello se utilizaron dos simuladores de eventos de Monte Carlo, UrQMD y EPOS, junto con sus variantes UrQMD+hydro, EPOS-LHC, EPOS 1.99 (con y sin efectos de fusión). Se determinaron cortes en el momento transversal, energías de colisión y pseudorápidos para hacer una comparación razonable con datos del experimento ALICE y datos de Monte Carlo reconstruidos del experimento MPD. Se obtuvieron también el momento transversal promedio de partículas cargadas y se graficó contra la multiplicidad, y para bajas energías este proceso también se realizó para partículas identificadas. Análogamente se obtuvo la multiplicidad promedio de partículas cargadas.

Los resultados para energías de LHC, son indicadores de los modelos que usan UrQMD y EPOS y su capacidad para reproducir los datos publicados por LHC, siendo el resultado más relevante el caso de EPOS-LHC con efectos de Fusión activados, se estudiaron las variables de momento transversal y distribución de multiplicidad comparando con datos de ALICE en los resultados obtenidos la discusión de la hadronización colectiva y el flujo utilizado del modelo adquieren importancia, ya que se logró describir de manera muy acertada los datos experimentales. Además se hizo un pequeño estudio acerca de EPOS-LHC fusion ON para resaltar la importancia del parámetro de impacto para reproducir los datos de ALICE en colisiones p+p con buenos resultados. El parámetro de impacto es una variable bien definida en colisiones de iones pesados, y puede serlo también para colisiones de p+p; los resultados obtenidos durante éste análisis muestran que la combinación del parámetro de impacto y el modelo de EPOS fusion ON, permiten una

excelente descripción de los datos. UrQMD no logra bajo ninguna condición acercarse a los resultados de altas energías, concluimos entonces que el modelo de UrQMD, a altas energías es ineficiente, al igual que UrQMD-hybrid, pero prometedor a bajas energías.

Por otro parte los resultados a las energías de NICA, resultan en un análisis del código vigente para la identificación de partículas (PID), el código de Reconstrucción y las capacidades de la TPC y el TOF para reconocer partículas cargadas e identificadas de una colisión en un rango de energías. Además se hizo un análisis de las eficiencias del código de reconstrucción para identificar partículas identificadas, de otras partículas y la contaminación que se produciría dentro del colisionar NICA en colisiones de Bi+Bi, corroborando por dos lados que los piones son las partículas que mejor se ven y se pueden reconstruir con los detectores del MPD, pero los kaones y protones representan un problema para ser identificados correctamente, esto sugiere que el código de reconstrucción debe ser revisado y estudiado a profundidad, debido a la delicadeza de los estudios que se esperan hacer en la colaboración MPD-NICA. También se hizo un breve análisis acerca de la búsqueda de indicadores de la formación de QGP, la búsqueda de *El cuerno*, calculando las razones entre piones y kaones de los datos estudiados.

Estos hechos se han utilizado en la tesis como un indicador de que la generación a energías de LHC, es poco precisa para el caso de UrQMD en sus dos modalidades, y precisa solamente para EPOS-LHC fusion ON; y para energías de NICA, como indicador de las capacidades del TOF y TPC del MPD para la identificación de partículas con las versiones existentes a la fecha de finalización de ésta tesis. Complementariamente, se obtuvieron las Distribuciones de Multiplicidad, distribución de Momento Invariante, y resultados análogos para reforzar la idea principal resultado de éste estudio.

Se espera que éste trabajo sea utilizado de referencia en un futuro para el mejor entendimiento de los modelos de colisión de partículas, y para el inicio de operaciones del MPD-NICA, además es posible utilizar el mismo esquema para estudiar el siguiente pasó dentro de los estudios de Primera Física de NICA, como *unfolding*, y referencia para las futuras correcciones de los códigos de Reconstrucción y PID de MPD-ROOT.



APÉNDICE A

A.1 UrQMD

El modelo que se usa en UrQMD fue discutido dentro del cuerpo principal de la tesis, este apartado explica los detalles técnicos de como utilizar UrQMD. No requiere ningún programa o complemento previo para su instalación.

Debido a que la distribución de UrQMD no es libre, el software debe pedirse vía correo electrónico a los desarrolladores en [20]. UrQMD es un generador que permite manipular diversos parámetros de las colisiones de partículas, tales como el tipo de sistema, el número de eventos, el rango del parámetro de impacto, la energía de la colisión, la ecuación de estado, con un gran número de opciones especiales.

En el manual de instalación se especifica que tiene dos modos de compilación, un modo estándar y un modo adaptado para las energías de LHC.

En las siguientes líneas se muestra un ejemplo de código del archivo *inputfile* donde se pueden controlar estos parámetros para la simulación. Este ejemplo tiene la intención de simular las condiciones del experimento ALICE en colisiones pp en modo híbrido, usando la ecuación de estado de Hadrón Gas:

```
pro 1 1 #
tar 1 1 #
nev 1000 #Número de eventos.
imp -16.0 #Parámetro de impacto de 0 a 16 fm.
```

```

ecm 900 #Energía en el sistema de referencia del sistema en GeV
tim 200 200 #Tiempo de evolución del sistema.
eos 0 #Ecuación de estado. Modo cascada sin potencial.
#f13
#f14
f15
f16
f19
f20
cto 47 2
xxx

```

Donde

- *pro A Z*: A es el número total de nucleones y Z el número total de protones del proyectil.
- *tar A Z*: análogo a los parámetros del proyectil, pero para el blanco.
- *nev*: número de eventos. Se simula de acuerdo a los requerimientos del análisis.
- *imp*: parametro de impacto en *fm*.
- *ecm*: energía de centro de masa de la colisión
- *tim 200 200*: Tiempo de evolución del sistema en *fm/C*. Se escoge suficientemente grande para considerar la hadronización de las partículas.
- *eos*: Para el modo estándar de UrQMD, permite dos opciones 0 (modo cascada sin potencial) y 1 (potencial de skyrme).
- *cto 47 2*: Inicia el modo híbrido de UrQMD con la ecuación de estado de hadrón gas.

A.2 EPOS-LHC

Análogamente a la sección anterior, el modelo que utiliza EPOS-lhc ya fue discutido. Este apartado aborda los detalles de la simulación.

EPOS es una distribución libre, la versión más reciente y versiones anteriores están incluidas en el paquete de *Cosmic Ray Monte Carlo generator* o CRMC, en la página oficial: [//web.ikp.kit.edu/rulrich/crmc.html](http://web.ikp.kit.edu/rulrich/crmc.html). Como requisitos previos para su instalación se requiere tener instaladas las paqueterías de FASTJET, BOOST y HEPMC. Los detalles de la instalación de EPOS y de las paqueterías mencionadas pueden ser consultadas en las notas y evidencias del

Tercer Taller de Análisis y Computo para la colaboración MexNICA: <https://indico.nucleares.unam.mx/event/1659/page/0>.

Para verificar la instalación:

```
make test ARGS=-V
```

Para ejecutar el menú de ayuda:

```
/bin/crmc -h
```

La siguiente línea es un ejemplo del comando de simulación para 100 eventos de pp a 7 TeV:

```
/bin/crmc -o hepmc -S7000 -n100 -m0
```

La siguiente línea simula 1000 eventos pp, con salida en formato root a 10 GeV con EPOS 1.99 cambiando el nombre del archivo de salida:

```
/bin/crmc -o root -f crmc_epos199_p_p_10GeV_100000.root -S10 -n1000 -m1
```

A.3 UNIGEN

United Generators (UNIGEN) es un proyecto que pertenece al Instituto Virtual 146-SIM de GSI, es un proyecto de distribución libre lanzado por primera vez en 2005. La premisa del proyecto es facilitar las comparaciones entre varios modelos de simulación de Monte Carlo y/o varios experimentos de física de partículas. El paquete del proyecto permite convertir los archivos de salida de los generadores de eventos a una salida genérica en forma de TTrees de root.[62]

La versión más reciente del código del proyecto se puede encontrar en [62] como requisito previo solo se necesita una versión estable de ROOT.

Para instalar el programa Unigen, es necesario primero descargar y descomprimir la versión deseada dentro de un directorio, y seguir los siguientes pasos dentro de la terminal de la distribución de Linux:

```
source ROOT
make
```

Esto crea la carpeta Unigen, y compila el programa. Es importante cargar la distribución de ROOT previo a hacer la compilación. Para usar el programa:

```
cd Unigen
source ROOT
export UNIGEN = ../Unigen
. ../Unigen/config/unigenlogin.sh
```

Es importante notar que la versión de ROOT debe ser la misma que se usó durante la instalación. Para utilizar el programa, es necesario contar con el archivo de salida del generador de eventos deseados, un nombre, y el número de eventos que se desean covertir. Por ejemplo, para UrQMD, la instrucción:

```
urqmd2u
```

Imprime las condiciones que necesita Unigen para hacer la conversión, el archivo test.f13 o test.f14 de UrQMD, un nombre de salida que será el nombre del TTree de ROOT, y el número de eventos requeridos. Por lo que el ejemplo en una sola línea para utilizar el programa será:

```
urqmd2u    test.f13    mi_arbol_root.root  1000
```

Para más información del uso de Unigen, referir a [62].



APÉNDICE B

Los códigos usados para ésta tesis pueden ser encontrados en el GitHub de la autora, junto con los archivos de lectura README que indican como utilizar cada uno de ellos y la salida que cada uno contiene.

Se encuentran ordenados de la siguiente forma:

Distribución de Multiplicidad para UrQMD:

<https://github.com/vreyna56/MultiplicityDistributionUrQMD.git>

Código general de ésta tesis: Código que se utiliza para la generar una salida tipo ROOT calculando: Distribución de Multiplicidad, Distribución de Momento, Distribución de Momento Invariante, Momento transverso contra Multiplicidad, Escalamiento KNO, Multiplicidad Promedio contra Momento transverso, Momento transverso contra Multiplicidad para piones, kaones y protones.

Para árboles de UrQMD:

<https://github.com/vreyna56/ReadUrQMD.git>

Para EPOS-LHC:

<https://github.com/vreyna56/ReadEPOS-LHC.git>

Códigos usados para los resultados del apéndice B:

<https://github.com/vreyna56/AppendixC.git>

Códigos para análisis dentro del Cluster del ICN:

<https://github.com/vreyna56/ICN-Analysis.git>

Códigos para análisis dentro del Cluster LHEP-JINR:

Anexo a esto, se hizo un manual básico de funcionamiento, y análisis dentro del cluster del JINR. Se encuentra disponible en idioma inglés dentro de:

<https://github.com/vreyna56/AnalisisLHEP-JINR.git>

BIBLIOGRAFÍA

- [1] A. Augusto Alves, Jr. et al.
The LHCb Detector at the LHC.
JINST, 3:S08005, 2008.
- [2] David J. Griffiths.
Elementary particles.
Wiley-VCH, 2008.
- [3] Phillips R.J Barger V.D.
Collider Physics.
Westview Press, 1996.
- [4] Bikash Sinha Sourav Sarkar, Helmut Satz.
The physics of the Quark Gluon Plasma: Introductory Lectures.
Springer, 2000.
- [5] Cheuk-Yin Wong.
Signatures of quark-gluon plasma phase transition in high-energy nuclear collisions.
2000.
- [6] V. Z. Reyna Ortiz.
Ésta tesis.
Junio 2021.
- [7] Murray Gell-Mann.
The Eightfold Way: A Theory of strong interaction symmetry.
3 1961.
- [8] G. Zweig.
An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2.
2 1964.
- [9] John Ellis.
The discovery of the gluon.

- International Journal of Modern Physics A*, 29(31):1430072, Dec 2014.
- [10] Peter M. Watkins.
Discovery of the w and Z bosons.
Contemporary Physics, 27(4):291–324, 1986.
- [11] Perkins D.H.
Introduction to High Energy Physics.
Cambridge University Press, 2000.
- [12] Richard A Dunlap.
Evidence for quarks.
In *Particle Physics*, 2053-2571, pages 3–1 to 3–10. Morgan Claypool Publishers, 2018.
- [13] V. M. Abazov and B. Abbott et al.
Comparison of pp and $p\bar{p}$ differential elastic cross sections and observation of the exchange of a colorless c -odd gluonic compound, 2020.
- [14] C.T Sosa Sánchez.
Estudio de la multiplicidad de partículas cargadas en colisiones protón-proton en el experimento ALICE-LHC.
Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, 2012.
- [15] R. Frühwirth.
Application of kalman filtering to track and vertex fitting.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 262(2):444–450, 1987.
- [16] Sándor Hegyi.
Kno scaling 30 years later.
Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 92(1-3):122–129, Feb 2001.
- [17] Sidharth Prasad.
Soft' and 'hard' interactions in proton-proton collisions at lhc energies.
Proceedings of the Indian National Science Academy, 81, 02 2015.
- [18] D. Acosta, T. Affolder, and et. al Akimoto.
Soft and hard interactions in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1800$ and 630 gev.
Phys. Rev. D, 65:072005, Apr 2002.
- [19] T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner.
Epos lhc: Test of collective hadronization with data measured at the cern large hadron collider.
Phys. Rev. C, 92:034906, Sep 2015.

- [20] M. Bleicher et al.
Relativistic hadron hadron collisions in the ultrarelativistic quantum molecular dynamics model.
J. Phys. G, 25:1859–1896, 1999.
- [21] S Bass.
Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions.
Progress in Particle and Nuclear Physics, 41:255–369, 1998.
- [22] T. Sjoerstrand B. Anderson, G. Gustavson.
Nucl. Phys. B, 1982.
- [23] Torbjörn Sjöstrand.
The PYTHIA Event Generator: Past, Present and Future.
Comput. Phys. Commun., 246:106910, 2020.
- [24] Hannah Petersen, Jan Steinheimer, Gerhard Burau, Marcus Bleicher, and Horst Stöcker.
Fully integrated transport approach to heavy ion reactions with an intermediate hydrodynamic stage.
Phys. Rev. C, 78:044901, Oct 2008.
- [25] V. Khachatryan, A. M. Sirunyan, A. Tumasyan, W. Adam, T. Bergauer, M. Dragicevic, J. Erö, C. Fabjan, M. Friedl, and et al.
Observation of long-range, near-side angular correlations in proton-proton collisions at the lhc.
Journal of High Energy Physics, 2010(9), Sep 2010.
- [26] Adrian Dumitru, Kevin Dusling, François Gelis, Jamal Jalilian-Marian, Tuomas Lappi, and Raju Venugopalan.
The ridge in proton–proton collisions at the lhc.
Physics Letters B, 697(1):21–25, 2011.
- [27] B. Abelev, J. Adam, D. Adamová, A.M. Adare, and M.M. Aggarwal et. al.
Multiplicity dependence of the average transverse momentum in pp, p–pb, and pb–pb collisions at the lhc.
Physics Letters B, 727(4):371–380, 2013.
- [28] K. Aamodt, B. Abelev, A. Abrahantes Quintana, D. Adamová, A. M. Adare, M. M. Aggarwal, G. Aglieri Rinella, A. G. Agocs, S. Aguilar Salazar, Z. Ahammed, and et al.
Elliptic flow of charged particles in pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV.
Physical Review Letters, 105(25), Dec 2010.

- [29] Jan Fiete Grosse-Oetringhaus and Klaus Reygers.
Charged-particle multiplicity in proton–proton collisions.
Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 37(8):083001, Jul 2010.
- [30] K. Aamodt et al.
Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ALICE at LHC.
Eur. Phys. J. C, 68:345–354, 2010.
- [31] M. Althoff et al.
Z.Phys C22 307, 1984.
- [32] M. Derrick et al..
Phys. Rev. D34 3304, 1986.
- [33] S. Barshay et al.
Phys. Lett. B42 457, 1972.
- [34] G. J. Alner et al.
Phys. Lett. B160 199, 1985.
- [35] F. Rimondi et al.
Aspen Multipart. Dyn. 1993 400, 1993.
- [36] S. Chatrchyan et al.
The CMS Experiment at the CERN LHC.
JINST, 3:S08004, 2008.
- [37] Torbjorn Sjostrand Richard Corke.
Interleaved Parton Showers and Tuning Prospects.
JHEP 1103:031,2011, 2010.
- [38] K. Aamodt et al.
The ALICE experiment at the CERN LHC.
JINST, 3:S08002, 2008.
- [39] G Antchev et al.
Measurement of the forward charged particle pseudorapidity density in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the TOTEM experiment.
EPL, 98(3):31002, 2012.
- [40] Measurement of the energy flow at large pseudorapidity at the LHC at $\sqrt{s} = 900, 2360$ and 7000 GeV.
2010.

- [41] S. Acharya et al.
Charged-particle multiplicity distributions over a wide pseudorapidity range in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9, 7, \text{ and } 8 \text{ TeV}$.
Eur. Phys. J. C, 77(12):852, 2017.
- [42] Study of cosmic ray events with high muon multiplicity using the ALICE detector at the CERN large hadron collider.
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2016(01):032–032, jan 2016.
- [43] G. Aad et al.
The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider.
JINST, 3:S08003, 2008.
- [44] G. Anelli et al.
The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider.
JINST, 3:S08007, 2008.
- [45] O. Adriani et al.
The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider.
JINST, 3:S08006, 2008.
- [46] James Pinfold et al.
Technical Design Report of the MoEDAL Experiment.
6 2009.
- [47] M. Rodríguez Cahuantzi and MEXnICA group.
Mexnica, mexican group in the mpd-nica experiment at jinr.
Journal of Physics: Conference Series, 912(1):012016, 2017.
- [48] JINR.
Nica web page.
2016.
- [49] JINR.
Nica-mpd web page.
2016.
- [50] The nica/mpd collaboration.
Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 36(6):069808, 2009.
- [51] A. Averyanov, Aleksey Bazhzhin, V.F. Chepurnov, V.V. Chepurnov, G. Cheremukhina, S. Chernenko, O. Fateev, Yu Kiriushin, A. Kolesnikov, A. Korotkova, F. Levchanovsky, J. Lukstiņš, Movchan Sergey, A. Pilyar, S. Razin, A. Ribakov, V. Samsonov, Stepan Vereschagin, Yu Zanevsky, and V. Zruev.

- Tpc status for mpd experiment of nica project.
Journal of Instrumentation, 12:C06047–C06047, 06 2017.
- [52] V. Kolesnikov, A. Mudrokh, V. Vasendina, and A. Zinchenko.
Towards a Realistic Monte Carlo Simulation of the MPD Detector at NICA.
Phys. Part. Nucl. Lett., 16(1):6–15, 2019.
- [53] R. Acevedo Kado, M. Alvarado Hernández, A. Ayala, M.A. Ayala Torres, W. Bietenholz, D. Chaires, E. Cuautle, I. Domínguez, A. Guirado, I. Maldonado, J. Maldonado, E. Moreno-Barbosa, P.A. Nieto-Marín, M.E. Patiño Salazar, L.F. Rebolledo, M. Rodríguez-Cahuantzi, D. Rodríguez-Figueroa, V.Z. Reyna-Ortiz, G. Tejeda-Muñoz, M.E. Tejeda-Yeomans, L. Valenzuela-Cázares, and C.H. Zepeda Fernández.
The conceptual design of the miniBeBe detector proposed for NICA-MPD.
Journal of Instrumentation, 16(02):P02002–P02002, feb 2021.
- [54] Mauricio Alvarado et al.
A beam-beam monitoring detector for the MPD experiment at NICA.
2018.
- [55] S. Jena and R. Gupta.
A unified formalism to study transverse momentum spectra in heavy-ion collision.
Physics Letters B, 807:135551, 2020.
- [56] L. Stodolsky.
Temperature fluctuations in multiparticle production.
Phys. Rev. Lett., 75:1044–1045, Aug 1995.
- [57] R. Hagedorn.
Statistical thermodynamics of strong interactions at high-energies.
Nuovo Cim. Suppl., 3:147–186, 1965.
- [58] Daniel Wicke and Peter Z. Skands.
Non-perturbative QCD Effects and the Top Mass at the Tevatron.
Nuovo Cim. B, 123:S1, 2008.
- [59] MPD collaboration.
Monte carlo productions.
MPD FORUM, 2020.
- [60] B. I. Abelev, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, B. D. Anderson, D. Arkhipkin, G. S. Averichev, Y. Bai, and et. al Balewski.
Systematic measurements of identified particle spectra in pp , $d + Au$, and $Au + Au$ collisions at the star detector.

Phys. Rev. C, 79:034909, Mar 2009.

[61] Elena Pervyshina and Alexei Aparin.

Investigation of the beam energy dependence of particle production in gold collisions at mpd energy region.

At The XXIV International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2020), 2020.

[62] D. Kresan and D. Miskowiec.

Gsi united generators, 2019.

ÍNDICE DE CUADROS

1.1	Fuerzas fundamentales de la naturaleza y su clasificación como indica el M.E.	3
5.1	Tabla de generaciones para p+p	36
5.2	generaciones para p+p a 900 GeV con variación en el parámetro de impacto usando EPOS-LHC.	46
5.3	Tabla de generaciones para colisiones a bajas energías	51

TABLE

Page

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1	Las partículas elementales del Modelo Estándar [6].	2
1.2	Las cuatro fuerzas fundamentales entre dos partículas.	4
1.3	Interacción electromagnética electrón-protón transmitido por un fotón.	5
1.4	Imagen descriptiva de los participantes, espectadores y el parámetro de impacto de una colisión. Figura tomada de: https://cerncourier.com/a/participants-and-spectators-at-the-heavy-ion-fireball/	8
1.5	Parámetro de impacto. [6]	9
1.6	Esquema de colisiones protón protón. [6]	13
1.7	Estados de la materia hadrónica en colisiones. [6]	14
2.1	Vista esquemática de la evolución de la producción de partículas en interacciones hadrónicas en EPOS 1.99 y EPOS-LHC. La hipérbola rosa, representa las partículas en el mismo tiempo de evolución [19].	20
3.1	Imágenes de correlación de dos partículas para eventos minimum bias a alta multiplicidad. Imagen de [25].	24
3.2	Momento transversal promedio $\langle p_T \rangle$ como función de la multiplicidad de las partículas cargadas. Panel superior resultados p+p, panel medio p+Pb, panel inferior Pb+Pb. Imagen de [27]	25
4.1	El experimento ALICE del LHC.	30
4.2	El experimento MPD-NICA	32
5.1	Distribución de multiplicidad para 900 GeV. Se comparan EPOS-LHC, fusion ON, fusion OFF, UrQMD y UrQMD hybrid.	37
5.2	Distribución de multiplicidad para 2760 GeV. Se comparan EPOS-LHC, fusion ON, fusion OFF, UrQMD y UrQMD hydro	38
5.3	Distribución de multiplicidad para 7000 GeV. Se comparan EPOS-LHC, fusion ON, fusion OFF, UrQMD y UrQMD hydro	38
5.4	Distribución de multiplicidad	40
5.5	Distribución de momento invariante a 0.9 TeV.	41
5.6	Distribución de momento invariante a 7 TeV.	42

5.7	Gráfica de $\langle p_T \rangle$ vs $dN/d\eta$ comparando las producciones de Monte Carlo con datos del experimento ALICE a 0.9 TeV.	43
5.8	Gráfica de $\langle p_T \rangle$ vs $dN/d\eta$ comparando las producciones de Monte Carlo con datos del experimento ALICE a 2.76 TeV.	44
5.9	Gráfica de $\langle p_T \rangle$ vs $dN/d\eta$ comparando las producciones de Monte Carlo con datos del experimento ALICE a 7 TeV.	44
5.10	Distribución de multiplicidad con variación del parámetro de impacto.	47
5.11	Multiplicidad promedio contra momento transversal 900 GeV	48
5.12	Multiplicidad promedio contra momento transversal 2760 GeV	48
5.13	Multiplicidad promedio contra momento transversal 7'00 GeV	49
5.14	Distribución de multiplicidad para colisiones p+p a 10 GeV.	52
5.15	Distribución de multiplicidad para colisiones Bi+Bi a 4 GeV.	52
5.16	Distribución de multiplicidad para colisiones Bi+Bi a 7.7 GeV.	53
5.17	Distribución de multiplicidad para colisiones Bi+Bi a 9.46 GeV.	54
5.18	Distribución de multiplicidad para colisiones Bi+Bi a 11 GeV.	54
5.19	Distribución de momento transversal de p+p a 10 GeV.	55
5.20	Distribución de momento transversal de Bi+Bi a 4 GeV.	56
5.21	Distribución de momento transversal de Bi+Bi a 7.7 GeV.	56
5.22	Distribución de momento transversal de Bi+Bi a 9.46 GeV.	57
5.23	Distribución de momento transversal de Bi+Bi a 11 GeV.	58
5.24	Gráfica de Momento Transversal promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 4 GeV.	59
5.25	Gráfica de Momento Transversal promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 7.7 GeV.	59
5.26	Gráfica de Momento Transversal promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 9.46 GeV.	60
5.27	Gráfica de Momento Transversal promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 11 GeV.	61
5.28	Gráfica de Momento Transversal promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi en diferentes rangos de energía.	62
5.29	Gráfica de Multiplicidad promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 4 GeV.	63
5.30	Gráfica de Multiplicidad promedio contra multiplicidad para colisiones Bi-Bi a 7.7 GeV.	63
5.31	Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transversal para colisiones Bi-Bi a 9.46 GeV.	64
5.32	Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transversal para colisiones Bi-Bi a 11 GeV.	65
5.33	Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transversal para colisiones Bi-Bi.	66

5.34	Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transverso para colisiones Bi-Bi a 4 GeV.	67
5.35	Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transverso para colisiones Bi-Bi a 11 GeV.	67
5.36	Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transverso para colisiones Bi-Bi a 7.7 GeV.	68
5.37	Gráficos de eficiencia para piones a 7.7 GeV.	69
5.38	Gráficos de eficiencia para kaones a 7.7 GeV.	69
5.39	Gráficos de eficiencia para protones a 7.7 GeV.	69
5.40	Gráfica de Multiplicidad promedio contra momento transverso para colisiones Bi-Bi a 9.46 GeV.	70
5.41	Gráficos de eficiencia para piones a 9.46 GeV.	71
5.42	Gráficos de eficiencia para kaones a 9.46 GeV.	71
5.43	Gráficos de eficiencia para protones a 9.46 GeV.	71
5.44	Distribución de Multiplicidad en rangos de centralidad para 7.7 GeV	73
5.45	Distribución de Multiplicidad en rangos de centralidad para 9.46 GeV	73
5.46	Gráficos de momento transverso p_T para piones para diferentes clases de centralidad a 7.7 GeV.	74
5.47	Gráficos momento transverso p_T para diferentes clases de centralidad de kaones a 7.7 GeV.	75
5.48	Gráficos de momento transverso para protones p_T para diferentes clases de centralidad a 7.7 GeV.	75
5.49	Gráficos de momento transverso p_T para piones para diferentes clases de centralidad a 9.46 GeV.	76
5.50	Gráficos de momento transverso p_T para kaones para diferentes clases de centralidad a 9.46 GeV.	76
5.51	Gráficos de momento transverso p_T para protones para diferentes clases de centralidad a 9.46 GeV.	77
5.52	Gráfica de datos experimentales, extraída de [60], donde se muestran las razones entre kaones y piones, tanto positivos como negativos	78
5.53	Gráfica de razones entre número de kaones sobre número de piones, realizada con los datos producidos para ésta tesis.	78

FIGURE **Page**

