



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS (FÍSICA)
INSTITUTO DE FÍSICA

**Generador de núcleos ligeros en colisiones de iones
pesados ultrarelativistas, a través del modelo de
coalescencia**

TESIS
QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:
Diego Mauricio Gómez Coral

TUTOR PRINCIPAL

Dr. Arturo Menchaca Rocha
Instituto de Física

MIEMBROS COMITÉ TUTOR

Dr. Peter Otto Hess
Instituto de Ciencias Nucleares

Dr. Varlen Grabski
Instituto de Física

MÉXICO, D.F. 2 de diciembre de 2013



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Resumen

Una de las características observadas en los experimentos de colisiones de iones pesados y hadrones, es que las abundancias de los núcleos ligeros son mucho mayores a las predichas por los modelos de dispersión, lo cual sugiere que existe un mecanismo de producción diferente. El modelo de coalescencia logra predecir la producción de núcleos ligeros en colisiones relativistas a energías intermedias considerando que un grupo de nucleones que están cerca en el espacio fase pueden unirse para formar un nucleón más complejo; sin embargo, a energías más altas las correlaciones en la posición y el momento de las partículas se vuelven significativas y las distribuciones cambian sustancialmente. El objetivo de este trabajo es implementar un generador de núcleos ligeros basado en el modelo de coalescencia, que pueda predecir los espectros de producción invariante en colisiones Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV y Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV y 5.5 TeV. El programa computacional basado en los trabajos de A. J. Baltz, et al [3] y E. Serradilla [4], toma un grupo de protones y neutrones producidos por el generador de eventos montecarlo HYDJET++ 2.1 [44], y aplica una restricción sobre sus momentos y sus posiciones para formar un nuevo núcleo.

El generador de coalescencia estima que en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV con una restricción de $\Delta p = 0.15$ GeV/c, la tasa de producción de (anti)protones estará alrededor de 75 y la de (anti)deuterones entre 0.3 y 0.4 por evento, para $|y| < 0.5$. Además, se espera que el valor del parámetro de coalescencia disminuya de 3.5×10^{-4} en 2.76 TeV a 1.5×10^{-4} en 5.5 TeV, y por lo tanto el volumen efectivo de la fuente de deuterones aumente con $\sqrt{s_{NN}}$.

Abstract

One of the features observed in heavy ion collisions and hadron collisions experiments is the high rate of light nuclei production which is higher than that predicted by scattering models. This suggests a different production mechanism. The coalescence model successfully predicts light nuclei production in relativistic collisions at intermediate energies, considering that a group of nucleons which are close in phase space can be turned into a more complex nucleon. However in the high energies regimen, position and momentum correlations play a remarkable role and distributions change significantly. The aim of this work is to implement a light nuclei generator based on coalescence model, which can predict the invariant production spectra of Au-Au at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and Pb-Pb at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV and 5.5 TeV. The computer program based on the work of A. J. Baltz, et al [3] and E. Serradilla [4], takes a group of protons and neutrons produced by the Monte-Carlo event generator HYDJET++ 2.1, and it apply a restriction on their momentums and their positions to form a new nuclei.

The coalescence generator estimates a production rate of 75 (anti)proton and 0.3 to 0.4 (anti)deuteron per event in Pb-Pb collisions at 5.5 TeV with a restriction of $\Delta p = 0.15$ GeV/c in $|y| < 0.5$. Besides, it is expected the colescence parameter value decreases from 3.5×10^{-4} at 2.76 TeV to 1.5×10^{-4} at 5.5 TeV and therefore the effective source volume of deuterons will increase with $\sqrt{s_{NN}}$.

Agradecimientos

Quiero agradecer a todas las personas e instituciones que directa o indirectamente hicieron posible la realización de este trabajo, en especial a mi tutor principal Dr. Arturo Menchaca, a los miembros de mi comité: Dr. Varlen Grabski y Dr. Peter Hess, y al proyecto SEP-CONACYT 131877 que financió la compra del clúster que me permitió llevar a cabo todas las simulaciones y por el apoyo económico durante mis estudios de maestría.

Deseo agradecer a mi familia, en especial a Glorita, Carito, Hernando, Martín y Tatiana, por el apoyo incondicional y la motivación que me permite continuar haciendo lo que me gusta. Gracias a mis compañeros de depa Ricardo, Francisco y Chava, a mis compañeros de la maestría Jorge, Paulino, Lorena y Hans, a los compañeros del grupo experimental de altas energías Temi, Vladimir, Roberto, Erick, a Carlos, encargado de la administración del cluster, a Eulogio quien me ayudó a encaminar este proyecto y resolvió muchas de mis dudas en programación, y a todos aquellos que hicieron de mi estancia en México una experiencia maravillosa.

Índice general

Índice de figuras	6
Índice de tablas	11
Introducción	12
1. Colisiones de núcleos pesados	14
1.1. Modelo Estándar (SM)	14
1.2. Cromodinámica cuántica (QCD)	16
1.2.1. Libertad asintótica	17
1.2.2. Confinamiento	18
1.3. Plasma de quarks y gluones	18
1.3.1. Plasma de quarks y gluones a alta temperatura	19
1.3.2. Plasma de quarks y gluones a alta densidad bariónica	20
1.4. Colisiones de núcleos pesados a altas energías	21
1.4.1. Descripción de Landau	23
1.4.2. Descripción de Bjorken	25
1.5. Plasma de quarks y gluones en colisiones de iones pesados	26
1.5.1. Diagnóstico de QGP usando hadrones	27
1.5.2. Diagnóstico de QGP usando leptones y fotones	30
2. Coalescencia	32
2.1. Modelo de coalescencia	33
2.2. Modelo termodinámico	34
2.3. Modelo de coalescencia en la mecánica cuántica	35
3. Experimentos en colisiones de iones pesados	37
3.1. Relativistic Heavy Ion Collider	38
3.1.1. PHENIX	39
3.1.2. BRAHMS	40
3.2. The Large Hadron Collider	42
3.2.1. ALICE	43
3.3. Resultados sobre la producción de núcleos ligeros	50
4. Generador de coalescencia	52
4.1. HYDJET++	52
4.2. Generador de coalescencia	54

4.3. Simulaciones	55
4.3.1. (Anti)Deuterones en colisiones Au+Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV	60
4.3.2. (Anti)Deuterones en colisiones Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV	68
4.3.3. (Anti)Deuterones en colisiones Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV	73
5. Conclusiones	79
Bibliografía	81
Apéndices	85
A. Variables cinemáticas	86
A.1. Momento transverso	86
A.2. Rapidez y Pseudorapidez	87
A.3. Sección eficaz diferencial invariante	88
B. Bag Model	90
B.1. Presión B en el modelo de la bolsa	90
B.2. Presión de un gas de quarks a $T \neq 0$	91
B.3. Presión de un gas de quarks a $T = 0$	93
C. Figuras adicionales producción invariante de (anti)deuterones	95
C.1. (Anti)Deuterones en colisiones Au+Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV	95
C.1.1. Centralidad 10 – 20 %	95
C.1.2. Centralidad 20 – 40 %	96
C.2. (Anti)Deuterones en colisiones Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV	97
C.2.1. Centralidad 10 – 20 %	97
C.2.2. Centralidad 20 – 40 %	98
C.2.3. Centralidad 40 – 60 %	99

Índice de figuras

1.1.	Diagrama de una interacción fuerte, indicando la conservación de carga de color. [7].	17
1.2.	Diagrama de fase del plasma de quarks y gluones en el plano de la densidad bariónica absoluta y la temperatura [12].	21
1.3.	Ilustración de una colisión de iones pesados. Los discos planos, debido a la contracción de Lorentz, representan los núcleos que chocan con un parámetro de impacto \mathbf{b} , dando lugar a nucleones participantes y espectadores. Figura tomada de [13].	22
1.4.	Distribución de rapidez para diferentes experimentos de colisiones de iones pesados. Figura tomada de [13].	24
1.5.	Representación de una colisión de núcleos pesados, según la descripción de Landau. Figura tomada de [13].	24
1.6.	Representación de una colisión de núcleos pesados, según la descripción de Bjorken. Figura tomada de [13].	25
1.7.	Diagrama del cono de luz de la evolución espacial longitudinal y en el tiempo de una colisión ultrarelativista de iones pesados. Las curvas a diferentes tiempos propios se representan como hipérbolas. Figura modificada y tomada de [18].	26
1.8.	Imagen del factor de modificación nuclear medido por del experimento BRAHMS en colisiones Au+Au y d+Au. La disminución de hadrones se presenta en colisiones Au+Au. Figura tomada de [19] b.) Factor de modificación nuclear medido por del experimento PHENIX en colisiones Au+Au para los mesones π , η y para fotones. Figura tomada de [20].	28
1.9.	Resultado del experimento STAR en colisiones Au+Au. En la figura se observa que el jet que viaja la distancia más corta ($\Delta\phi \sim 0$), se superpone sobre el jet que hizo el recorrido más largo en el medio ($\Delta\phi \sim \pi$). No sucede lo mismo en colisiones p+p ó d+Au. Figura tomada de [21] [22].	29
1.10.	Plano de reacción. Figura tomada de [13].	29
1.11.	Derecha: Flujo elíptico obtenido por ALICE para varias centralidades comparado con las medidas del experimento STAR. Los datos en el bin de centralidad 20 – 30 han sido desplazados para su visibilidad. Izquierda: Flujo elíptico integrado a 2,76 TeV en colisiones Pb-Pb para una centralidad de 20 – 30, comparado con resultados a bajas energías tomando centralidades similares [23].	30
1.12.	Interferometría HBT con piones, para colisiones centrales (5%) Pb-Pb a 2,76 TeV. Figura tomada de [24].	31

2.1.	Diagrama de la producción de un deuterón en el estado final de una colisión relativista entre dos núcleos pesados. Figura tomada de [26].	32
3.1.	Esquema acelerador RHIC. 1) acelerador Tandem Van de Graff. 2a) línea de transferencia de iones. 3) acelerador Booster. 4) AGS. 5) comienzo anillos RHIC. 6) RHIC. 2b) LINAC para la producción de protones. Figura tomada de [33]	38
3.2.	Detector PHENIX	39
3.3.	Detector BRAHMS	40
3.4.	Complejo de aceleradores CERN. Imagen tomada de [35]	42
3.5.	Detector ALICE	44
3.6.	Detector ITS. Figura tomada de [38]	46
3.7.	Detector TPC. Figura tomada de [39]	47
3.8.	Detector TOF [40]	48
3.9.	Izquierda: Comparación del parámetro de coalescencia de antideuterones para colisiones γp , pp , y Au-Au. Derecha: Dependencia del parámetro de coalescencia con la energía del centro de masa, para colisiones de iones pesados, e interacciones de partículas más elementales. Figuras tomadas de [41]	50
3.10.	Izquierda: Parámetro de coalescencia de deuterones a diferentes rangos de rapidez, medidos por el experimento BRAHMS Derecha: Parámetro de coalescencia de deuterones a diferentes centralidades, medidos por el experimento PHENIX. Figuras tomadas de [42] y [43] respectivamente.	51
4.1.	Espectro del momento transverso de partículas cargadas (izquierda), y factor de modificación nuclear $R_{AA}(P_T)$ (derecha) en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV a 5% de centralidad. Los puntos corresponden a datos de ALICE (izquierda) y CMS (derecha), los histogramas corresponden a eventos simulados con HYDJET++ (<i>línea sólida - resultado total, línea discontinua - componente dura, línea punteada - componente suave</i>). Figura tomada de [46].	53
4.2.	Densidad de partículas cargadas en el rango de rapidez media (normalizada a el número promedio de nucleones participantes $\langle N_{part} \rangle$) como una función de: eventos centrales Pb-Pb (izquierda) y la distribución de pseudorapidez en dos bins centrales (derecha) a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Los puntos abiertos corresponden a datos de ALICE y los puntos cerrados a datos de CMS, las curvas y los histogramas corresponden a eventos simulados con HYDJET++ (<i>línea sólida - resultado total, línea discontinua - componente dura, línea punteada - componente suave</i>). Figura tomada de [46].	54
4.3.	Diagrama de flujo de la estructura de HYDJET++ y el generador de coalescencia. Figura modificada y tomada de [44].	55
4.4.	Producción invariante de protones (izquierda) y de antiprotones (derecha), calculada con HYDJET++ y comparada con los datos experimentales de PHENIX [53] y ALICE [52].	56
4.5.	Cociente entre el momento transverso de deuterones y protones (izquierda), y entre antideuterones y antiprotones (derecha), calculada con HYDJET++.	57

4.6.	Razón entre antiprotones y protones calculada con HYDJET++ y comparada con los datos experimentales de PHENIX [53] (izquierda) y ALICE [52] (derecha). Se grafican líneas de referencia a 0.73 y 1.0.	59
4.7.	Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.	61
4.8.	Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.	62
4.9.	Razón antideuterones-deuterones calculada con HYDJET++ y comparada con los datos experimentales de PHENIX [43].	63
4.10.	Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 20 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [54] y BRAHMS [13]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.	64
4.11.	Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 20 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [54] y BRAHMS [13]. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.	65
4.12.	Comparación del parámetro de coalescencia de deuterones y antideuterones en $p_T = 1.3$ GeV/c, con otros experimentos a distintos valores de \sqrt{s} . Figura adaptada de [54].	67
4.13.	$R_{side}^2 R_{long}$ calculado en $p_T = 1.3$ GeV/c, y para distintas centralidades.	68
4.14.	Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de ALICE [56]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.	69
4.15.	Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de ALICE [56]. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.	70
4.16.	Ajuste del modelo térmico con valores finales de π , K , p , Λ , Ξ , Ω más el valor preliminar del deuterón. Figura tomada de ALICE Figure repository.	72
4.17.	Comparación del parámetro de coalescencia de deuterones y antideuterones en $p_T = 1.3$ GeV/c, con otros experimentos a distintos valores de \sqrt{s} . Figura adaptada de [54].	73
4.18.	Razón deuterón a protón en colisiones Pb-Pb medida por ALICE. No se observa una dependencia significativa con la centralidad. Los datos son comparados con medidas a menor energía obtenidas por el experimento PHENIX. Figura tomada de ALICE Figure repository.	74
4.19.	Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y el generador de coalescencia.	75

4.20. Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y el generador de coalescencia.	76
4.21. Comparación del parámetro de coalescencia de deuterones y antideuterones en $p_T = 1.3 \text{ GeV}/c$, con otros experimentos a distintos valores de \sqrt{s} . Figura adaptada de [54].	77
4.22. Radio del volumen efectivo de la fuente de deuterones calculado a través del B_2 para tres energías diferentes de colisión. Las tres líneas negras representan ajustes a los radios de la forma $\alpha/\sqrt{\beta p_T}$, como los observados en la interferometría HBT.	78
C.1. Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 10 – 20 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.	95
C.2. Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 10 – 20 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.	96
C.3. Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 20 – 40 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.	96
C.4. Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 20 – 40 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.	97
C.5. Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 10 – 20 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.	97
C.6. Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 10 – 20 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.	98
C.7. Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 20 – 40 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.	98
C.8. Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 20 – 40 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.	99

C.9. Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 40–60 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los deuterones. 99

C.10. Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 40–60 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones. 100

Índice de tablas

1.1.	Clasificación de leptones.	15
1.2.	Clasificación de quarks.	15
1.3.	Clasificación de bosones.	16
3.1.	Aceleradores de iones pesados. Tabla tomada y modificada de [18].	37
4.1.	Comparación del parámetro de coalescencia de deuterones en $p_T = 1.3$ GeV/c calculado por el generador de coalescencia y los valores reales. Los datos fueron tomados de [43] y [54].	66
4.2.	Comparación del parámetro de coalescencia de antideuterones en $p_T = 1.3$ GeV/c calculado por el generador de coalescencia y los valores reales. Los datos fueron tomados de [43] y [54].	66
4.3.	Comparación de la producción invariante (dN/dy) entre los datos y los resultados del generador de coalescencia. Datos tomados de [55].	66
4.4.	Comparación del parámetro de coalescencia de deuterones en $p_T = 1.3$ GeV/c calculado por el generador de coalescencia y los valores reales.	71
4.5.	Comparación del parámetro de coalescencia de antideuterones en $p_T = 1.3$ GeV/c calculado por el generador de coalescencia y los valores reales.	71
4.6.	Producción invariante (dN/dy) calculada por el generador de coalescencia.	71
4.7.	Producción invariante en $ y < 0.5$ para protones, deuterones y sus anti-partículas.	74
4.8.	Razón deuterón-protón y antideuterón-antiprotón para colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV. Parámetro de coalescencia calculado en $p_T = 1.3$ GeV/c	75

Introducción

Hace aproximadamente 13.7 billones de años comenzó la expansión del universo. Todas las formas de materia y energía tal y como las conocemos surgieron a partir de un estado de densidad y temperatura increíblemente gigantescas, una singularidad en el espacio-tiempo denominada *big bang*. Existen muchas especulaciones acerca de lo que sucedió en estas etapas tan tempranas del universo, pero lo que se sabe hasta el momento es que cerca de 10^{-37} segundos después de la gran explosión, ocurrió una inflación exponencial que una vez llegó a su fin, dejó al universo inmerso en un plasma de partículas elementales como quarks, antiquarks y gluones.

Al descender la temperatura esta forma de materia primordial, libre del confinamiento de color, se transformó en un gas de hadrones ligeros tales como piones y nucleones. No pasó mucho tiempo para que la mayoría de los hadrones decayeran, a excepción de (anti)protones y (anti)neutrones, que terminaron interactuando con electrones, positrones y neutrinos energéticos. El número de protones se sobrepuso al de los demás hadrones debido a su estabilidad, y comenzaron a unirse con los neutrones restantes para formar núcleos; así iniciaba la formación de elementos ligeros: *la nucleosíntesis primordial*. El deuterón, formado de un protón y un neutrón, fue el primer núcleo resultante, más adelante la combinación de dos deuterones produjo un núcleo de helio. Cuando el helio ya se había formado, la densidad de materia existente era lo suficientemente baja como para producir la síntesis de elementos más pesados, de aquí que la mayor parte del universo esta compuesta de hidrogeno y helio [1] [2].

A pesar de toda las observaciones astronómicas encaminadas a comprender cada etapa del origen de nuestro universo, existen aun grandes interrogantes sin resolver, el plasma de quarks y gluones, los mecanismos subyacentes a la transición del plasma hacia un gas de hadrones, y la posterior nucleosíntesis, son algunos ejemplos.

Para entender los procesos desarrollados en estas etapas del universo primario, es indispensable entender primero la física de partículas involucrada. En ese contexto, las colisiones ultrarelativistas de iones pesados abren un panorama sin precedentes, pues a excepción del big bang y de los núcleos de estrellas compactas, es el único fenómeno en la naturaleza que produce plasma de quarks y gluones, y es el único de los tres eventos que puede ser generado y estudiado controladamente en el laboratorio.

Las colisiones de núcleos a muy altas energías solo se logran usando aceleradores de tamaños monumentales y con la colaboración de numerosas comunidades científicas alrededor de todo el mundo. Dos ejemplos de esto son el acelerador RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) ubicado en el laboratorio nacional Brookhaven en New York, y el LHC (Large Hadron Collider) ubicado en CERN en la frontera franco-suiza. Dentro de cada acelerador hay un grupo de experimentos dedicados al análisis de los productos fi-

nales de las colisiones, que tienen el objetivo de investigar detalladamente la evolución total del plasma de quarks y gluones, desde su creación en una densa y extremadamente caliente materia nuclear (*fireball*), pasando por la expansión hidrodinámica y la hadronización, hasta llegar a la etapa final de *freeze-out* donde se forman núcleos ligeros como el deuterón, tritón, helio-3 y helio-4. El estudio de la producción de núcleos ligeros en este tipo de colisiones aporta información fundamental sobre la dinámica de las interacciones nucleares, y podría permitir entender lo que sucedió en las épocas tempranas del universo incluyendo la fase de nucleosíntesis.

Una de las principales características observadas en los experimentos sobre colisiones de iones pesados o de hadrones, es que las abundancias de los núcleos ligeros son mucho mayores a las predicciones de los modelos de dispersión. Lo anterior sugiere que existe un mecanismo de producción diferente que aun no ha sido considerado. Uno de los modelos que logra predecir la producción de núcleos ligeros en colisiones relativistas a energías intermedias es el modelo de coalescencia (el cual establece que un grupo de nucleones cerca en el espacio fase pueden unirse para formar un nucleón más complejo); sin embargo, a energías más altas las correlaciones en la posición y el momento de las partículas se vuelven significativas y las distribuciones cambian sustancialmente. Por este motivo, el objetivo de este trabajo es implementar un generador de núcleos ligeros, basado en el modelo de coalescencia, que pueda predecir los espectros de producción invariante en colisiones Au-Au a energías de 200 GeV y Pb-Pb a energías de 2.76 TeV y 5.5 TeV. El programa computacional basado en los trabajos de A. J. Baltz et al [3] y E. Serradilla [4], toma un grupo de protones y neutrones producidos por un generador de eventos montecarlo, y aplica una restricción sobre sus momentos y sus posiciones para formar un nuevo núcleo.

El primer capítulo introduce el tema de las colisiones ultrarelativistas de iones pesados. Inicia con un resumen sobre el modelo estándar, que muestra la organización de las partículas elementales, continua con una breve descripción cualitativa de la cromodinámica cuántica, las características principales de la fuerza fuerte y el confinamiento de color. Luego explica las condiciones bajo las cuales se produce el plasma de quarks y gluones, describe las colisiones de iones pesados, y finaliza enseñando las formas de identificación experimental del plasma con algunos resultados recientes. En el segundo capítulo se explica todo lo relacionado con el modelo de coalescencia, desde el modelo estadístico más simple hasta las consideraciones de la mecánica cuántica. En el tercer capítulo se describen los dos aceleradores de colisiones de iones pesados que han alcanzado hasta el momento las energías más altas, junto con los experimentos que han participado en la detección de núcleos ligeros y del plasma de quarks y gluones. También se incluye en este capítulo los resultados experimentales más relevantes sobre la producción de núcleos ligeros. El cuarto capítulo detalla las características del generador monte-carlo inicial, y el generador de núcleos ligeros creado para este trabajo. Luego se muestran los resultados de las simulaciones y se los compara con los datos existente hasta el momento. En el quinto capítulo se sintetizan las conclusiones, y por último se presentan los apéndices.

Capítulo 1

Colisiones de núcleos pesados

Una vez se llegó al afortunado descubrimiento de que era posible crear plasma de quarks y gluones en el laboratorio a través de las grandes densidades de energía depositadas por las colisiones ultrarelativistas de núcleos pesados, la exploración de este nuevo estado de la materia no se ha detenido. Grandes aceleradores de partículas se han construido con el objetivo, entre muchos otros, de recolectar información que ayude a entender a un nivel más profundo este fascinante tema. Hasta el momento muchos resultados nuevos e interesantes han surgido y continúan siendo estudiados. En este capítulo se da una introducción del modelo estandar de partículas elementales, colisiones de iones pesados y el plasma de quarks y gluones.

1.1. Modelo Estándar (SM)

Desarrollada desde de la mitad del siglo 20 mediante la contribución de avances teóricos y experimentales, el modelo estandar es una teoría cuántica de campos relativista, construida sobre principios de simetría fundamentales que constituye la unificación de tres de las cuatro fuerzas de la naturaleza: electromagnética, débil y fuerte [5]. El modelo estándar predice y clasifica de forma sistemática las partículas que existen en nuestro universo. Según este modelo hay dos clases de partículas elementales: bosones y fermiones.

Los fermiones son los bloques fundamentales que forman toda la materia conocida, y los bosones son los mediadores de las interacciones entre fermiones. Las partículas fermiónicas sin excepción tienen valores de espín semienteros, y por lo tanto se rigen por el principio de exclusión de Pauli. Por su parte las partículas bosónicas tienen valores de espín enteros, y no siguen este principio.

Los fermiones se clasifican en dos subgrupos: leptones y quarks. Los leptones, uno de los grupos más conocidos, está compuesto por 6 partículas: electrón (e^-), muón (μ), tauón (τ), neutrino electrónico (ν_e), neutrino muónico (ν_μ), y neutrino tauónico (ν_τ). Los leptones se clasifican en tres familias ó generaciones de acuerdo a la carga eléctrica (Q), número electrónico L_e , número muónico L_μ , y número tauónico L_τ (ver tabla 1.1).

Se debe añadir al conjunto anterior sus correspondientes antipartículas, por ejemplo en el caso del electrón su antipartícula es el positrón e^+ que tiene carga eléctrica positiva, y junto al electrón son los únicos leptones estables. La segunda y tercera generación de leptones difieren de la primera únicamente en sus masas y tiempos de vida; es decir, el muón es más masivo que el electrón y el tauón es más masivo que el muón y el electrón.

1.1. MODELO ESTÁNDAR (SM)

	l	L_e	L_μ	L_τ	Q	Masa $\times (c^2)$
Primera generación	e	1	0	0	-1	0,51 MeV
	ν_e	1	0	0	0	< 2 eV
Segunda generación	μ	0	1	0	-1	105,65 MeV
	ν_μ	0	1	0	0	< 2 eV
Tercera generación	τ	0	0	1	-1	1776,82 MeV
	ν_τ	0	0	1	0	< 2 eV

Tabla 1.1: Clasificación de leptones.

Las masas de los neutrinos aún no se han medido con precisión.

Por su parte el grupo de los quarks está compuesto por seis partículas; up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b) y top (t) que son clasificadas de acuerdo a la carga eléctrica (Q) y sus números cuánticos de sabor: (U), (D), (S), (C), (B), y (T) (tabla 1.2).

	q	D	U	S	C	B	T	Q	Masa $\times (c^2)$
Primera generación	d	-1	0	0	0	0	0	$-\frac{1}{3}$	2,3 MeV
	u	0	1	0	0	0	0	$\frac{2}{3}$	4,8 MeV
Segunda generación	s	0	0	-1	0	0	0	$-\frac{1}{3}$	95 MeV
	c	0	0	0	1	0	0	$\frac{2}{3}$	1,275 GeV
Tercera generación	b	0	0	0	0	-1	0	$-\frac{1}{3}$	4,65 GeV
	t	0	0	0	0	0	1	$\frac{2}{3}$	173,5 GeV

Tabla 1.2: Clasificación de quarks.

Los quarks son las únicas partículas elementales que experimentan todas las fuerzas fundamentales incluyendo la fuerza fuerte. Por lo tanto los quarks poseen carga de color, y presentan confinamiento; lo que significa, que no pueden ser observados o encontrados de forma individual en la naturaleza, sino en grupos denominados hadrones. Los hadrones se dividen en dos familias: los bariones, formados por tres quarks, y los mesones, compuestos por un quark y un antiquark. El protón y el neutrón son ejemplos de bariones, el protón que es además el único barión estable esta compuesto por dos quarks up y un quark down (uud), mientras que el neutrón está formado por dos quarks down y un quark up (ddu). Los mesones más ligeros e históricamente más conocidos son los piones ó mesones π . Los piones cargados π^+ y π^- son el conjunto de pares ($u\bar{d}$) y ($\bar{u}d$) respectivamente, y el pion neutral π^0 es una superposición de los pares ($u\bar{u}$) y ($d\bar{d}$). Todos los mesones son inestables.

Finalmente, cada interacción tiene uno o varios bosones mediadores. El fotón (γ) es el mediador de la fuerza electromagnética entre partículas con carga eléctrica, no tiene masa, y es descrito por la electrodinámica cuántica. Los bosones W^+ , W^- y Z^0 son los mediadores de la fuerza débil, que permite cambiar el sabor entre diferentes partículas como ocurre en el decaimiento beta, donde un quark d en un neutrón cambia a un quark u emitiendo un bosón W^- . En la interacción fuerte los bosones involucrados se llaman

gluones (g); existen ocho en total, y son partículas sin masa pero con carga de color, lo cual implica que participan de la interacción fuerte al igual que los quarks (ver tabla 1.3).

Una de las predicciones más importantes y controversiales del modelo estándar es la existencia de al menos un bosón escalar que explica las masas de las otras partículas elementales, pero sobre todo la diferencia entre la ausencia de masa por parte del fotón y los bosones masivos W y Z de la fuerza débil. El denominado bosón de Higgs¹ es uno de los pilares del modelo estándar, y resulta primordial para la física de partículas, por lo que se encuentra dentro de las principales investigaciones del LHC. A mediados del año 2012 los experimentos CMS y ATLAS del CERN publicaron resultados en los que se describe el hallazgo de una partícula con características similares al bosón de Higgs con una masa cercana a 125 GeV, lo que significa un triunfo inminente para el modelo estándar.

La fuerza gravitacional no ha sido incluida aun con éxito en el modelo estándar; sin embargo, se predice la existencia de un bosón mediador de dicha interacción: el gravitón.

Interacción	bosón	Carga eléctrica (e)	Masa $\times (c^2)$
Electromagnética	γ	0	0
Débil	W^+	+1	$80,385 \pm 0,015$ GeV
	W^-	-1	$80,385 \pm 0,015$ GeV
	Z^0	0	$91,1876 \pm 0,0021$ GeV
Fuerte	g	0	0

Tabla 1.3: Clasificación de bosones.

1.2. Cromodinámica cuántica (QCD)

La física de las interacciones fuertes, es decir la interacción de las cargas de color de quarks y gluones, es descrita por la teoría de la cromodinámica cuántica. En esta teoría, son relevantes únicamente los campos de quarks y gluones, y las partículas asociadas a esos campos, porque como se indicó en la sección anterior, son las únicas que poseen carga de color. La cromodinámica cuántica pertenece a una clase especial de teorías de campos, conocidas como teorías de campos de norma o *gauge*. Ésto significa que la interacción en dicha teoría, en este caso la interacción fuerte, se puede representar como una consecuencia de exigir a la lagrangiana que sea invariante bajo una transformación *gauge* local. Para mantener la invarianza bajo este tipo de transformaciones, los cuantos del campo gauge, es decir los gluones, no deben tener masa [6].

Existen tres clases de carga de color: rojo, verde y azul (no tienen ninguna relación física con los colores macroscópicos). Los quarks pueden cambiar su carga de color; por ejemplo, un quark up (u) azul puede transformarse en un quark up rojo mediante la intervención del gluón, que mantiene la conservación de la carga de color llevando una carga azul y una carga roja negativa (ver figura 1.1). Así un gluón lleva siempre una carga de

¹Nombrada así en honor a Peter Higgs, físico británico conocido por su proposición en los años 60 de la ruptura de la simetría en la teoría electrodébil, explicando el origen de la masa de las partículas elementales en general, y de los bosones W y Z en particular.

color y una de anticolor.

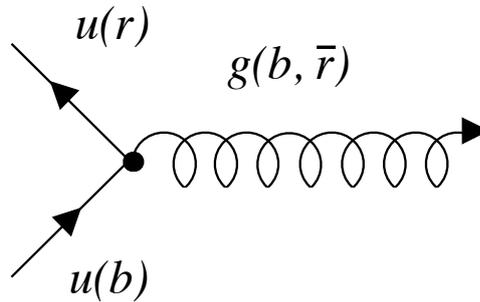


Figura 1.1: Diagrama de una interacción fuerte, indicando la conservación de carga de color. [7].

En principio pueden hacerse 9 combinaciones correspondientes a nueve tipos de gluones, pero esta organización no describe con éxito las observaciones experimentales. En cambio, en términos del grupo de simetría $SU(3)$, los nueve estados se transforman ahora en un octeto y un singlete de color. Un singlete de color se traduce en la existencia de un gluón sin masa y con un alcance infinito. Sin embargo, la fuerza fuerte es de corto alcance como lo demuestra el confinamiento de color, y por lo tanto solo deben existir ocho gluones, cuyos estados son representados por el octeto de color del grupo $SU(3)$ [7].

La cromodinámica cuántica tiene dos características muy especiales que la diferencian considerablemente de las demás teorías: El confinamiento de color y la libertad asintótica.

1.2.1. Libertad asintótica

A principios de los años 70 el acelerador lineal en la universidad de Stanford (SLAC), encontró las primeras evidencias que demostraban que el protón era una partícula compuesta por partículas elementales denominadas partones. A través de experimentos de colisiones inelásticas profundas, en los que un electrón de alta energía interactúa con un hadrón transfiriéndole una gran cantidad de momento, se puede determinar si el hadrón es una partícula fundamental o una partícula compuesta. Lo anterior se logra midiendo las distribuciones de momento y dirección finales del electrón resultante. De la misma forma como Rutherford descubrió que el átomo estaba compuesto por un núcleo muy masivo usando partículas alfa sobre un objetivo de oro, el grupo de investigación del SLAC usando electrones que tienen una longitud de onda más corta que las partículas alfa, logró escudriñar las entrañas de bariones y mesones probando así la existencia de quarks.

Además el SLAC encontró que cuando se transfiere una cantidad muy grande de momentum, los quarks dentro de los hadrones se comportan como partículas libres, tal y como lo había demostrado Bjorken [8] a finales de los años sesenta. Gross, Wilczek [9] y Politzer [10] establecieron que una teoría de norma no abeliana como lo es la cromodinámica cuántica, puede describir un sistema en el que a cortas distancias la interacción es casi inexistente, pero a grandes distancias la interacción es muy fuerte. Ellos descubrieron que la teoría QCD posee la propiedad de la libertad asintótica, y se manifiesta a

través de la constante de acoplamiento α cuando la cantidad de momento transferido $|q^2|$ aumenta.

$$\alpha(|q^2|) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 + \alpha(\mu^2) \frac{(11n-2f)}{12\pi} \ln\left(\frac{|q^2|}{\mu^2}\right)}, \quad (|q^2| \gg \mu^2)$$

Aquí n es el número de colores, f es el número de sabores y $\alpha(\mu^2)$ es el valor de referencia de la constante de acoplamiento, para el cual se cumple que: $\alpha(\mu^2) < 1$. En el modelo estándar $n = 3$ y $f = 6$. En éste régimen en el que la distancia de interacción es muy corta, y α es pequeña, es posible hacer cálculos perturbativos basados en la expansión en series de potencias de la constante de acoplamiento, y obtener buenos resultados.

1.2.2. Confinamiento

Ya se ha mencionado anteriormente que no existen observaciones de un quark individual, debido a que no es posible aislarlo. En la naturaleza solo se pueden encontrar partículas con color neutro, tales como bariones o mesones; y ya que los quarks tienen una carga de color no neutra, entonces deben estar confinados dentro de los hadrones. Si se intenta separar dos quarks, básicamente a través de colisiones a altas energías, los gluones forman un campo de color cada vez más fuerte a medida que los quarks se separan, hasta el punto que resulta energéticamente más eficiente producir un nuevo par quark-antiquark. Ahora se tienen dos nuevos hadrones cada uno con dos quarks confinados dentro de ellos, éste proceso se conoce como hadronización. El potencial de una interacción quark-quark tiene la siguiente forma [11].

$$V(r) = -\frac{4\alpha(r)\hbar c}{3r} + kr$$

Donde k es la constante de tensión de color. En el régimen en el que la distancia de interacción es más larga, el término dominante es lineal debido a los gluones que actúan como resortes acumulando cada vez mayor energía. En este punto la constante de acoplamiento es mayor y ya no es posible aplicar un tratamiento perturbativo. Algunos modelos surgen como alternativa a este inconveniente, entre los más estudiados se encuentran *lattice QCD* y el *bag model* ó modelo de la bolsa.

1.3. Plasma de quarks y gluones

El confinamiento se cumple para temperaturas y densidades de materia nuclear normales. Sin embargo la cromodinámica cuántica predice un estado de la materia llamado plasma de quarks y gluones, en el cual los quarks ya no están confinados dentro de los hadrones.

Para entender las circunstancias bajo las cuales este nuevo estado de la materia se forma, es útil usar el modelo de la bolsa, que contiene las características esenciales en la descripción de la fenomenología de quarks en hadrones. En el *bag model* se considera a los quarks y gluones como partículas sin masa dentro de una bolsa de dimensiones finitas, y como partículas con masa infinita fuera del dominio de la bolsa. El confinamiento en este modelo no es más que el resultado del balance entre la presión exterior y la presión

interior debida a la energía cinética de los quarks y gluones. La presión exterior B es una cantidad fenomenológica introducida para tomar en cuenta los efectos no perturbativos de la cromodinámica cuántica. Se puede estimar la magnitud de la presión sobre la bolsa, considerando fermiones libres y sin masa en una cavidad esférica de radio R (ver apéndice B.1), en cuyo caso su valor está entre 145 MeV y 235 MeV.

Ahora es simple entender a partir del modelo de la bolsa, que si la presión interior de quarks y gluones incrementa, llegará el momento en el que la presión exterior B sea menor, y ya no podrá contener a los quarks y gluones dentro de ella. En este punto deja de existir el confinamiento de color y se produce el plasma de quarks y gluones. La gran presión necesaria para vencer a la presión exterior B puede producirse de dos formas:

- Cuando la temperatura de la materia contenida es alta, y/o
- Cuando la densidad del número bariónico sea también grande.

1.3.1. Plasma de quarks y gluones a alta temperatura

En este caso se considera al sistema de quarks y gluones en equilibrio térmico a una temperatura T dentro de un volumen V . Para estimar la temperatura que se debe alcanzar para formar un plasma de quarks y gluones, se considera un sistema ideal en el que las partículas involucradas no interactúan entre si y no tienen masa. Además, el número de quarks y antiquarks es el mismo. Para este sistema es sencillo encontrar la presión, pues se calcula a través de las estadísticas de bosones y fermiones, la contribución de cada especie (quarks, antiquarks y gluones) para luego sumarlas y obtener (ver apéndice B.2).

$$P = g_{total} \frac{\pi^2}{90} T^4,$$

donde

$$g_{total} = [g_g + \frac{7}{8} \times (g_q + g_{\bar{q}})]$$

aquí g_g , g_q y $g_{\bar{q}}$ son los números de degeneración de los gluones, quarks y antiquarks respectivamente. Para calcular sus valores se debe tener en cuenta que existen 8 gluones, cada uno con 2 posibles polarizaciones, además $g_q = g_{\bar{q}} = N_c N_s N_f$ donde $N_c = 3$ es el número de colores, $N_s = 2$ es el número de espín, y $N_f = 2$ ó 3 es el número de sabores. Tomando el número de sabores como 2 se obtiene $g_{total} = 37$ y la presión es.

$$P = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4$$

A partir de la ecuación anterior, la temperatura crítica a la cual la presión del sistema de quarks y gluones es igual a la presión B de la bolsa es.

$$T_c = \left(\frac{90}{37\pi^2} \right)^{(1/4)} B^{1/4}$$

Si se toma el valor $B^{1/4} = 206$ MeV, calculado en el apéndice B.1, la temperatura crítica será $T_c = 144$ MeV, que es 100000 veces la temperatura en el interior del sol. Una

vez el sistema descrito supera ésta temperatura crítica, la presión se desequilibra a favor de los quarks y gluones rompiéndose el confinamiento y generándose el nuevo estado de materia [6].

1.3.2. Plasma de quarks y gluones a alta densidad bariónica

Ahora se estudiará la segunda posibilidad de generar un plasma de quarks y gluones. Debido al principio de exclusión de Pauli, diferentes fermiones deben ocupar distintos estados cada uno con un conjunto definido de números cuánticos. Así, a medida que la densidad de quarks aumenta, estos deben ocupar cada vez estados con mayor momento. El gas de quarks adquiere de esta forma una presión debido a la degeneración de sus estados que se incrementa con la densidad de fermiones, incluso cuando la temperatura es cero. Una vez la presión interior es mayor a la presión sobre la bolsa que contiene a los quarks como consecuencia de la enorme densidad bariónica, se presenta el nuevo estado de materia sin confinamiento de color.

Puede determinarse el orden de magnitud de la densidad bariónica a $T = 0$, considerando un gas de quarks degenerado en el que se desprecia las contribuciones de antiquarks y gluones. La presión de este gas de quarks esta dada por (ver apéndice B.3):

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

Cuando la presión del gas de quarks es igual a la presión sobre la bolsa ($P_q = B$), se puede calcular la densidad bariónica crítica.

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

por lo tanto,

$$n_{q_c} = 4 \left(\frac{g_q}{24\pi^2} \right)^{1/4} B^{3/4}$$

Y ya que cada quark lleva un número bariónico $1/3$, la correspondiente densidad bariónica crítica es:

$$n_{B_c} = \frac{4}{3} \left(\frac{g_q}{24\pi^2} \right)^{1/4} B^{3/4}$$

Si se considera que el plasma de quarks y gluones surge de materia nuclear ordinaria que contiene únicamente quarks up y down, el número de degeneración es $g_q = (3 \text{ colores}) \times (2 \text{ espines}) \times (2 \text{ sabores}) = 12$. Para la presión B calculada en el apéndice B.1, la densidad bariónica crítica es $n_{B_c} = 0.72/fm^3$, con un momento $\mu_{q_c} = 434 \text{ MeV}$. La densidad crítica es aproximadamente cinco veces la densidad nuclear normal en equilibrio.

En resumen, hasta ahora se han discutido dos casos particulares bajo los cuales se puede producir un plasma de quarks y gluones. El primero, cuando la temperatura es alta y la densidad bariónica es cero, y el segundo, cuando la densidad bariónica es alta y la temperatura es cero. Condiciones tan extremas y singulares solo pueden surgir en eventos muy especiales en la naturaleza como por ejemplo: el origen del universo, el centro de estrellas compactas, y la colisión de iones pesados a energías relativistas.

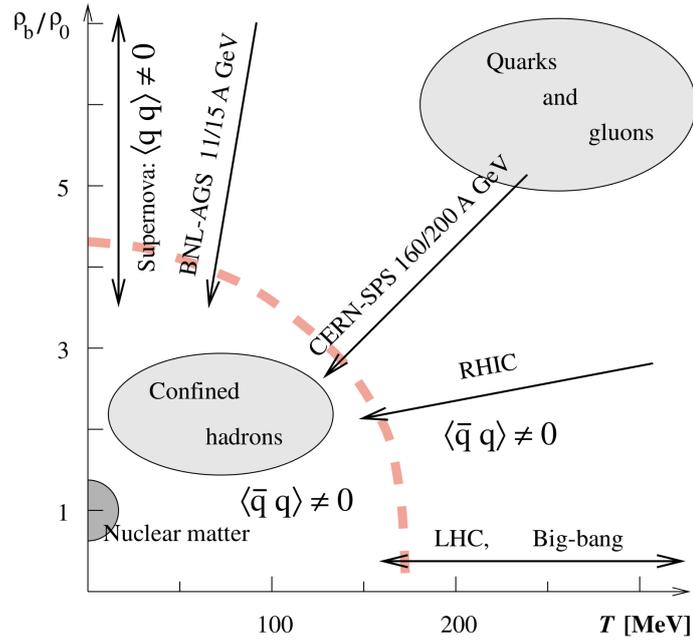


Figura 1.2: Diagrama de fase del plasma de quarks y gluones en el plano de la densidad bariónica absoluta y la temperatura [12].

Para el universo temprano las condiciones son más cercanas al primer caso estudiado, porque se estima que aproximadamente $1 \mu s$ después de la gran explosión, existió un estado de plasma de quarks y gluones con una densidad bariónica muy baja, del orden de $N_b/N \sim 10^{-10}$ (N incluye todas las partículas). Por otra parte, las condiciones en las estrellas compactas son más cercanas al segundo caso, pues en este límite es la densidad bariónica la que domina (estrellas de neutrones). Sin embargo, en las colisiones de iones pesados las condiciones pueden cubrir diferentes regiones de temperatura y densidad bariónica. Por ejemplo, se estima que el tiempo de vida del plasma de quarks y gluones en colisiones de iones es del orden de 10^{-23} s, y la densidad de bariones es del orden de $N_b/N \sim 10^{-1}$.

Si se construye un diagrama en el espacio fase de la temperatura y la densidad bariónica como el que se muestra en la figura 1.2, se puede observar los casos especiales mencionados en las dos últimas secciones que corresponden a los puntos máximos sobre cada eje, como también el lugar que ocupan los eventos cosmológicos y nucleares de acuerdo a sus características.

1.4. Colisiones de núcleos pesados a altas energías

En una colisión de iones pesados ocurren múltiples colisiones de nucleones. Es decir, un nucleón perteneciente a uno de los núcleos participantes² choca con muchos nucleones del otro núcleo participante y en el proceso deposita una gran cantidad de energía en la región de colisión. A esta energía depositada se le llama *nuclear stopping power* y depende del

²Los núcleos participantes son los que se ven envueltos directamente en las colisiones e interactúan fuertemente entre ellos. Por otro lado los núcleos espectadores no toman parte en las colisiones excepto por interacciones de Coulomb.

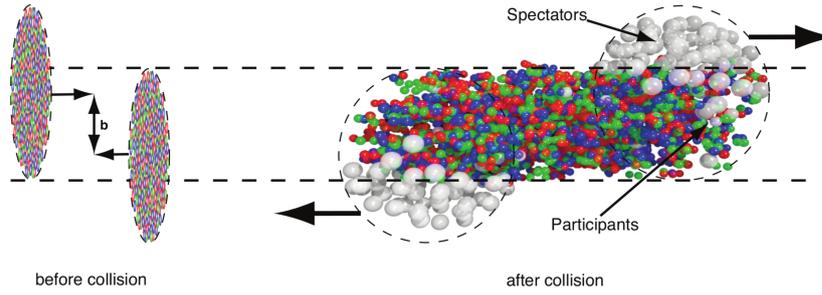


Figura 1.3: Ilustración de una colisión de iones pesados. Los discos planos, debido a la contracción de Lorentz, representan los núcleos que chocan con un parámetro de impacto \mathbf{b} , dando lugar a nucleones participantes y espectadores. Figura tomada de [13].

tamaño del núcleo (pues a mayor longitud, el nucleón sufrirá mayor número de colisiones), y de la energía inicial.

Para describir la dinámica de las colisiones de núcleos pesados se consideran múltiples colisiones de bariónes a lo largo de la dirección del proyectil. Aunque un barión que pertenece a un núcleo puede llegar a estar excitado, y puede en principio tener una sección eficaz diferente cuando pasa a través del otro núcleo, se puede entender muchos de los conceptos geométricos del proceso de colisión si se asume que la sección eficaz básica de una colisión barión-barión es la misma cuando el barión atraviesa el núcleo. El ejemplo más conocido de esta clase de descripción es el modelo de Glauber, que provee una relación cuantitativa entre la configuración geométrica del núcleo y el número de participantes.

Una de las variables más importantes dentro de la geometría de las colisiones de partículas que ayuda a comprender la colisión, es el parámetro de impacto³ \mathbf{b} (ver figura 1.3). Cuando el parámetro de impacto es grande, corresponde a una colisión periférica donde una región pequeña del núcleo se superpone. Si el parámetro de impacto es pequeño, corresponde a una colisión central con una región grande de superposición. Ya que no es posible medir directamente el parámetro de impacto, se utiliza una técnica experimental que clasifica las colisiones en lo que se denomina clases de centralidad de acuerdo a la multiplicidad⁴. Las colisiones con la mayor multiplicidad se definen como las más centrales y las que tienen menor multiplicidad se consideran las menos centrales ó periféricas.

El parámetro de impacto está correlacionado a la centralidad de la colisión de acuerdo a [13]:

$$c = \frac{1}{\sigma_{in}} \int_0^{b_c} \frac{d\sigma_{in}(b)}{db} db$$

Donde c es la centralidad, σ_{in} es la sección eficaz nuclear e inelástica total, $d\sigma_{in}(b)/db$ es la sección eficaz diferencial y b_c es un límite en el parámetro de impacto. Entonces la centralidad c representa la probabilidad de que ocurra una colisión con un parámetro de impacto $b \leq b_c$. Para una esfera sólida ($\frac{d\sigma_{in}(b)}{db} = 2\pi b \times db$), y considerando los núcleos involucrados idénticos y esféricos, la centralidad se puede expresar como:

³Distancia transversal entre el centro de cada núcleo.

⁴La multiplicidad se define como el número total de partículas cargadas producidas en una colisión.

$$c = \frac{\int_0^{b_c} 2\pi b \times db}{\int_0^{2R} 2\pi b \times db}$$

$$c = \frac{b_c^2}{4R^2}$$

Donde R es el radio del núcleo. Se conoce que $R = R_0 A^{1/3}$ [14]. Tomando $R_0 = 1.2$ fm y $A = 197$ para un núcleo de oro (Au), se obtiene $R = 7.0$ fm. Así, una centralidad por ejemplo de 0 – 20 % corresponde a un parámetro de impacto menor a 6.3 fm en colisiones $Au + Au$.

En las colisiones de iones pesados la pérdida de energía nuclear ó *nuclear stopping power* puede ser observada como el desplazamiento de la distribución de rapidez de los nucleones incidentes hacia la región central; es decir, al punto cero de rapidez que representa el centro de masa de la colisión. Esta relación se puede justificar porque la región central de rapidez está asociada con la región central espacial alrededor del punto $z \sim 0$ (ver apéndice A.2), donde z representa el eje coordenado paralelo al haz de colisión. Así, la forma de la distribución de rapidez es de manera indirecta la forma de la distribución espacial de la colisión que entrega información importante de la energía depositada.

Ya se había mencionado antes que existe una relación entre la energía inicial de la colisión, y la pérdida de energía nuclear. En la figura 1.4 se puede ver esta relación a través de las distribuciones de rapidez. Es claro que a medida que la energía de centro de masa aumenta, la distribución deja de tener un pico pronunciado alrededor de cero y pasa a ser una distribución casi plana en esta región, con unos pequeños picos cerca al valor de rapidez de los haces que chocan. Lo anterior indica que se presenta una saturación de la energía depositada y los núcleos incidentes no pierden toda su energía cinética en el momento de la colisión, sino que empujan al núcleo oponente en dirección contraria. Se dice entonces, que el proceso pasa de ser una colisión nuclear en la cual la energía inicial es depositada en una región del espacio, a una colisión nuclear transparente.

Existen dos modelos exitosos en la descripción de estos dos tipos de colisiones: La descripción de Landau [15], que explica el primer tipo de colisiones y la descripción de Bjorken [16], que detalla las colisiones nucleares transparentes.

1.4.1. Descripción de Landau

Basándose en una idea propuesta por Fermi en 1950 [17] que sugería aplicar la termodinámica a la producción de mesones en colisiones de altas energías, Landau propuso una descripción del proceso de colisión y la subsecuente expansión del sistema en términos de hidrodinámica relativista. El proceso se describe en las siguientes etapas (ver figura 1.5):

1. Cuando dos núcleos chocan se forma un sistema complejo que libera energía en un volumen pequeño sujeto a una contracción de Lorentz en la dirección longitudinal. En el instante de la colisión se forma un gran número de partículas, y por lo tanto el camino libre medio es pequeño en comparación con el tamaño del núcleo. El sistema adquiere un equilibrio estadístico.

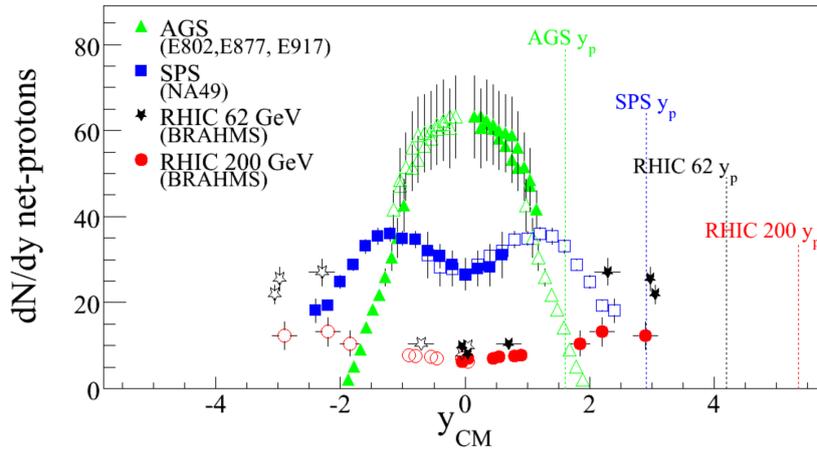


Figura 1.4: Distribución de rapidez para diferentes experimentos de colisiones de iones pesados. Figura tomada de [13].

2. La segunda etapa de la colisión, consiste en la expansión del sistema. Esta expansión puede ser considerada como el movimiento de un fluido perfecto (cero viscosidad y cero conductividad térmica). Durante el proceso de expansión el camino libre medio permanece pequeño comparado con el tamaño del núcleo, esto justifica el uso de la hidrodinámica relativista. Las partículas son formadas y absorbidas en el sistema a través de la primera y segunda etapa.
3. A medida que el sistema se expande la interacción llega a ser cada vez más débil y el camino libre medio más largo. El número de partículas surge como una característica física cuando la interacción es suficientemente pequeña. Cuando el camino libre medio es comparable con las dimensiones lineales del sistema, entonces ocurre la hadronización también conocida como etapa de "freeze out". La expansión es adiabática pues se consideró el sistema como un fluido perfecto.

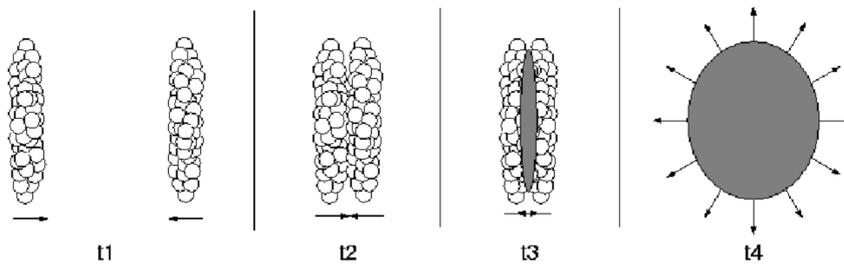


Figura 1.5: Representación de una colisión de núcleos pesados, según la descripción de Landau. Figura tomada de [13].

Las colisiones de iones pesados en el régimen de energías para las cuales la descripción de Landau es apropiada, pueden formar plasma de quarks y gluones con altas densidades bariónicas, como era de esperarse por sus características.

1.4.2. Descripción de Bjorken

Cuando la energía de los núcleos incidentes crece significativamente, la descripción de Landau debe ser reemplazada porque aún después de las colisiones sufridas los bariones dentro de los núcleos tienen momento suficiente para alejarse unos de otros a lo largo de la dirección de colisión (ver figura 1.6). La energía perdida por los bariones es depositada en una pequeña región del espacio, cerca a $z = 0$, en un tiempo muy corto. La materia creada en la región de colisión tiene una alta densidad de energía, pero un contenido bariónico neto muy pequeño. Como la densidad bariónica en el comienzo del universo fue muy baja, este tipo de plasma de quarks y gluones resulta interesante en el campo de la astrofísica.

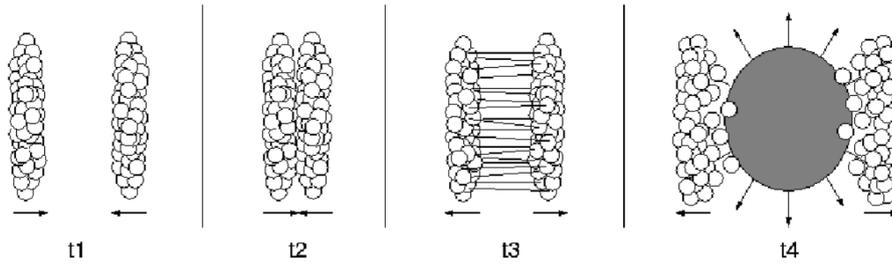


Figura 1.6: Representación de una colisión de núcleos pesados, según la descripción de Bjorken. Figura tomada de [13].

La descripción de Bjorken se diferencia de la descripción de Landau en dos aspectos: La afirmación de la existencia de partones (quarks y gluones) dentro de los hadrones, y la dilatación del tiempo de las partículas producidas.

La existencia de quarks y gluones dentro de los hadrones introduce una restricción al tamaño de los núcleos involucrados en la colisión, pues a pesar de la enorme cantidad de momento que llevan, la contracción de Lorentz no podrá sobrepasar el límite impuesto por el principio de incertidumbre a energías ultrarelativistas. Se sabe que el momento de los partones es del orden de 200 GeV, por lo tanto $\Delta z \geq \frac{1}{p} \approx 1$ fm.

Para entender la dilatación del tiempo de las partículas producidas, se debe comprender que después de la colisión de núcleos se crea un campo de cargas de color altamente excitado para el cual toma cierto tiempo (τ_{de}) convertirse en partículas reales como quarks y gluones. El tiempo de des-excitación es comunmente menor o igual a una fracción de 1 fm. Para $0 < \tau < \tau_{de}$ se dice entonces que el estado de la materia está en la etapa de pre-equilibrio (ver figura 1.7).

Ya que τ_{de} se define en el sistema en reposo de cada partícula, en el sistema centro de masa el tiempo propio es $\tau = \tau_{de}\gamma$, donde γ es el factor de Lorentz de las partículas. La transformación anterior implica que las partículas con menor velocidad surgen primero y aparecen cerca al punto de colisión, mientras que las partículas más veloces surgen tiempo después, lejos del punto de colisión. A este fenómeno, que no se considera en la descripción de Landau, se le llama *inside-outside cascade*.

Cuando se alcanza el tiempo propio τ_0 ($> \tau_{de}$) ya se ha constituido un sistema en equilibrio, en el cual se presenta el plasma de quarks y gluones (ver figura 1.7). El sistema se expande y es posible describir esta expansión a través de la hidrodinámica relativista.

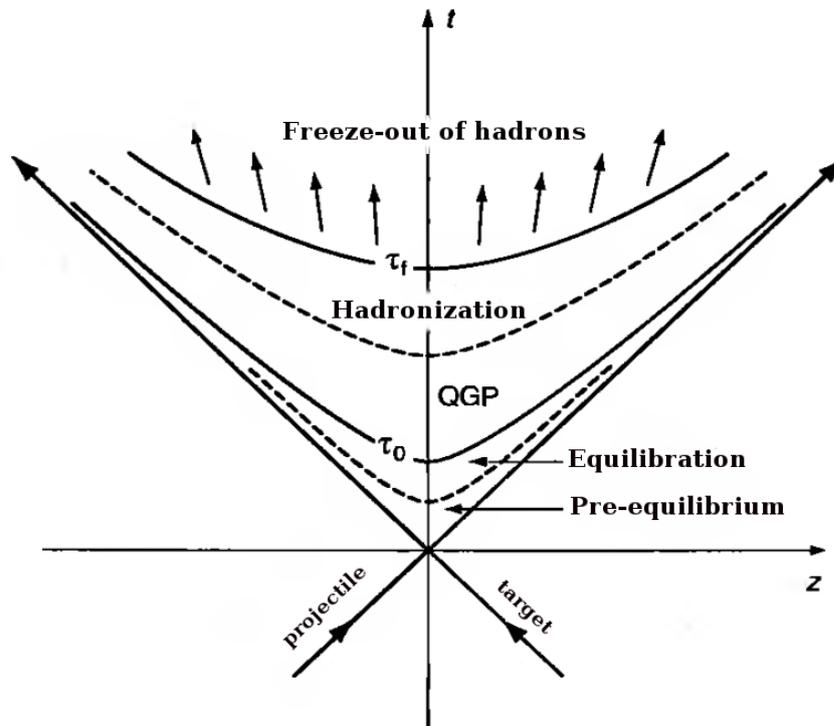


Figura 1.7: Diagrama del cono de luz de la evolución espacial longitudinal y en el tiempo de una colisión ultrarelativista de iones pesados. Las curvas a diferentes tiempos propios se representan como hipérbolas. Figura modificada y tomada de [18].

Si el sistema se considera un fluido perfecto, la densidad de energía local y la presión son suficientes para parametrizar los valores esperados; pero si no se considera un fluido perfecto, se requiere información extra como la viscosidad o la conductividad térmica.

Después de la expansión hidrodinámica el sistema alcanza a un tiempo $\tau = \tau_f$ la etapa de *freeze-out*. El tiempo libre medio del plasma de partículas llega a ser más grande que el tiempo invertido en la expansión del plasma rompiéndose así el equilibrio térmico local. De los procesos desarrollados después de la colisión, el periodo $\tau_0 < \tau < \tau_f$ es físicamente el más interesante, porque es donde toma lugar la evolución y la transición de fase del plasma de quarks y gluones a un plasma de hadrones. Una vez ocurre la hadronización, los mesones y bariones creados pueden eventualmente ser observados en detectores.

1.5. Plasma de quarks y gluones en colisiones de iones pesados

En la sección anterior se discutió la evolución de la materia producida a partir de colisiones de núcleos pesados a altas energías. Dentro de este recorrido, resalta la transformación de la fase hadrónica en la fase del plasma de quarks y gluones. El objetivo de producir este estado de materia a través del método mencionado, no es otro sino revelar la información necesaria que permita identificar el plasma y entender su comportamiento y sus propiedades. La detección de los productos finales de las interacciones que se llevaron a cabo durante el tiempo en el que el plasma de quarks y gluones existió, representa el

mecanismo que hace posible cumplir con dicho objetivo.

Es de conocimiento general que no existe una única señal que permita una identificación completa y unívoca de la fase del plasma de quarks y gluones. Lo que se lleva a cabo entonces es la recolección de un conjunto de datos, que analizados según los procesos que se espera sucedan en esta etapa indican la presencia del plasma.

En las secciones siguientes se examinará algunos de estos procesos y los resultados que arroja el experimento. Ciertas cantidades medidas experimentalmente como la energía transversa dE_T/dy , la multiplicidad de hadrones dN/dy , y el momento transverso promedio $\langle p_T \rangle$, corresponden indirectamente a la densidad de energía ϵ , la entropía s , y la temperatura T respectivamente. Una figura que contenga una o más de estas variables, mostrará seguramente características importantes de los procesos.

A continuación se describirá algunos de los procesos que buscan el plasma de quarks y gluones y sus resultados.

1.5.1. Diagnóstico de QGP usando hadrones

Los hadrones en el estado final de la colisión son los más abundantes y la fuente dominante de información sobre las etapas tempranas del choque. Sin embargo los hadrones tienen interacciones aun en el estado final, lo cual afecta significativamente dicha información. En seguida se repasa algunas técnicas para la identificación y cuantificación del plasma de quarks y gluones.

Reducción de hadrones con alto p_T

Una de las primeras indicaciones de la existencia de QGP es la reducción en la producción de hadrones que poseen alto momento transverso en colisiones de iones pesados, comparadas con los producidos en colisiones de protones. Este efecto proviene de la disminución del momento transverso de los hadrones como resultado de la energía perdida al radiar gluones (al igual que el fenómeno de bremsstrahlung en electromagnetismo), después de interactuar con un medio altamente denso de cargas de color libres. Experimentalmente se puede medir esta relación a partir del factor de modificación nuclear, definido como la razón entre la producción de hadrones cargados en el plano transverso de colisiones de núcleos y de colisiones de protones, normalizado por el número promedio de colisiones binarias $\langle N_{bin} \rangle$:

$$R_{AA} = \frac{1}{N_{bin}} \frac{d^2 N / dp_T d\eta_{AA}}{d^2 N / dp_T d\eta_{pp}}$$

En la figura 4.5 se muestran los resultados de los experimentos BRAHMS [19] y PHENIX [20] del acelerador RHIC, que indican la reducción de hadrones para $P_T > 2$ GeV. Idealmente, en la ausencia de cualquier colisión elemental dentro de una colisión nuclear R_{AA} debería ser 1 a alto P_T . Debido a que el fenómeno de reducción de hadrones se presenta por interacciones fuertes, no se observa reducción de fotones a alto P_T .

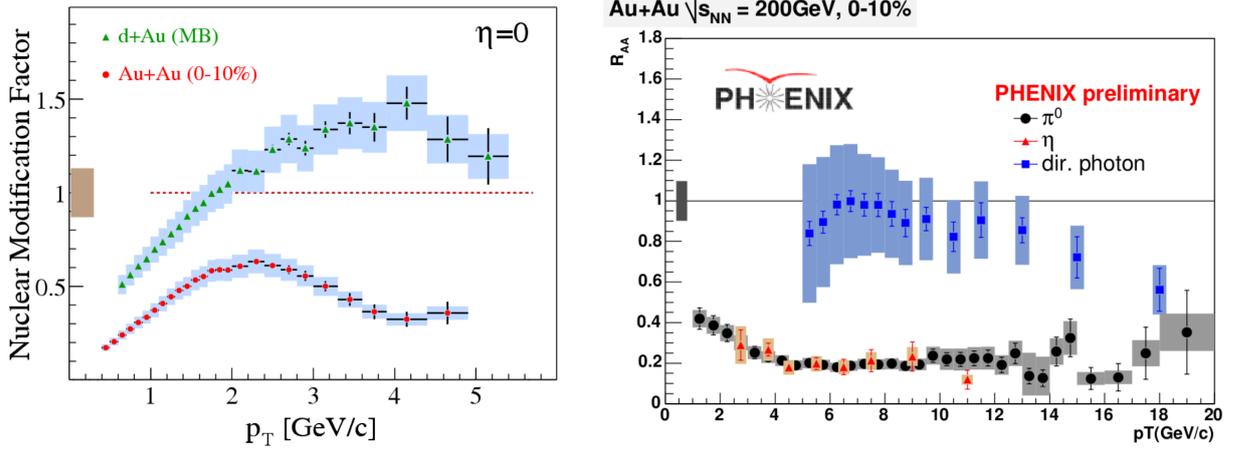


Figura 1.8: Imagen del factor de modificación nuclear medido por del experimento BRAHMS en colisiones Au+Au y d+Au. La disminución de hadrones se presenta en colisiones Au+Au. Figura tomada de [19] b.) Factor de modificación nuclear medido por del experimento PHENIX en colisiones Au+Au para los mesones π , η y para fotones. Figura tomada de [20].

Desaparición de jets

La interacción de partones y materia puede ser observada indirectamente a través de los denominados jets⁵. Se ha encontrado en colisiones de hadrones, que cualquier par de jets de alta energía se producen en direcciones opuestas y pueden ser observados a diferentes ángulos azimutales a través de las correlaciones de hadrones con alto momento transverso. Sin embargo en el caso de colisiones de iones pesados, uno de los jets emitido atraviesa el plasma de quarks y gluones y desaparece al interactuar con el medio denso de cargas de color, perdiendo toda su energía por emisión de gluones (ver figura 1.9).

Flujo elíptico

Al movimiento colectivo de partículas dentro de la densa región que constituye el plasma de quarks y gluones se le llama flujo. Existen tres tipos de flujo: directo, elíptico y radial. Los flujos directo y elíptico son más relevantes cuanto más periféricas son las colisiones, pues en esas condiciones la asimetría espacial inicial debida a la superposición de los núcleos que chocan es más pronunciada, causando que la materia sea expulsada o que rebote en ciertas direcciones. En colisiones centrales la simetría espacial de la colisión prohíbe estos efectos.

Experimentalmente la distribución azimutal de la emisión de partículas es analizada con respecto a plano de la reacción (ver figura 1.10), en términos de una expansión de Fourier de la siguiente forma:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 n}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\phi - \Psi_r)) \right)$$

Donde ϕ es el ángulo azimutal de la partícula y Ψ_r es el ángulo azimutal del plano de reacción en el sistema de referencia del laboratorio. El primer coeficiente en la expansión

⁵Cono delgado compuesto por un conjunto de hadrones y otras partículas, producido en la hadronización de un quark o un gluón después de una colisión.

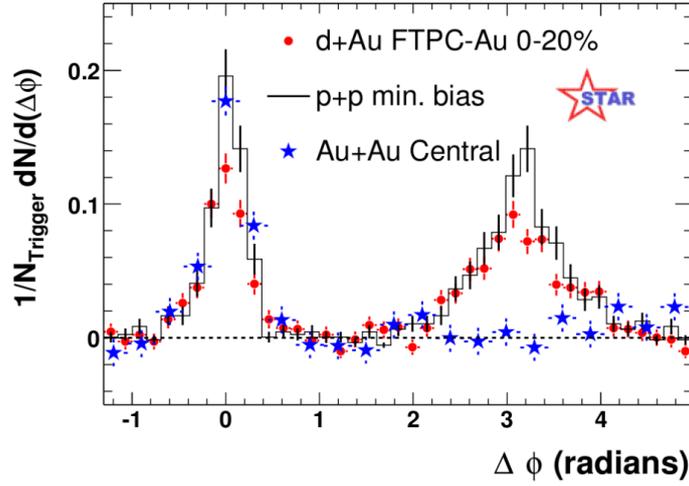


Figura 1.9: Resultado del experimento STAR en colisiones Au+Au. En la figura se observa que el jet que viaja la distancia más corta ($\Delta\phi \sim 0$), se superpone sobre el jet que hizo el recorrido más largo en el medio ($\Delta\phi \sim \pi$). No sucede lo mismo en colisiones p+p ó d+Au. Figura tomada de [21] [22].

v_1 cuantifica la fuerza del flujo dirigido, mientras el segundo armónico v_2 cuantifica la fuerza del flujo elíptico. Los resultados de RHIC demuestran que el flujo elíptico medido solo se puede explicar si el sistema alcanza el equilibrio en menos de 1 fm/c, tiempo en el cual el tamaño de la densidad crítica es un orden de magnitud más alto que el necesario para romper el confinamiento de color, lo cual concluye que se creó un plasma de quarks y gluones.

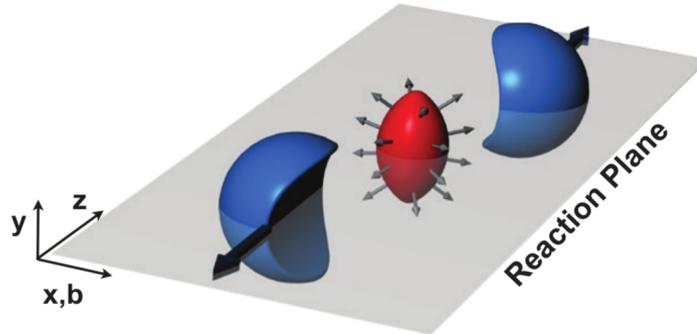


Figura 1.10: Plano de reacción. Figura tomada de [13].

Interferometría del QGP

La interferometría de partículas idénticas fue introducida originalmente como interferometría óptica de intensidad por Hanbury-Brown y Twiss (1959). El método HBT se ha convertido en una herramienta muy útil en el estudio de la estructura espacio-temporal de fuentes en astronomía, física nuclear y materia condensada.

En el caso específico de la formación de un plasma de quarks y gluones en colisiones de iones pesados, el método puede ser aplicado para calcular, con una delicada interpreta-

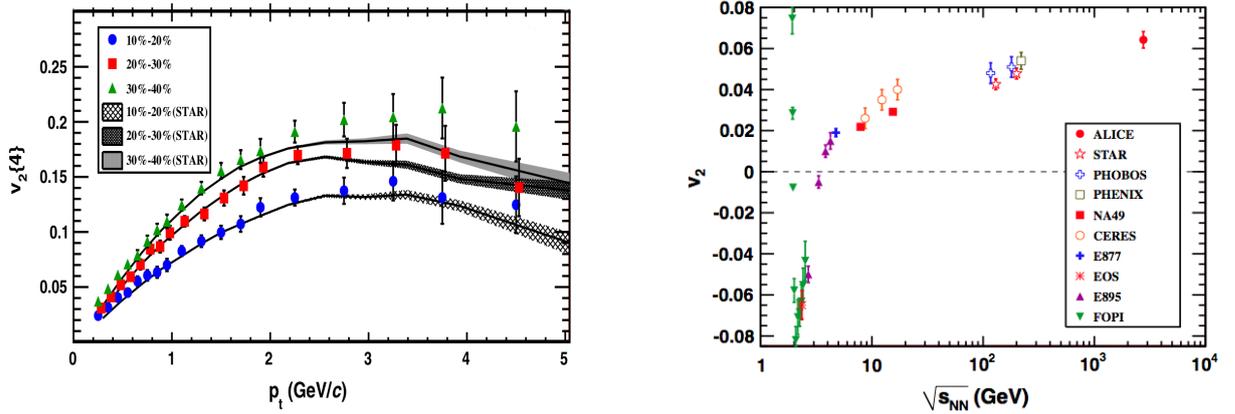


Figura 1.11: Derecha: Flujo elíptico obtenido por ALICE para varias centralidades comparado con las medidas del experimento STAR. Los datos en el bin de centralidad 20 – 30 han sido desplazados para su visibilidad. Izquierda: Flujo elíptico integrado a 2,76 TeV en colisiones Pb-Pb para una centralidad de 20 – 30, comparado con resultados a bajas energías tomando centralidades similares [23].

ción, el volumen homogéneo del plasma y el tiempo de vida considerando únicamente las funciones de correlación de dos bosones (piones). El aumento en la producción de piones en el espacio fase debido al comportamiento estadístico (estadística de Bose-Einstein), lleva a un exceso de pares de bosones. El ancho del exceso es inversamente proporcional al tamaño del sistema desacoplado, es decir sin confinamiento de color. El radio de la fuente de piones es medida en tres dimensiones: a lo largo del eje del haz (R_{long}), a lo largo del momento transverso del par (R_{out}), y en una dirección perpendicular a las dos anteriores (R_{side}). Para el experimento ALICE del LHC (ver figura 1.12) la similitud entre R_{out} y R_{side} indica una duración corta de la emisión del plasma (emisión explosiva), y concluye que el tiempo en el cual la emisión alcanza su máximo con respecto al primer encuentro es 10 a 11 fm/c.

1.5.2. Diagnóstico de QGP usando leptones y fotones

A través de leptones y fotones se puede conocer el interior del plasma de quarks y gluones, ya que a diferencia de los hadrones estas partículas no sufren interacciones fuertes en sus estados finales. Existen básicamente tres fuentes de leptones y fotones en colisiones relativistas de iones pesados: las colisiones iniciales de partones, la producción térmica en el plasma caliente, y el decaimiento de los hadrones producidos.

Producción de pares de leptones

En el plasma de quarks y gluones un quark puede interactuar con un antiquark para formar un fotón virtual γ y decaer en seguida a un leptón l^- y un antileptón l^+ . Este par de leptones surge de las colisiones iniciales de partones, y se conoce como el mecanismo de Drell-Yan que puede ser explicado mediante métodos perturbativos.

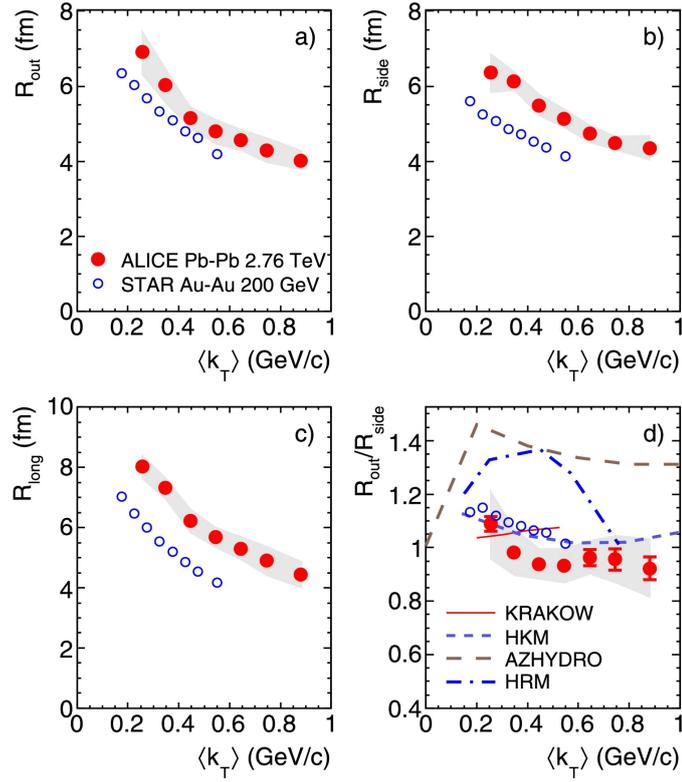


Figura 1.12: Interferometria HBT con piones, para colisiones centrales (5 %) Pb-Pb a 2,76 TeV. Figura tomada de [24].

Reducción del mesón J/Ψ por el apantallamiento de Debye

En el plasma de quarks y gluones la carga de color de un quark puede ser ocultada por la presencia de quarks, antiquarks y gluones en el plasma. A este fenómeno se le llama apantallamiento de Debye en analogía con el fenómeno presentado en electrodinámica. En colisiones de núcleos pesados se producen mesones J/Ψ (que son el estado base de un quark y un antiquark encanto ($c\bar{c}$)) en las primeras etapas de la colisión por los procesos de dispersión. Si el plasma de quarks y gluones se forma en la región de producción de las partículas J/Ψ , el efecto del apantallamiento de Debye debilitará la interacción entre los quarks c y \bar{c} hasta desaparecer y reducir la producción esperada.

Experimentalmente se obtiene el espectro de los pares de muones $\mu^+\mu^-$ que surgen de la colisión, y la resonancia J/Ψ aparece como un pico de la masa del par de muones alrededor de $M_{\mu^+\mu^-} = 3.1$ GeV. A partir de esta información se compara el número de partículas J/Ψ , $N_{J/\Psi}$ y el número de pares de muones en el espectro continuo bajo el pico de la resonancia N_{cont} con la energía transversa. Los resultados indican que a medida que la energía transversa se incrementa, la razón $N_{J/\Psi}/N_{cont}$ disminuye, indicando la reducción de los mesones.

Capítulo 2

Coalescencia

Una de las características más relevantes de las colisiones ultrarelativistas de iones pesados es su alta multiplicidad. Comenzando por fotones, piones, protones, etc. hasta llegar a núcleos ligeros como deuterones, tritios, helios 3 y helios 4; el número de partículas creadas después del violento choque es enorme. Sin embargo, a diferencia de los hadrones y leptones provenientes de la colisión, la producción de núcleos ligeros es subestimada e incluso ignorada si se considera únicamente múltiples colisiones nucleón-nucleón. Butler y Pearson [25] notaron esta anomalía para colisiones de protones contra núcleos, y propusieron un mecanismo de formación de deuterios a partir de los neutrones y protones derivados de la colisión: el modelo de coalescencia.

La idea principal del modelo de coalescencia es que un deuterón se puede formar a partir de la unión de un protón y un neutrón si se encuentran cerca en el espacio fase (ver sección 2.1). En el proceso de coalescencia, un pión o un fotón se llevan el exceso de energía y momento ($p + n + \pi \rightarrow d + (\pi \text{ o } \gamma)$). La energía que une los dos hadrones es pequeña, aproximadamente 2.2 MeV, razón por la cual se asegura que la formación de deuterones se desarrolla en la última etapa de la evolución del plasma de quarks y gluones (la etapa de freeze out); de lo contrario, los deuterones no sobrevivirían a las repetidas colisiones dentro de la densa materia del plasma (ver figura 2.1).

La importancia de entender los mecanismos de producción de núcleos ligeros y sus

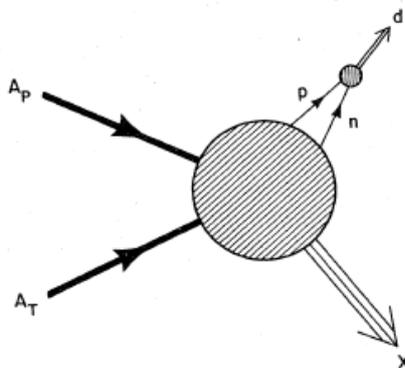


Figura 2.1: Diagrama de la producción de un deuterón en el estado final de una colisión relativista entre dos núcleos pesados. Figura tomada de [26].

abundancias en colisiones de iones pesados, reside en la capacidad que se tendría de comprender fenómenos naturales únicos y especiales como la nucleosíntesis después del big bang.

2.1. Modelo de coalescencia

El modelo de coalescencia asume que un grupo de nucleones puede formar un nucleón más complejo, si el momento relativo de cada uno de los nucleones permanece dentro de una esfera en el espacio de momentos de radio p_0 [27]. Sea $\gamma_N(d^3N_N/dp_N^3)$ la densidad invariante relativista de nucleones antes del proceso de coalescencia; la probabilidad de encontrar un núcleo primario en esta esfera es:

$$P = \frac{1}{M} \frac{4\pi}{3} p_0^3 \gamma_N \left(\frac{d^3N_N}{dp_N^3} \right) \quad (2.1)$$

donde M es la multiplicidad media de nucleones. La probabilidad estadística de encontrar A nucleones en la esfera es:

$$P_M(A) = \binom{M}{A} P^A (1-P)^{M-A} \quad (2.2)$$

Si el número promedio de nucleones dentro de la esfera es bajo $MP \ll 1$, y la multiplicidad media de nucleones es alta $M \gg 1$, entonces:

$$P_M(A) = \frac{1}{A!} (MP)^A \quad (2.3)$$

Asumiendo que la probabilidad de encontrar un cluster de A nucleones es igual a la probabilidad de encontrar A nucleones individuales en la esfera (no existen correlaciones entre las distribuciones de protones y neutrones), y que la densidad de protones es igual a la densidad de neutrones, se obtiene que:

$$\gamma_A \left(\frac{d^3N_A}{dp_A^3} \right) = \gamma_N \frac{1}{A!} \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right)^{A-1} \left(\frac{d^3N_N}{dp_N^3} \right)^A \quad (2.4)$$

Tomando en cuenta el espín, el iso-espín, y además que $\gamma = E/m$, la ecuación anterior se expresa ahora como:

$$E_A \left(\frac{d^3N_A}{dp_A^3} \right) = B_A \left(E_N \frac{d^3N_N}{dp_N^3} \right)^A \quad (2.5)$$

Donde $p_A = Ap_N$. El factor de proporcionalidad B_A es conocido como el coeficiente de coalescencia:

$$B_A = A \left(\frac{2S_A + 1}{2^A} \right) \frac{R_{np}^N}{N!Z!} \left(\frac{4\pi p_0^3}{3m_N} \right)^{A-1} \quad (2.6)$$

S_A es el espín del cluster de masa A , N y Z son los números de neutrones y protones respectivamente de la partícula compuesta. El factor $R_{np} = (N_p + N_T)/(Z_p + Z_T)$ representa la razón entre el número de protones y neutrones de los núcleos que actúan como

proyectil y objetivo en la colisión [28].

Los estudios experimentales de Shwarzschild y Zupančič [29] revelaron que independientemente del mecanismo de producción la densidad de deuterios $\gamma_d(d^3N_d/dp_d^3)$ es proporcional al cuadrado de la densidad de protones $(\gamma_p d^3N_p/dp_p^3)^2$, tal y como lo expresa la ecuación 2.5 si se toma $A = 2$. Por lo tanto, el modelo de coalescencia es capaz de describir la relación que existe entre las densidades de los clusters de hadrones y sus constituyentes. Sin embargo, debido a la naturaleza simple de este modelo, que se basa en un análisis estadístico en el espacio de momentos y no considera los detalles del proceso de interacción, el valor de p_0 y por lo tanto el valor de B_A no puede ser determinado por la teoría, como tampoco su relación con el tamaño del proyectil, o con el tamaño del objetivo, o con la energía del haz incidente, o su independencia con el momento del deuterón. Por este motivo el coeficiente es tradicionalmente determinado a partir de los datos experimentales [26]. A pesar de esta importante limitación, otros modelos que toman en cuenta el tamaño de los nucleones y la expansión hidrodinámica de la fuente se han ido desarrollando.

La motivación de este trabajo esta relacionada con las acertadas predicciones que origina el modelo de coalescencia en la producción de deuterones y otros clusters de núcleos ligeros en colisiones protón-protón, protón-núcleo y núcleo-núcleo a energías intermedias, usando únicamente un valor constante para p_0 . No obstante en colisiones de núcleos pesados a muy altas energías los nucleones provienen de procesos de hadronización después de la expansión hidrodinámica del plasma de quarks y gluones, lo que da lugar a correlaciones en la posición y en el momento de estos nucleones, generandose a su vez un comportamiento diferente en la proporcionalidad de las densidades que no puede ser explicado por la ecuación 2.4.

2.2. Modelo termodinámico

El modelo termodinámico establece que el plasma formado después de la colisión alcanza el equilibrio térmico cinético y químico. A partir del número bariónico, la energía, y la densidad del sistema emisor cuando decae, se puede calcular el volumen V , la temperatura T , y los potenciales químicos de los neutrones μ_n y protones μ_p . La distribución de partículas de la especie i en el espacio de momentos calculado por el modelo termodinámico es:

$$\left(\frac{d^3N_A}{dp_A^3}\right) = \frac{g_A V}{(2\pi)^3} \left[\exp\left(\frac{\mu_A - E_A}{T}\right) \right] \quad (2.7)$$

Donde V es el volumen en la etapa de freeze-out, μ_A es el potencial químico, $E = \sqrt{m^2 + p^2}$ es la energía del nucleón ó del cluster, g_A es la degeneración del espín y T es la temperatura en la etapa de freeze-out. Entonces, a partir de esta distribución se encuentra que el parámetro de coalescencia toma la forma:

$$B_A = A \left(\frac{2S_A + 1}{2^A}\right) \frac{R_{np}^N}{N!Z!} \left(\frac{(2\pi)^3}{m_N V}\right)^{A-1} \quad (2.8)$$

Se puede observar que el parámetro de coalescencia está relacionado al volumen de la fuente como:

$$B_A \propto V^{-(A-1)} \quad (2.9)$$

Por lo tanto el modelo termodinámico predice que el parámetro de coalescencia del deuterón es inversamente proporcional al volumen de la bola de fuego formada después de la colisión, justo en el tiempo cuando ocurre el freeze-out $B_A \propto 1/V$.

2.3. Modelo de coalescencia en la mecánica cuántica

Gracias a su éxito parcial en explicar la producción de núcleos ligeros, se desarrollaron modelos de coalescencia a partir de la mecánica cuántica que resuelven problemas como la conservación de la energía, y tienen en cuenta el tamaño de los nucleones que participan en la coalescencia, mejorando las predicciones establecidas por el sencillo modelo ilustrado en la primera sección.

Estos modelos usan el formalismo de las funciones de Wigner o de la matriz densidad para calcular la densidad de clusters producidos. Bond *et al.* [30] asume además, que la distribución de nucleones en el espacio fase es uniforme sobre un volumen V obteniendo una expresión muy familiar.

$$\left(\frac{d^3 N_A}{dp_A^3} \right) = \left(\frac{2S_A + 1}{2^A} \right) \left(\frac{(2\pi)^3}{V} \right)^{A-1} (R_{np})^N \left(\frac{d^3 N_N}{dp_N^3} \right)^A \quad (2.10)$$

Aunque los cálculos no son relativistas (no hay dependencia de γ), si se compara la ecuación anterior con la ecuación 2.6 se observa que el coeficiente de coalescencia depende inversamente al volumen V de la zona de interacción.

Sato y Yazaki [31] por su parte, proponen la superposición de las funciones de onda de los nucleones; asumen que no existe correlación entre las posiciones y momentos de las partículas, y consideran gaussianas sus funciones de onda, por lo que el factor de escala B_A está relacionado con el radio cuadrático medio de la fuente.

$$B_A = \left(\frac{2S_A + 1}{2^A} \right) (R_{np})^N A^{3/2} \left(4\pi \frac{v_A v}{v_A + v} \right)^{3/2(A-1)} \quad (2.11)$$

Donde v_A es el parámetro de la función de onda gaussiana, y v está relacionado al radio cuadrático medio como:

$$R_{rms} = \sqrt{\frac{3}{2v}} \quad (2.12)$$

Por último Scheibl and Heinz [32] calcularon los espectros de producción invariante de deuterios y antideuterios basados en una evolución hidrodinámica de la fuente, y consideraron la estructura interna de los clusters. Tomando un perfil de densidad gaussiano, demostraron que el proceso de coalescencia está gobernado por las mismas longitudes de homogeneidad que son extraídas de la interferometría Hanbury Brown-Twiss (HBT). Ellos encontraron que el espectro invariante de clusters está dado por:

$$E \frac{dN_A}{d^3P} \approx M_t \frac{2S_A + 1}{(2\pi)^3} e^{(\mu_A - M)/T} \langle C_A \rangle (P) V_{eff}(A, M_t) \times \exp\left(-\frac{M_t - M}{T} - \frac{AY^2}{2(\Delta\eta)^2}\right) \quad (2.13)$$

Y el parámetro de coalescencia es:

$$B_A = \frac{2S_A + 1}{2^A} A \langle C_A \rangle \frac{V_{eff}(A, M_t)}{V_{eff}(1, m_t)} \left(\frac{(2\pi)^3}{m_t V_{eff}(1, m_t)} \right)^{A-1} \quad (2.14)$$

Donde M_t y m_t son las masas transversales del núcleo y el nucleón respectivamente, V_{eff} es el volumen efectivo de la fuente, y $\langle C_A \rangle$ es el factor de corrección de la mecánica cuántica debido a la estructura interna de los clusters. La ecuación 2.13 es el resultado de tomar una función de distribución de boltzman acoplada a la velocidad local del flujo colectivo. Esto causa una correlación entre la velocidad y las coordenadas espaciales de la partícula con una constante de acople M/T , la cual incrementa su valor con la masa de las partículas. Así, las partículas dentro del plasma de quarks y gluones son ordenadas de acuerdo a sus velocidades, y partículas con cierto momento están localizadas en regiones del plasma donde la velocidad del flujo es cercana a la velocidad de la partícula.

A la fracción del volumen total del plasma que es capaz de emitir partículas con un determinado momento se le llama volumen homogeneo, y puede obtenerse a través de los radios de la interferometría HBT, $R_{\parallel}(m_t)$ y $R_{\perp}(m_t)$.

$$V_{hom} = R_{\parallel}(m_t) R_{\perp}^2(m_t) \quad (2.15)$$

El volumen homogeneo está relacionado al volumen efectivo mediante:

$$V_{eff}(1, m_t) = (2\pi)^{3/2} R_{\parallel}(m_t) R_{\perp}^2(m_t) \quad (2.16)$$

$$V_{eff}(A, M_t) = \left(\frac{2\pi}{A} \right)^{3/2} V_{hom}(m_t) \quad (2.17)$$

Para el deuteron ($A = 2$), el parámetro de coalescencia es:

$$B_2 = \frac{3\pi^{3/2} \langle C_d \rangle}{2m_t R_{\perp}^2(m_t) R_{\parallel}(m_t)} \quad (2.18)$$

Donde $\langle C_d \rangle$ es:

$$\langle C_d \rangle \approx \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{d}{2R_{\perp}(m)}\right)^2\right) \sqrt{1 + \left(\frac{d}{2R_{\parallel}(m)}\right)^2}} \quad (2.19)$$

Se observa entonces que el parámetro de coalescencia está relacionado con el volumen efectivo a través de los radios de la interferometría HBT.

Capítulo 3

Experimentos en colisiones de iones pesados

Es esencial para el avance de la física del plasma de quarks y gluones, llevar a cabo sistemáticamente estudios experimentales profundos y detallados que permitan analizar cuidadosamente las propiedades de la materia que se forma en las colisiones entre núcleos.

A lo largo de las décadas de los 80's y 90's se desarrollaron muchos programas en el campo de las colisiones de iones pesados en aceleradores como AGS (Altering Gradient Synchrotron) con energías de 11A-15A GeV y SPS (Super Proton Synchrotron) con energías de 40A-200A GeV. En estos experimentos se descubrió un comportamiento colectivo de las colisiones entre núcleos, y se logró entender la dinámica de la colisión en terminos de una evolución espacio-temporal y de equilibrio térmico y químico. En los últimos años la investigación sigue su marcha y aceleradores como RHIC (Relativistiv Heavy Ion Collider) y LHC (Large Hadron Collider) representan la frontera en el conocimiento del QGP (ver tabla 3.1).

En este capítulo se presenta un resumen de las características más importantes de los dos últimos aceleradores (RHIC y LHC), y se expone una breve descripción de los detectores más relevantes para el desarrollo de este trabajo, así como los resultados más importantes relacionados con la detección de núcleos ligeros y los parámetros de coalescencia.

Año ¹	Acelerador	Clase de iones	Circunferencia (km)	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)
1987	BNL-AGS	Si	0.8	5
1987	CERN-SPS	S	6.9	20
1992	BNL-AGS	Au	0.8	4
1994	CERN-SPS	Pb	6.9	17
2000	BNL-RHIC	Au+Au	3.8	200
2010	CERN-LHC	Pb+Pb	26.7	2760
2014	CERN-LHC	Pb+Pb	26.7	5600

Tabla 3.1: Aceleradores de iones pesados. Tabla tomada y modificada de [18].

¹Año en que el acelerador empezó, o se espera que empiece su operación

3.1. Relativistic Heavy Ion Collider

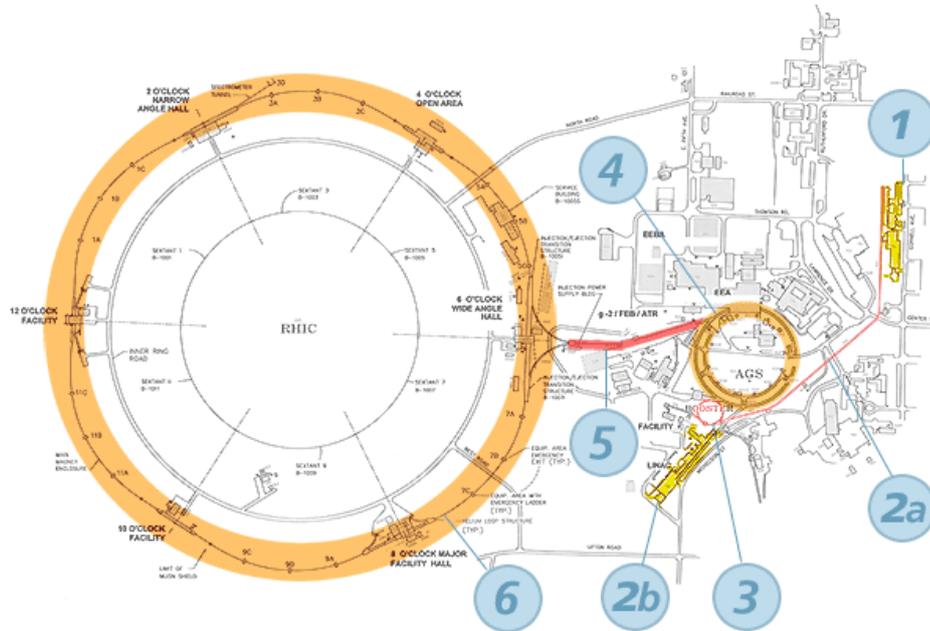


Figura 3.1: Esquema acelerador RHIC. 1) acelerador Tandem Van de Graff. 2a) línea de transferencia de iones. 3) acelerador Booster. 4) AGS. 5) comienzo anillos RHIC. 6) RHIC. 2b) LINAC para la producción de protones. Figura tomada de [33]

El colisionador de iones pesados relativistas es parte del complejo de aceleradores en el Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL). El propósito general de RHIC fue producir colisiones Au-Au y p-p a energías de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV y $\sqrt{s_{NN}} = 450$ GeV respectivamente. El acelerador está compuesto por dos anillos superconductores no circulares pero concéntricos de 3.8 km de circunferencia localizados en un plano horizontal común. Los anillos se intersectan en seis puntos diferentes. En cada anillo hay 396 dipolos y 492 cuadrupolos magnéticos superconductores para guiar y enfocar el haz de iones. Los magnéticos se enfrían a una temperatura por debajo de 4.6 K haciendo circular helio líquido.

En la figura 4.1 se esquematiza de una forma simple el diseño de RHIC. El antiguo complejo del acelerador AGS (Tandem, Booster, AGS) se usa ahora como un acelerador previo a RHIC. El haz de partículas acelerado por AGS entra en los dos anillos (amarillo y azul) de RHIC y se divide en dos haces que giran en sentidos opuestos por el acelerador. Los grupos de iones o bunches de partículas inyectados del AGS a una energía de 10.8 GeV son acelerados por campos eléctricos en RHIC; los iones permanecen dentro de los anillos de 6 a 12 horas, y una vez alcanzan la energía deseada se intersectan en los 6 puntos determinados para ese propósito, donde en cuatro de ellos se encuentran los experimentos STAR, PHENIX, PHOBOS, y BRAHMS.

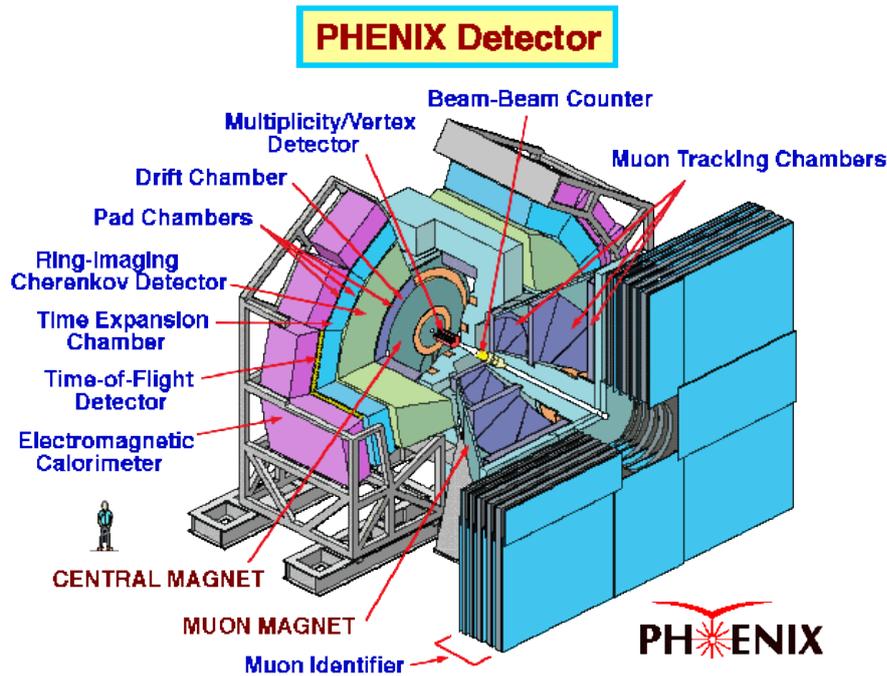


Figura 3.2: Detector PHENIX

3.1.1. PHENIX

PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) es un detector versátil, diseñado para estudiar el máximo número de observables incluyendo la producción de leptones, fotones y hadrones sobre un amplio rango de momento. PHENIX está compuesto por cuatro espectrómetros: dos brazos centrales (Central Arms) ubicados radialmente alrededor del eje del haz extendiéndose de 2.5 a 5 m y cubriendo una pseudorapidez $\eta < 0.35$, y dos brazos de muones (Muon Arms) ubicados en extremos opuestos frente al eje del haz, cubriendo las zonas de rapidez posterior y anterior (ver figura 4.2).

Los brazos centrales de PHENIX contienen varios subdetectores. Entre ellos se encuentra el magneto central (CM), que proporciona un campo magnético axial y simétrico alrededor del eje del haz, el cual curva las trayectorias de las partículas con el objetivo de ayudar a calcular su momento. También hacen parte de los brazos centrales las cámaras de trazas cargadas constituidas por: dos cámaras de deriva (Drift Chambers) que determinan el momento transversal midiendo las trayectorias de las partículas cargadas en el plano $r - \phi$, tres cámaras catódicas (Pad Chambers) que miden el momento longitudinal con una resolución de unos pocos milímetros, y una cámara de expansión de tiempo (Time Expansion Chamber) que usa la energía perdida de las partículas para mejorar la separación entre electrones y piones ayudando a reconstruir las trazas. Dos subdetectores RICH (Ring Imaging Cherenkov Detector), uno en cada brazo central, usan tubos fotomultiplicadores para detectar electrones a través de la radiación Cherenkov que emiten. El subdetector tiempo de vuelo (Time Of Flight) mide el tiempo que le toma a la partícula llegar desde el vértice de producción para así identificarla. Y por último están

los calorímetros electromagnéticos que miden la energía depositada de cascadas electromagnéticas y son capaces de detectar fotones de altas energías y π^0 s.

Los espectrómetros de muones identifican a estas partículas y sus trazas después de ser producidas en las colisiones. Cada espectrómetro está compuesto por un magneto que produce un campo radial (a diferencia del magneto central que produce un campo axial), por cámaras de tiras catódicas (Cathode Strip Chambers) que reconstruyen las trazas de los muones a través de la carga que depositan cuando las atraviesan, y por un detector de muones compuesto por capas de tubos de Iarocci alternadas con capas de hierro. Los muones pueden ser identificados por la energía que pierden en forma de radiación cuando atraviesan las capas de hierro y es detectada por los tubos Iarocci.

La selección de eventos y el trigger están a cargo de dos detectores, los BBC (Beam-Beam Counters) y el ZDC (Zero Degree Calorimeter). Los BBCs son contadores Cherenkov que rodean el tubo del haz en un intervalo de pseudorapidez $3.0 < |\eta| < 3.9$, y dan el tiempo de partida de la colisión. Los ZDCs son calorímetros hadrónicos separados 18 m de la región de interacción y detectan neutrones espectadores de la colisión para calcular la multiplicidad y la luminosidad [34].

3.1.2. BRAHMS

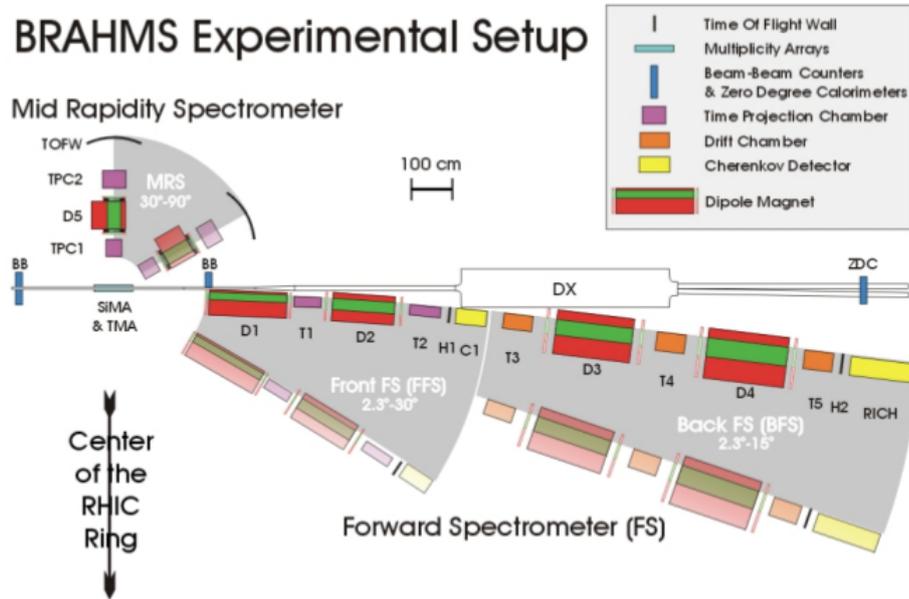


Figura 3.3: Detector BRAHMS

El Broad Range Hadronic Magnetic Spectrometer (BRAHMS) está localizado a las 2 en punto en el acelerador RHIC. BRAHMS es un experimento pequeño comparado con los otros experimentos que conforman RHIC. Su objetivo es facilitar la detección e identificación de partículas cargadas con alto momento. Para lograr su objetivo el experimento BRAHMS consiste en dos sistemas de detectores o brazos: el espectrómetro de rapidez media (MRS), y el espectrómetro delantero (FS), y además tiene la capacidad de rotar

los dos sistemas de espectrómetros para cubrir un amplio rango de rapidez.

BRAHMS está compuesto por tres detectores globales: Multiplicity Arrays (MA), Beam Beam Counters (BBCs), y Zero Degree Calorimeters (ZDCs). El propósito de estos detectores es medir características globales de la colisión, como el tiempo que toma el choque de iones pesados y la multiplicidad. El subdetector MA consiste de dos partes; un arreglo interno de tiras de silicio ubicadas de forma hexagonal alrededor del tubo del haz y del vértice de interacción (SiMA en la figura 4.3), y un arreglo exterior hecho de plástico centellador también ubicado hexagonalmente y de forma coaxial al arreglo interior (TMA en la figura 4.3). El subdetector MA mide la energía perdida por las partículas que lo atraviesan y mediante el valor encontrado calcula la multiplicidad por unidad de pseudorapidez. Los subdetectores BBCs se ubican en lados opuestos, a 220 cm del punto de interacción sobre el eje del haz. Están compuestos por detectores Cherenkov apoyados con tubos fotomultiplicadores que determinan el vértice actual de la colisión midiendo el tiempo de la señal que produce. Los BBCs tienen una resolución de 50 ps, con la que se obtiene una incertidumbre en la determinación del vértice de 1.5 cm. Los subdetectores ZDCs al igual que los BBCs están localizados a cada lado del punto de interacción, a una distancia de 18 m. Su objetivo es medir la luminosidad² de RHIC para mejorar su rendimiento en cada ejecución. Los ZDCs detectan neutrones que derivan directamente de los núcleos en colisión, como los neutrones no se desvían por el campo magnético, entonces no siguen el anillo de RHIC y se quedan en los ZDCs donde depositan su energía. A partir de la energía perdida se calcula la luminosidad y también se puede obtener la multiplicidad. Los ZDCs se usan además como trigger para minimizar bias, el cual se dispara si se detecta una señal en los dos ZDCs en la misma ventana de tiempo.

El espectrómetro de rapidez media (MRS) tiene el propósito de identificar partículas cargadas emitidas a una rapidez media y reconstruir sus trazas. El detector MRS puede rotarse con respecto al eje del haz entre 30 y 95 grados, cubriendo un rango de pseudorapidez $-0.087 < \eta < 1.32$. El MRS está compuesto por:

Dos TPCs (Time Projection Chambers) que miden las trayectorias de las partículas mediante la señal generada en los cables dentro del detector debida a la corriente inducida por los electrones derivados de la ionización del gas.

Un dipolo magnético (D5) que está localizado entre las dos TPCs con el ánimo de curvar a las partículas cargadas para determinar su momento.

Un muro de tiempo de vuelo (TOFW) que consiste en 125 centelladores en forma de listones cuyas señales son recibidas y amplificadas por fotomultiplicadores. Su propósito es medir el tiempo que le toma a la partícula atravesar el detector desde el punto de interacción hasta el TOFW. Con el tiempo de vuelo y el momento se puede identificar las diferentes especies de partículas.

El espectrómetro delantero (FS) está dividido en dos partes que puede rotar con respecto al eje del haz: el espectrómetro FFS (Front Forward Spectrometer) que cubre ángulos de 2.3 a 30 grados correspondiente a un rango de pseudorapidez de $1.32 < \eta <$

²La luminosidad se define como el número de partículas por unidad de área por unidad de tiempo, y es importante para caracterizar el desempeño de un acelerador.

3.91, y el espectrómetro BFS (Back Forward Spectrometer) que cubre un rango de 2.3 a 15 grados correspondiente a un rango $2.03 < \eta < 3.91$.

El FFS está compuesto por dos TPCs (T1 y T2 en la figura 4.3), dos dipolos magnéticos (D1 y D2), un detector del tiempo de vuelo (H1) y un detector de efecto cherenkov (C1) para la identificación de partículas. El BFS por su parte tiene tres cámaras de deriva o drift chambers (T3, T4, y T5), las cuales al igual que las TPCs miden las trayectorias de las partículas con una resolución temporal de $300 \mu\text{m}$. El BFS contiene además dos dipolos magnéticos (D3 y D4), un detector del tiempo de vuelo (H2), y el detector RHIC, que funciona con el efecto cherenkov al igual que C1 para identificar partículas de alto momento a partir de la radiación cherenkov emitida cuando una partícula cargada viaja en un medio a una velocidad mayor a la velocidad de la luz en dicho medio.

3.2. The Large Hadron Collider

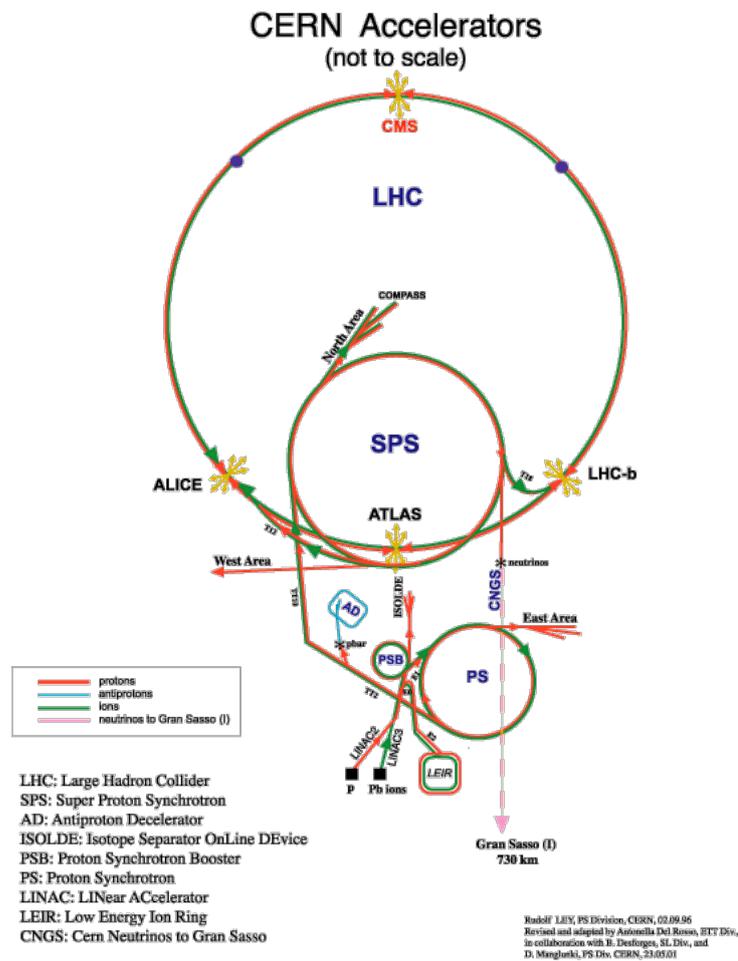


Figura 3.4: Complejo de aceleradores CERN. Imagen tomada de [35]

El gran colisionador de hadrones es el acelerador de partículas más grande del mundo, y el más reciente en formar parte del CERN [36]. Se ubica en la frontera Franco-Suiza cerca de Ginebra. Fue construido dentro de un túnel que tiene una circunferencia de 27

km, y se encuentra a una distancia bajo tierra que varia entre 50 y 175 m. El propósito del LHC es generar colisiones entre haces de protones y de núcleos pesados que se estan moviendo dentro de los anillos del acelerador guiados por magnetos superconductores. Las colisiones se programan para que solo ocurran en lugares específicos del anillo, estos lugares son los mismos que ocupan los experimentos ALICE (A Large Ion Collider Experiment), CMS (Compact Muon Solenoid), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) y LHCb (The Large Hadron Collider beauty experiment). Actualmente, se han añadido otros dos experimentos más pequeños, uno en las proximidades de CMS llamado TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross-section Measurment), y otro junto a ATLAS llamado LHCf (Large Hadron Collider forward experiment).

El LHC generó con éxito el primer haz de partículas el 10 de septiembre del 2008, pero desafortunadamente el 19 de septiembre ocurrió una falla muy importante que ocasionó daños a algunos magnetos superconductores. Después de una prolongada reparación la primera colisión tuvo lugar el 30 de Marzo del 2010, y desde entonces la producción se ha incrementado hasta el 2012, año en el que se anunció el descubrimiento de lo que podría ser el bosón de Higgs. Hasta ahora el LHC ha alcanzado una energía de centro de masa para colisiones de protones de 7 TeV, y para iones de plomo de 2760 GeV. Durante el 2013 se ha programado detener el acelerador y realizar trabajos de mantenimiento que le permitirán alcanzar en el año 2014 las energías para las que fue diseñado inicialmente ($\sqrt{s} = 14$ TeV para protones y $\sqrt{s} = 5.5$ TeV para iones de plomo).

3.2.1. ALICE

A Large Ion Collider Experiment es uno de los seis experimentos que hacen parte del gran collisionador de hadrones LHC. Su objetivo es estudiar las colisiones entre iones pesados que permitirán entender mejor las condiciones justo después del big bang. Dentro de las expectativas por encontrar nueva física se encuentra el estado de plasma de quarks y gluones, que probablemente tuvo lugar en una etapa temprana del big bang donde las temperaturas eran aun gigantescas. Otra de las incógnitas que se desea resolver con ALICE es la diferencia entre la masa de un protón ó neutrón y los tres quarks que lo componen, ya que éstos representan tan solo el 1% de la masa total del barión.

El detector ALICE con una longitud de 26 m, con un ancho y alto de 16 m y un peso de 10000 toneladas, ha sido diseñado para medir de la forma más completa las partículas producidas en las colisiones. Para lograr dicho objetivo diferentes clases de detectores han sido utilizados, cada uno contribuyendo en una pieza de información que arrojará nuevos conocimientos sobre los problemas más sobresalientes de la física.

ALICE tiene forma cilíndrica, al igual que otros experimentos que hacen parte del LHC, pero además esta compuesto por un espectrómetro de muones, un dipolo magnético y un sistema de rastreo independiente en la parte lateral o region trasera de pseudorapidez. En la zona del barril un solenoide con un campo magnético de 0.5 Teslas envuelve un conjunto de detectores complejos destinados al rastreo e identificación de la mayor cantidad de partículas producidas después de la colisión.

El primer objetivo del detector es establecer las condiciones iniciales de las colisiones,

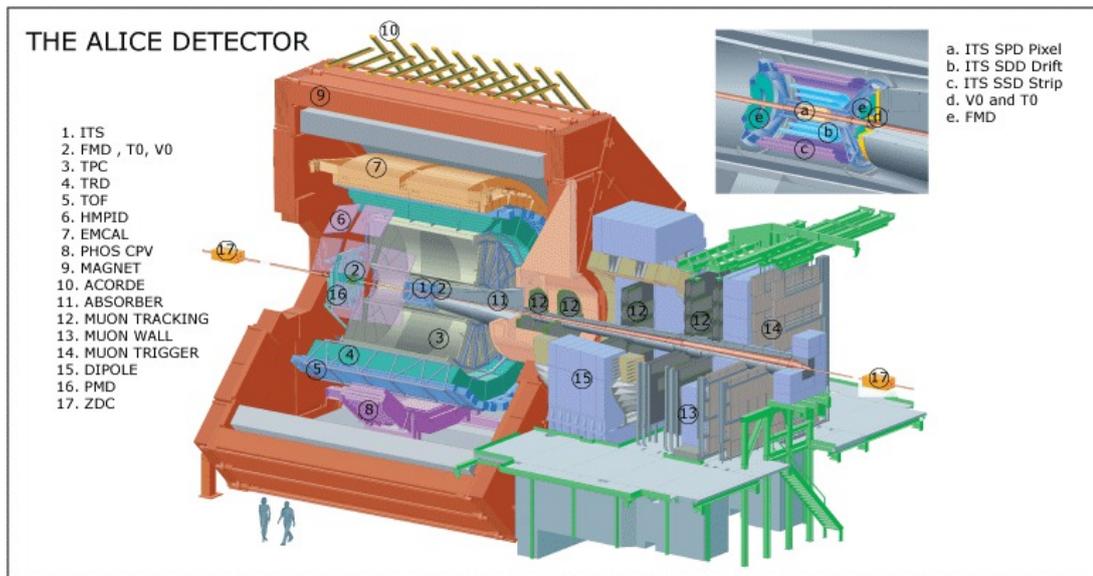


Figura 3.5: Detector ALICE

tales como la energía alcanzada, el número de partículas producidas, y la distribución espacial de las mismas. Para determinar estas características se utilizan diferentes subdetectores que exploten dichas propiedades.

ALICE Zero Degree Calorimeters (ZDC)

Las colisiones de núcleos pueden ser centrales o periféricas. En las colisiones centrales la gran mayoría de partículas dentro de los bunches se ven envueltas en colisiones, mientras que en el caso de colisiones periféricas solo unos protones y neutrones interactúan y los demás se dispersan a lo largo de la línea del haz sin participar del proceso.

Los calorímetros del subdetector ubicados sobre los dos extremos opuestos del haz de colisión, a 115 metros aproximadamente del punto de interacción, miden la energía de los protones y de los neutrones que no participaron en las colisiones; la energía encontrada permite calcular la cantidad de nucleones que si interactuaron, el tipo de colisión, e indirectamente el tamaño de la región donde tuvo lugar.

El ZDC esta compuesto por un conjunto de calorímetros que consisten en placas de metales pesados ubicadas para formar un arreglo matricial que alberga fibras de cuarzo. Cuando un nucleón interactúa con las placas metálicas, se produce una cascada de partículas cargadas que al atravesar las fibras producen luz (efecto Cherenkov). Esta luz se propaga por reflexión total a través de toda la fibra hasta llegar a un fotomultiplicador que la convierte en una señal eléctrica. La señal es proporcional a la energía del nucleón.

Forward Multiplicity Detector (FMD)

Este detector tiene como propósito, medir el número de partículas cargadas que son producidas después de las colisiones y su distribución angular respecto al haz de colisión. El FMD es capaz de determinar la distribución de la multiplicidad de partículas cargadas en un amplio rango de pseudorapidez $-3.4 < \eta < -1.7$ y $1.7 < \eta < 5.0$. Además, este detector estudia el flujo elíptico y las fluctuaciones de multiplicidad.

El FMD consiste de 5 anillos, cada uno compuesto por 10200 bandas semiconductores de silicio divididas en 20 sectores azimutales, y determina la multiplicidad de partículas cargadas a través de dos métodos: El primero, consiste en medir la energía total depositada por encima de cierto valor mínimo en una banda ó un grupo de bandas, y dividir esta energía total por el valor esperado de la energía depositada por una partícula, y el segundo, consiste en contar el número de bandas en las cuales la energía es depositada y compararla con el número de bandas en las que no se depositó energía.

V0

El subdetector V0 consiste de dos arreglos circulares de centelladores (V0A y V0C) instalados sobre el eje z a ambos lados del punto de interacción. Cada arreglo tiene 32 contadores distribuidos en 4 anillos. Los contadores cubren los siguientes rangos de pseudorapidez: para V0A ($2,9 < |\eta| < 3,3$) y para V0C ($2,9 < |\eta| < 3,3$), y son divididos en 8 sectores de 45° . La principal función de este subdetector es entregar la señal de trigger para los detectores del barril central en colisiones núcleo-núcleo y p-p. A través de la medición de la multiplicidad es capaz de discernir entre eventos centrales y semicentrales, y de aquellos debidos a interacciones secundarias en los gases residuales.

T0

Los objetivos principales del detector T0 son: proporcionar las principales señales del trigger L0 de ALICE, servir como trigger para el subdetector TRD, y dar una señal de inicio con una buena resolución en el tiempo para que el subdetector TOF pueda medir el tiempo de vuelo y proporcione la identificación de partículas. El subdetector T0 también cumple otras funciones importantes del trigger, como medir la posición aproximada del vértice, cálculo crucial para discriminar entre partículas producidas por la interacción del haz ó del gas residual. Con una resolución de 50 ps se puede obtener ± 1.5 cm de precisión en la determinación del vértice. Además da una estimación de la multiplicidad por evento, e informa si al menos una de sus partes registró un pulso válido. Para medir el tiempo exacto en que comienza el evento y la posición del vértice a lo largo del eje z, el subdetector T0 cuenta con dos arreglos de contadores Cherenkov ubicados en extremos opuestos del punto de interacción. El T0-A se ubica a 3.6 m en la dirección negativa del eje z, y cubre un rango de pseudorapidez de $4.5 < |\eta| < 5.0$, mientras que el T0-C se ubica a 70 cm y cubre un rango de $2.9 < |\eta| < 3.3$.

Subdetectores para la identificación de trazas

Los subdetectores que se describirán a continuación se ubican en la zona central del detector ALICE o zona del barril. Fueron diseñados con el ánimo de identificar trazas y medir variables como el momento y la dirección.

ITS (Inner Tracking System)

Las funciones principales del detector ITS son: determinar el vértice primario y los vértices secundarios necesarios para la reconstrucción de los decaimientos de los hiperones y del quark charm. Identificar partículas de bajo momento (< 200 Mev/c) y sus trazas.

Mejorar la medida del momento y ángulo de cada traza realizadas por el subdetector TPC. Identificar y reconstruir trazas en colisiones de iones pesados significa un gran reto. La causa es la extremadamente alta densidad de trazas ($\sim 50 \text{ cm}^{-2}$) provenientes de la alta densidad de partículas producidas en las colisiones. Además, el ITS es el primer detector en la zona central y por lo tanto el más cercano al punto de interacción, lugar en el que la densidad de trazas es más alta.

Para cumplir con éxito este desafío, el detector ITS con un radio entre 4 y 43 cm está dividido en tres subdetectores como se ilustra en la figura 3.6, compuestos cada uno por dos capas cilíndricas de detectores de silicio que garantizan la observación simultánea de 8000 partículas por unidad de rapidez, el límite máximo calculado teóricamente. El primer subdetector se llama Silicon Pixel Detector (SPD), luego está el Silicon Drift Detectors (SDD), y por último en la zona de menor densidad de trazas se encuentra el Silicon micro-Strip Detector (SSD). El detector ITS cubre un rango de pseudorapidez de $|\eta| \leq 0.9$, posee una resolución espacial del orden de $12 \mu\text{m}$, y una resolución de momento mejor que el 2% para piones con momento transversal entre 0.1 y 3 GeV/c. Además, contribuye en la identificación de partículas cargadas de bajo momento midiendo la pérdida de energía (dE/dx) [37].

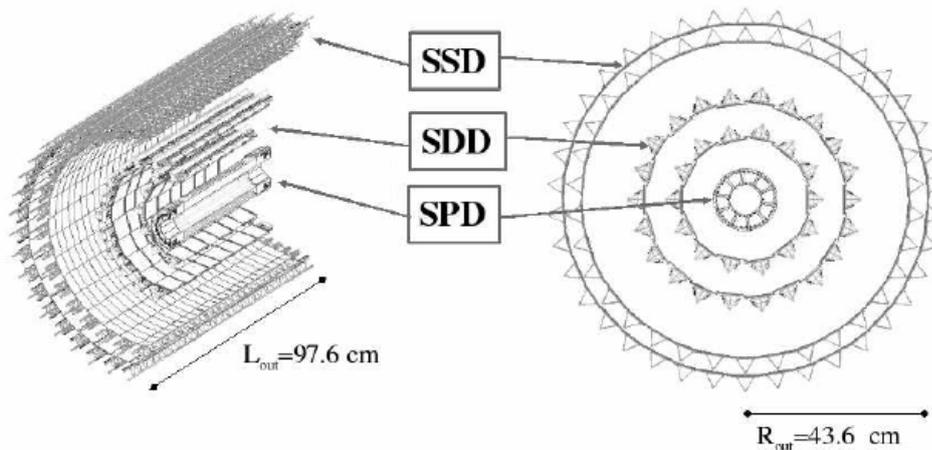


Figura 3.6: Detector ITS. Figura tomada de [38]

TPC (Time Projection Chamber)

Es uno de los detectores más importantes en la zona central de ALICE dedicado a la detección de trazas, y está optimizado para calcular junto con otros detectores de la zona, el momento de partículas cargadas. También cumple un papel primordial en la identificación y determinación del vértice de las partículas cargadas producidas en las colisiones [38].

La TPC cubre el rango de pseudorapidez $|\eta| < 0.9$ y el rango azimutal completamente, debido a que tiene una forma cilíndrica con un radio interior de 85 cm, un radio exterior de 250 cm, y una longitud a lo largo del haz de colisión de 500 cm. La TPC está constituida por una cámara cilíndrica con un campo eléctrico en su interior, la cual se llena con 90 m^3 de un compuesto gaseoso ($\text{Ne}/\text{CO}_2/\text{N}_2$). El campo eléctrico (400 V/m) se extiende desde

el electródo circular de alto voltaje en el centro de la cámara, hacia las capas circulares laterales. Cuando una partícula cargada atraviesa el detector, ioniza el gas en su interior produciendo una cascada de electrones e iones que puede ser detectada por el conjunto de cámaras multialámbricas instaladas en las capas laterales de la cámara principal en 18 arreglos trapezoidales. Debido a que la densidad de la ionización depende del momento e identidad de la partícula, estas cantidades pueden ser calculadas con una alta precisión basados en la respuesta amplificada y filtrada de las cámaras multialámbricas [39].

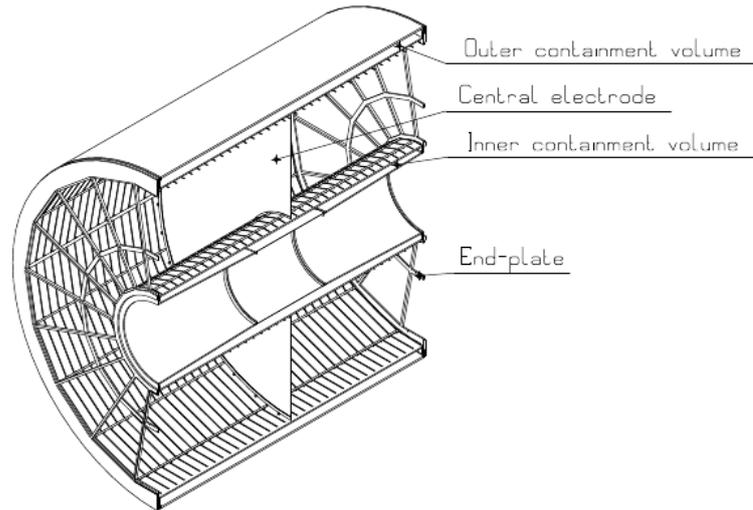


Figura 3.7: Detector TPC. Figura tomada de [39]

TRD (Transition Radiation Detector)

Es el principal detector de electrones en ALICE. En conjunto con los subdetectores ITS y TPC es capaz de identificar electrones con momento por encima de 1 GeV/c. Su propósito es estudiar problemas como la producción de resonancias de mesones vectoriales ligeros y pesados, y la reconstrucción del decaimiento semileptónico de partículas con encanto y belleza entre otros. Como característica adicional, el TRD fue diseñado para proporcionar una respuesta de trigger (nivel 1) muy rápida para partículas cargadas con alto momento, por lo que mejora significativamente la identificación de Γ 's, J/Ψ 's y jets [38].

El detector TRD está formado por 540 módulos individuales, que son ubicados en 18 módulos más grandes. Cada módulo del TRD está constituido de un material radiador, una cámara de deriva que contiene una mezcla (Xe/CO_2), y una cámara multialámbrica. El funcionamiento del detector esta basado en la radiación de transición, que se describe como la radiación electromagnética que es emitida por una partícula cargada cuando atraviesa un medio inhomogeneo o dos medios diferentes, esta radiación es proporcional al factor γ . En el TRD la partícula cargada atraviesa el material radiador y emite luz con una intensidad que depende de su factor γ ; por lo tanto, si se trata de un electrón la radiación emitida será grande, o de lo contrario si se trata de una partícula más pesada como el pión la radiación emitida será menor. A partir de este punto el proceso se desarrolla como en otros detectores, las partículas cargadas producidas por la ionización del material

dentro de la cámara de deriva llegan a las cámaras multialámbricas por acción del campo eléctrico (0.7 kV/cm) y se convierten en una corriente eléctrica que puede ser medida.

TOF (Time Of Flight)

Este subdetector fue diseñado y construido con el objetivo de identificar partículas cargadas en el rango intermedio de momentos a través de la medición del tiempo que le toma a cada partícula viajar desde el punto de interacción hasta el detector. Si junto a la medición de los tiempos de vuelo se obtienen los momentos y las longitudes de las trazas por parte de los detectores ITS y TPC, se puede calcular la masa invariante de las partículas. El TOF cubre la región central de pseudo-rapidez ($|\eta| < 0.9$) y posee una resolución de 100 ps, lo que le permite identificar piones y kaones por debajo de 2.5 GeV/c y protones por encima de los 4 GeV/c con una separación π/K y K/p mejor que 3σ . Gracias a las características mencionadas el TOF permite la detección de estados abiertos y resonancias tales como el meson ϕ .

El subdetector TOF tiene una forma cilíndrica. Está dividido en 18 sectores en ϕ , cada uno de estos sectores está dividido en 5 módulos a lo largo de la dirección del haz. Los módulos contienen un total de 1638 detectores (Multi-gap Resistive-Plate Chambers MRPC) que cubren un área de 160 m². Las MRPC's son cámaras con un campo eléctrico entre sus extremos, dentro de las cuales se ubican arreglos de placas de vidrio separadas por una mezcla gaseosa especial. Cuando una partícula cargada atraviesa el detector e ioniza el gas entre las placas se produce una avalancha de electrones que se detiene en las placas de vidrio, pero la señal debida al movimiento de los electrones es inducida en los electrodos.

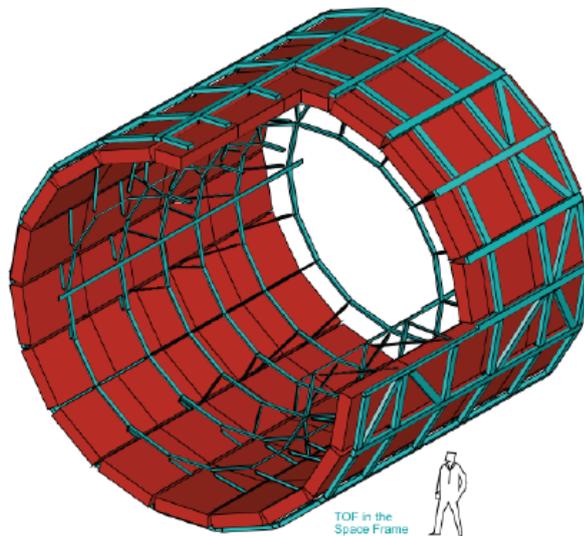


Figura 3.8: Detector TOF [40]

HMPID (High Momentum Particle Identification Detector)

El detector HMPID tiene como objetivo identificar hadrones con $p_t > 1$ GeV/c, complementando y mejorando así la tarea que realizan los detectores ITS y TPC a través de la pérdida de energía, y el detector TOF a través del tiempo de vuelo. El HMPID fue optimizado para extender el rango de selección para π/K y K/p arriba de 3 GeV y 5 GeV respectivamente. En conjunto, este grupo de detectores pueden identificar partículas en un amplio rango de momento.

El HMPID fue diseñado con una aceptación de tan solo el 5% en la región central, debido a la baja producción de partículas de alto momento en colisiones Pb-Pb. El detector consiste de siete módulos, cada uno mide alrededor de 1.5×1.5 m², y están montados en un soporte independiente que se mantiene fijo en la posición que el reloj marca como las 2. Los módulos son detectores RICH (proximity-focusing Ring Imaging Cherenkov) que miden el ángulo de emisión de la radiación Cherenkov producida por una partícula cargada al atravesar un medio con índice de refracción mayor a 1. En el caso del detector HMPID el medio que atraviesan las partículas es una capa líquida de perfluorohexano (C_6F_{14}) de 15 mm de espesor con un índice de refracción de $n = 1.2989$ a $\lambda = 175$ nm, lo cual corresponde a un límite inferior en el momento dado por $p_{th} = 1.21 \times m$, donde m es la masa de la partícula. Cuando la radiación Cherenkov es emitida por las partículas cargadas que atraviesan el radiador, ésta se desplaza hasta alcanzar la MWPC (Multi-Wire Pad Chamber) donde los fotones son detectados y se obtiene una señal eléctrica para su análisis.

PHOS (Photon Spectrometer)

Es un espectrómetro electromagnético de alta resolución, que detecta partículas como fotones y mesones neutros en un limitado rango de espacio a rapidez media. Su objetivo es investigar las propiedades de la fase inicial de la colisión a través de la medición directa de fotones aislados y de pares de fotones, así como también las correlaciones entre estas partículas. Además, debe indagar la extinción de jets como prueba de la desaparición del confinamiento de color mediante la medición del espectro de π^0 s con alto momento transversal.

PHOS está dividido en cinco unidades independientes llamadas módulos y conformadas por un calorímetro electromagnético (ElectroMagnetic CAlorimeter) y un detector CPV (Charged-Particle Veto). Los módulos están ubicados debajo de ALICE a una distancia del punto de interacción de 460 cm, y cubren un rango de pseudorapidez de $-0.12 < \eta < 0.12$ y un ángulo azimutal de 100 grados. El calorímetro electromagnético consiste de cristales de tungsteno y el detector CPV es una cámara multialámbrica que detecta las partículas cargadas para discriminarlas.

Espectrómetro de muones

El espectrómetro de muones está ubicado en la zona posterior de ALICE cubriendo una pseudorapidez de $-4 < \eta < -2.5$. El propósito de este subdetector es medir el espectro completo de las resonancias: J/Ψ , Ψ' , Γ , Γ' , Γ'' y ϕ , a través del canal de decaimiento $\mu^+ \mu^-$.

El espectrómetro está compuesto por un amortiguador de carbón, concreto y acero que evita el paso de otras partículas que no sean muones; después hay varias estaciones que rastrean las trazas de los muones, una inicial que determina el origen del muón, otra dentro de un dipolo magnético que mide la desviación debida al campo, y dos más, alternadas con capas de hierro que absorben partículas con baja energía. Por último están las cámaras de placas resisitivas (Resistive Plate Chambers) que calculan el tiempo de vuelo y la masa de las partículas como lo hace el detector TOF.

3.3. Resultados sobre la producción de núcleos ligeros

Muchos experimentos además de los descritos en las secciones anteriores han medido los espectros de algunos núcleos ligeros y el correspondiente parámetro de coalescencia producidos en múltiples tipos de colisiones. Por mencionar algunos de ellos, en el experimento H1 que formó parte del acelerador HERA se midió la producción de antideuterones en colisiones fotón-protón [41], y al compararlas con los resultados en colisiones centrales protón-protón del acelerador ISR en CERN, y con colisiones protón-núcleo a bajas energías, se encontró que el número de antideuterones por evento es similar (ver figura 3.9, izquierda). Sin embargo, el valor del parámetro de coalescencia calculado por parte de la colaboración H1 es mucho mayor al observado en colisiones Au-Au en el acelerador RHIC. Esta diferencia entre colisiones de núcleos pesados y partículas más ligeras se reduce a medida que la energía del centro de masa disminuye (ver figura 3.9, derecha).

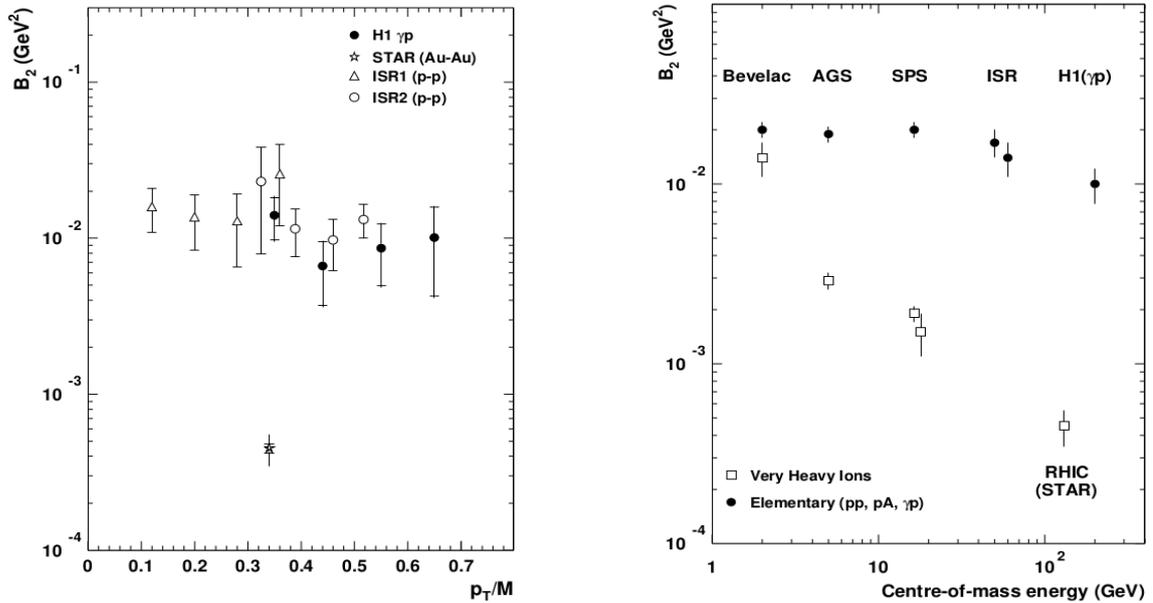


Figura 3.9: Izquierda: Comparación del parámetro de coalescencia de antideuterones para colisiones γp , pp , y Au-Au. Derecha: Dependencia del parámetro de coalescencia con la energía del centro de masa, para colisiones de iones pesados, e interacciones de partículas más elementales. Figuras tomadas de [41]

Otra de las características del comportamiento del parámetro de coalescencia medido para colisiones de partículas ligeras y a bajas energías, y que difiere de aquellas presentadas para colisiones de iones pesados, es la dependencia con el momento transverso. Para los valores que se muestran en la figura 3.9 no hay dependencia de B_2 con el momento transverso, pero en el caso de iones pesados el parámetro de coalescencia aumenta a alto P_T (ver figura 3.10). El parámetro de impacto también tiene un efecto visible en el parámetro de coalescencia, pues como se puede observar en la figura 3.10 a medida que la centralidad aumenta, B_2 disminuye. Las observaciones anteriores pueden ser comprendidas dentro del modelo de coalescencia y de modelos termodinámicos, si se considera que el volumen de interacción en la etapa de freeze-out en las colisiones γp y pp es mucho menor que aquel para colisiones Au-Au a $\sqrt{s} = 200$ GeV, pues al aumentar el volumen de interacción, los nucleones no están cerca en el espacio y la probabilidad de coalescencia disminuye. La dependencia con el momento transverso en cambio puede entenderse desde una perspectiva hidrodinámica, porque la expansión de la fuente genera un flujo colectivo que aumenta la probabilidad de coalescencia.

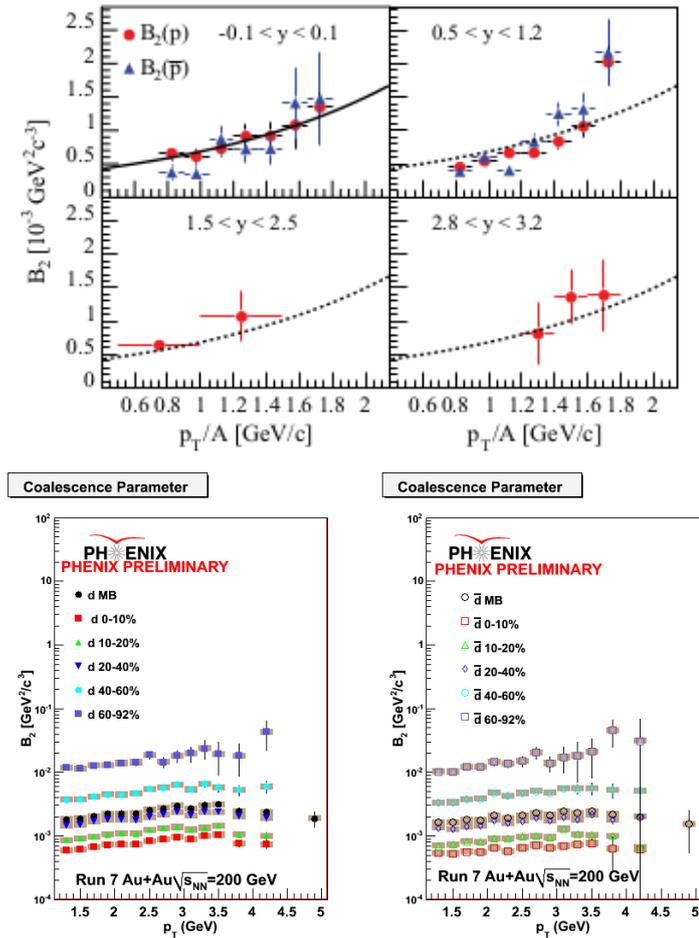


Figura 3.10: Izquierda: Parámetro de coalescencia de deuterones a diferentes rangos de rapidez, medidos por el experimento BRAHMS Derecha: Parámetro de coalescencia de deuterones a diferentes centralidades, medidos por el experimento PHENIX. Figuras tomadas de [42] y [43] respectivamente.

Capítulo 4

Generador de coalescencia

A pesar de la importancia de conocer y entender la producción de grupos de hadrones en colisiones de núcleos pesados ultrarelativistas, y de los esfuerzos experimentales por medir sus observables con el deseo de comprender detalladamente la dinámica de la formación y evolución del plasma de quarks y gluones, hay una deficiencia de generadores de eventos que reproduzcan dichos observables. El propósito en este capítulo, después de haber puesto en contexto el tema en los capítulos anteriores, es exponer la creación de un programa computacional que logra predecir y reproducir los espectros y las distribuciones de núcleos ligeros observadas en los experimentos.

Para crear un generador basado en el modelo de coalescencia, es necesario contar con un generador inicial de eventos que reproduzca las distribuciones de protones con una buena exactitud respecto a los datos medidos, para que a partir de esas distribuciones de espacio y momento, se puedan calcular los espectros de los núcleos ligeros. El generador monte-carlo HYDJET++ versión 2.1 se aproxima considerablemente a los datos y por este motivo se lo ha escogido para ser el generador inicial.

4.1. HYDJET++

HYDJET++ (HYDroynamics plus JETs) [44] es un generador de eventos basado en el método de Monte-Carlo que produce simulaciones de colisiones entre iones pesados ultrarelativistas considerando la superposición de dos componentes independientes: los procesos suaves ó procesos hidrodinámicos, y los procesos duros que resultan de la fragmentación de partones. El programa esta escrito en el lenguaje de programación orientado a objetos C++ y bajo el ambiente ROOT [45].

Los procesos suaves (dominan a bajo momento transversal $p_T \lesssim 1$ GeV/c) pertenecen al campo de la cromodinámica cuántica no perturbativa, y están caracterizados por fuertes efectos colectivos como el flujo radial y el flujo elíptico. Como se mencionó en los capítulos anteriores, esta dinámica es descrita por modelos hidrodinámicos y requiere una escala de tiempo muy corta así como grandes gradientes de presión que se atribuyen a sistemas con interacciones muy fuertes. Por otra parte, los procesos duros (dominan a momento transversal alto $p_T \gg 1$ GeV/c) pertenecen al campo de la cromodinámica cuántica perturbativa, pues están asociados a una constante de acoplamiento pequeña.

En procesos duros es muy útil el concepto de partones (partículas que forman hadrones o núcleos), de manera que en colisiones de iones pesados se habla de la producción de múltiples partones inducidas por el medio. Es decir que como consecuencia de la aparición del plasma de quarks y gluones se desencadenan múltiples dispersiones de partones que pierden su energía, lo que produce la desaparición de jets (ver sección 1.5.1) y otros fenómenos mencionados en la última sección del segundo capítulo, como por ejemplo, la disminución de hadrones a p_T alto, la anisotropía azimutal del espectro de hadrones, etc.

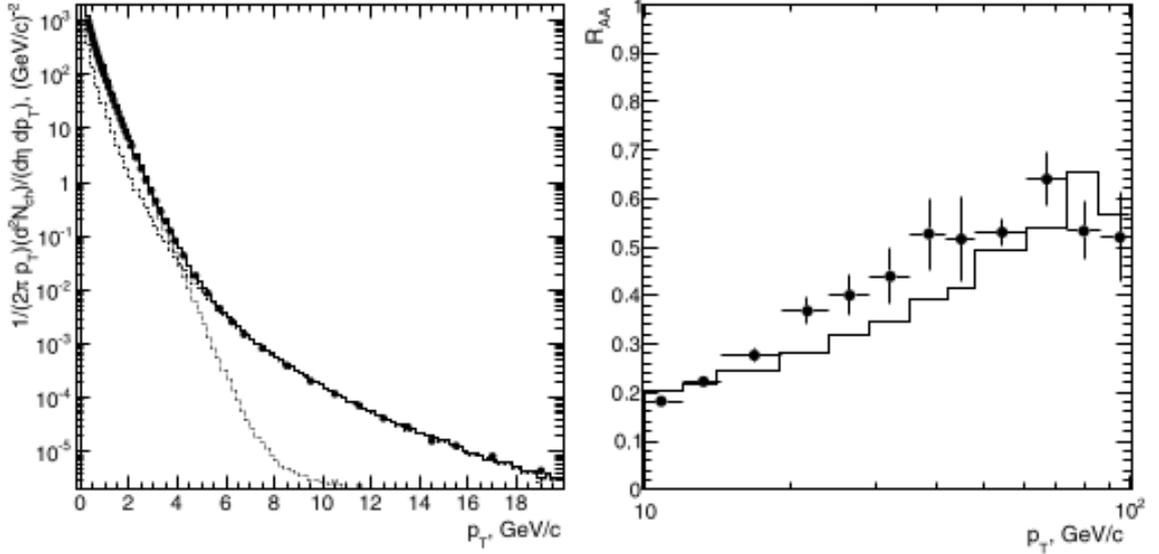


Figura 4.1: Espectro del momento transverso de partículas cargadas (izquierda), y factor de modificación nuclear $R_{AA}(P_T)$ (derecha) en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV a 5% de centralidad. Los puntos corresponden a datos de ALICE (izquierda) y CMS (derecha), los histogramas corresponden a eventos simulados con HYDJET++ (línea sólida - resultado total, línea discontinua - componente dura, línea punteada - componente suave). Figura tomada de [46].

En la mayoría de los generadores de eventos que involucran iones pesados no se tienen en cuenta simultáneamente los efectos del flujo colectivo y la producción de múltiples partones. Por ejemplo, el popular generador HIJING [47] incluye la producción de jets y el fenómeno de la desaparición de jets, pero no incluye ningún efecto colectivo. Otros modelos monte-carlo como THERMINATOR [48] incluyen descripciones estadísticas detalladas del proceso térmico sufrido después de la colisión, y puede predecir características generales del espectro de hadrones en RHIC como la distribución del espacio de momentos y las coordenadas espaciales en la etapa de freeze-out; sin embargo, THERMINATOR no incluye procesos duros de producción de partones. También existen varios modelos de transporte microscópico de hadrones (UrQMD [49], QGSM [50], AMPT [51]) que intentan analizar la producción de partículas en la región suave y en un rango amplio de energía, pero estos modelos tampoco incluyen procesos duros.

HYDJET++ a diferencia de los generadores monte-carlo mencionados, incluye un tratamiento detallado de la producción de hadrones en la región suave, incluye la producción de múltiples partones, y tiene en cuenta la pérdida de energía de los partones en el medio.

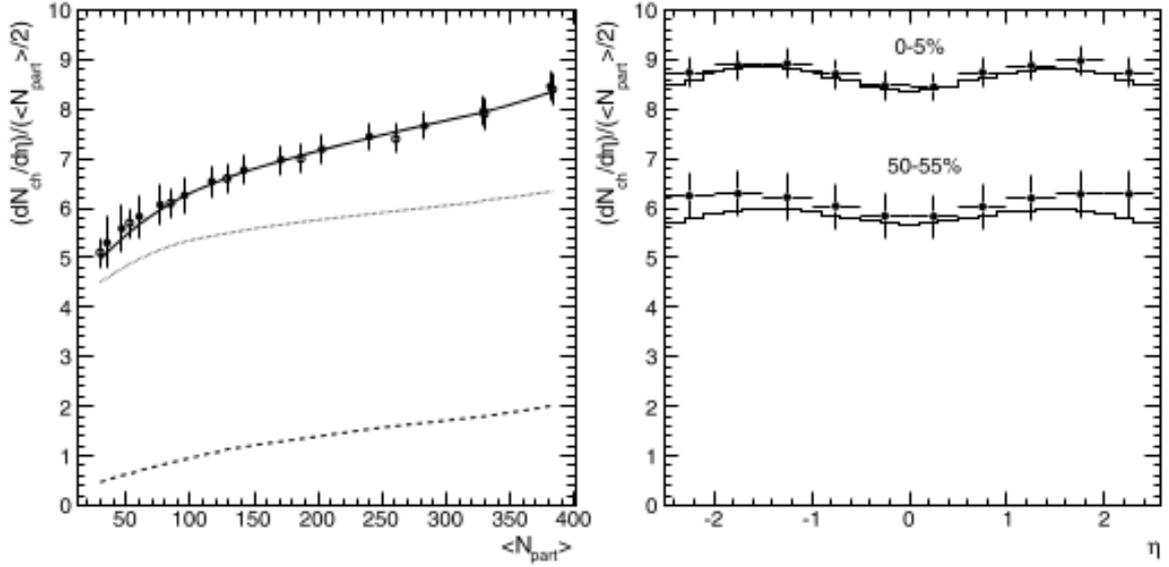


Figura 4.2: Densidad de partículas cargadas en el rango de rapidez media (normalizada a el número promedio de nucleones participantes $\langle N_{part} \rangle$) como una función de: eventos centrales Pb-Pb (izquierda) y la distribución de pseudorapidez en dos bins centrales (derecha) a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Los puntos abiertos corresponden a datos de ALICE y los puntos cerrados a datos de CMS, las curvas y los histogramas corresponden a eventos simulados con HYDJET++ (*línea sólida - resultado total, línea discontinua - componente dura, línea punteada - componente suave*). Figura tomada de [46].

Algunas de las predicciones de HYDJET++ comparadas con datos experimentales se indican en las figuras 4.1 y 4.2 (una comparación completa entre HYDJET++ y los datos de los experimentos ALICE y CMS se encuentra en [46]). Cabe aclarar que HYDJET++ es válido para colisiones centrales y semi-centrales, y no produce una descripción adecuada en las regiones delanteras de rapidez.

4.2. Generador de coalescencia

El programa de coalescencia está escrito en lenguaje C/C++ bajo el ambiente ROOT y pertenece al grupo de los denominados gratinadores, porque toma las distribuciones finales de un generador de eventos monte-carlo (en nuestro caso particular HYDJET++) y aplica restricciones sobre sus valores para obtener una distribución nueva. El gratinador de coalescencia condiciona los valores de las distribuciones de momento y posición de los protones y neutrones producidos por HYDJET++. La forma en que lo hace es simple, y depende del núcleo que se quiera analizar; por ejemplo, para el deuterón el programa establece que si la diferencia de momentos y de posiciones entre un protón y un neutrón es menor a ciertos valores determinados Δp_{max} y Δr_{max} , entonces se genera un deuterón con momento $p = (p_{proton} + p_{neutron})/2$ y posición r_{proton} .

El programa toma la salida de HYDJET++, que es un archivo ROOT el cual almacena en un árbol toda la información de cada evento, y busca sobre todas las partículas producidas en estos eventos los protones y los neutrones. Luego guarda temporalmente en una lista sus momentos y sus posiciones y si cumplen con las condiciones establecidas

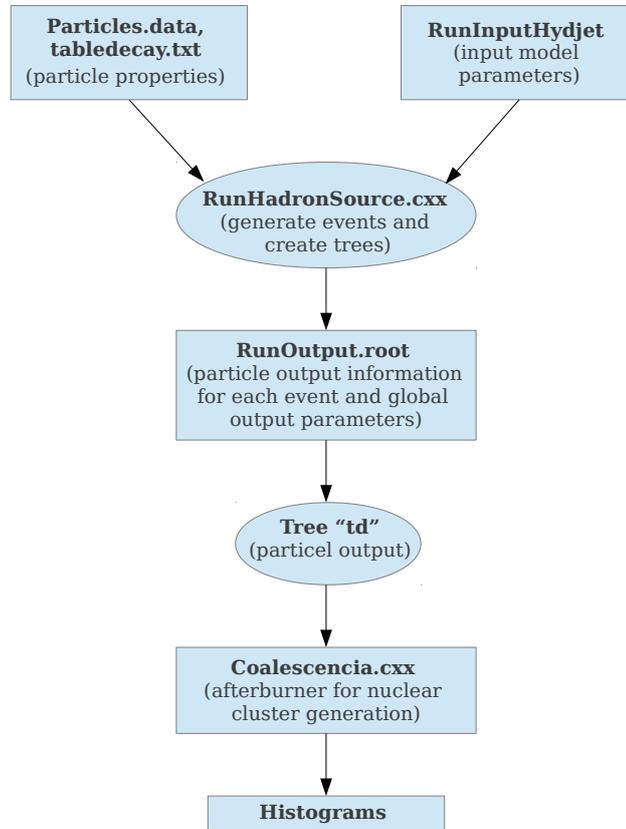


Figura 4.3: Diagrama de flujo de la estructura de HYDJET++ y el generador de coalescencia. Figura modificada y tomada de [44].

se genera un nuevo núcleo ligero; es decir que la probabilidad de coalescencia que tienen los protones y neutrones después de pasar las restricciones es igual a 1. Las nuevas distribuciones se guardan como histogramas en archivos ROOT para ser usados en los análisis posteriores.

4.3. Simulaciones

Para el desarrollo de este trabajo se simularon 500000 eventos de colisiones Au-Au a una energía de centro de masa de 200 GeV como las producidas por el acelerador RHIC, 500000 eventos de colisiones Pb-Pb a una energía de centro de masa de 2760 GeV como en el acelerador LHC y 200000 eventos de colisiones Pb-Pb a una energía de centro de masa de 5500 GeV. El número de simulaciones mencionado se generó para cada bin de centralidad (0-10 %, 0-20 %, 10-20 %, 20-40 %, y 40-60 %).

El primer paso en la construcción de este trabajo fue estudiar los espectros de protones generados por HYDJET++ versión 2.1 y compararlos con los resultados de los datos que se han encontrado hasta el momento en los tres experimentos de nuestro interés: PHENIX, BRAHMS y ALICE. Para las simulaciones de las colisiones se calculó la producción invariante de protones en rangos de centralidad y rapidez equivalentes a los utilizados en los tres experimentos. En la figura 4.4 se presenta una muestra de las predicciones de HYDJET++ para protones. En el caso de las simulaciones de colisiones plomo contra plomo a 2.76 TeV, se tomó un rango de centralidad de 0 – 5 % y un rango de rapidez $y < |0.5|$ como en el análisis presentado por la colaboración de ALICE [52]. En el caso de las simulaciones de colisiones oro contra oro a 200 GeV, se escogió conjuntamente dos rangos de centralidad y rapidez, el primero de 0 – 10 % con $y < |0.5|$ al igual que el

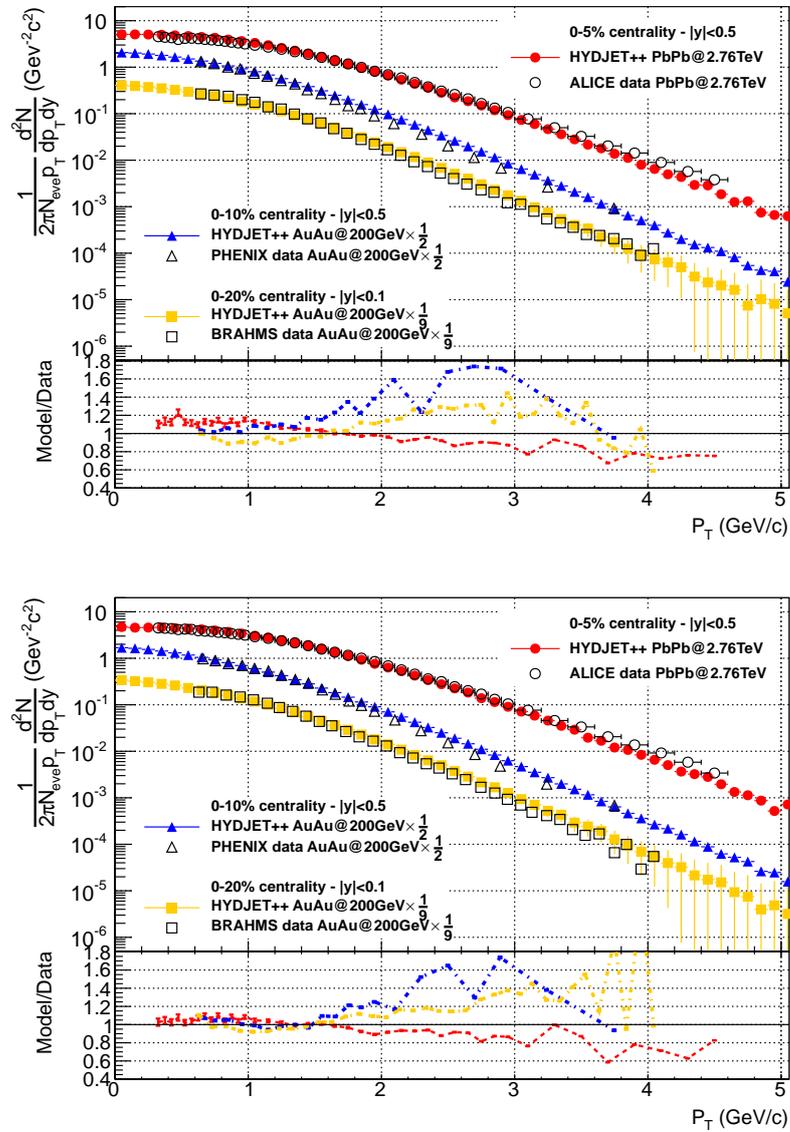


Figura 4.4: Producción invariante de protones (izquierda) y de antiprotones (derecha), calculada con HYDJET++ y comparada con los datos experimentales de PHENIX [53] y ALICE [52].

análisis presentado por PHENIX [53], y el segundo de $0 - 20\%$ con $y < |0.1|$ como en el análisis de BRAHMS [13].

En la figura 4.4 se observa que las distribuciones de la producción invariante de protones y antiprotones predichas por HYDJET++ se aproximan de forma significativa a los datos medidos por ALICE [52] para un gran dominio del momento transversal. El modelo reproduce los datos dentro de un $\sim 20\%$ de error entre $p_T \sim 0.3$ GeV y $p_T \sim 3.4$ GeV para protones y antiprotones. La figura 4.4 también indica la comparación de las simulaciones con los datos del experimento PHENIX, donde se observa que para $p_T \lesssim 1.5$ GeV el modelo reproduce el experimento dentro de un $\sim 20\%$ de error; sin embargo, para $p_T > 1.5$ GeV la simulación se aleja de los datos progresivamente hasta alcanzar un $\sim 60\%$ de error en $p_T \sim 2.5$ GeV (protones) y $p_T \sim 3.0$ GeV (antiprotones) para luego acercarse rápidamente a los datos en $p_T \sim 3.5$ GeV (protones) y $p_T \sim 3.7$ GeV (antiprotones).

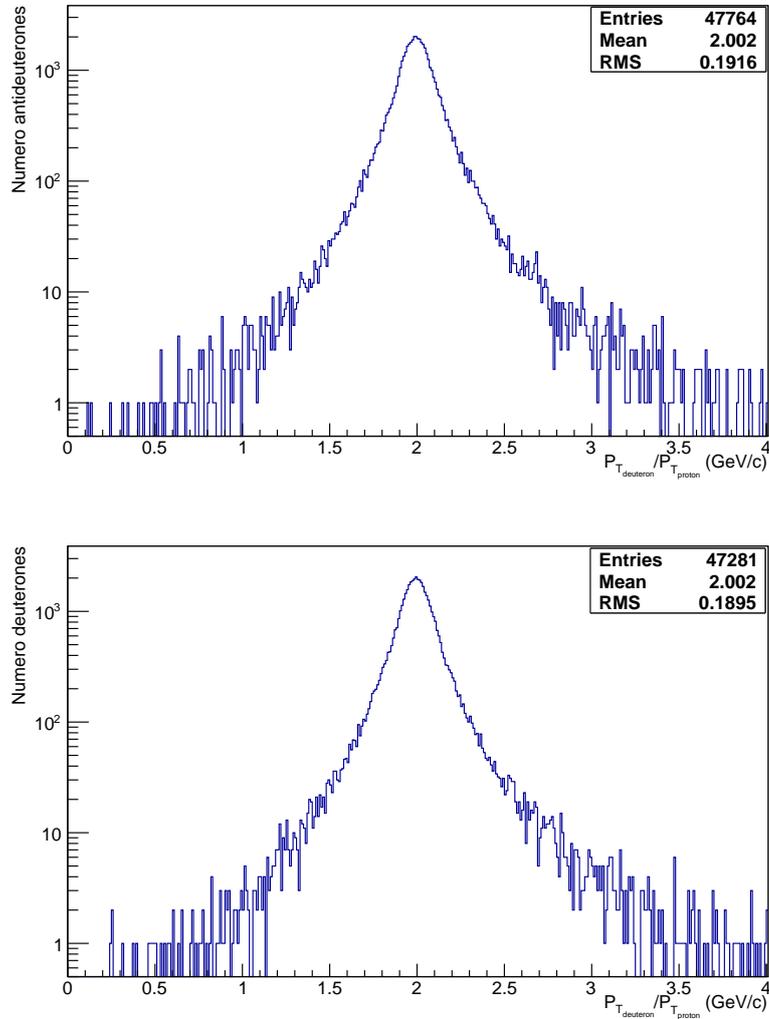


Figura 4.5: Cociente entre el momento transversal de deuterones y protones (izquierda), y entre antideuterones y antiprotones (derecha), calculada con HYDJET++.

Por último, también se ha plasmado la comparación de la simulación con los datos de BRAHMS, y se ha encontrado que el modelo reproduce los datos experimentales dentro de un $\sim 20\%$ de error para $p_T \lesssim 2.1$ en protones y antiprotones.

Es importante hacer otras observaciones acerca de los protones y antiprotones, pues los espectros de (anti)deuterones que se van a obtener más adelante están directamente vinculados a los resultados de la figura 4.4. Dicha relación se establece en el instante en que se define el momento del deuterón o antideuterón generado a través del fenómeno de coalescencia, como la suma de los momentos del protón y el neutrón. En la figura 4.5 se ha calculado el cociente entre el momento transverso del (anti)deuterón y el momento transverso del (anti)protón que lo conforma, para un grupo de colisiones Pb-Pb a 2760 GeV con una centralidad de $0 - 10\%$, y con $y < |0.5|$. Las distribuciones de la figura 4.5 tienen un valor medio de 2; por lo tanto, se concluye que $p_{T_{\text{deuteron}}} \approx 2p_{T_{\text{proton}}}$. La relación anterior se deriva simplemente del corte sobre la rapidez ($y < |0.5|$) que limita el rango de momento transverso de protones y deuterones que será analizado, y establece un valor muy pequeño para p_z . El propósito de obtener un vínculo entre los momentos transversos de ambas partículas, es tener la capacidad de establecer que rango del momento transverso de los (anti)deuterones presentará un buen o mal comportamiento únicamente observando los espectros de los (anti)protones. Ya que las simulaciones de colisiones Au-Au presentan un buen comportamiento hasta $p_T \sim 1.5$ GeV/c y en el caso de colisiones Pb-Pb hasta $p_T \sim 3.0$ GeV/c (ver figura 4.4), se establece que los espectros producidos por el generador de coalescencia solo pueden ser aceptables desde $p_T \sim 1.1$ GeV/c hasta $p_T \sim 3.0$ GeV/c en el primer caso y desde $p_T \sim 0.7$ GeV/c hasta $p_T \sim 6.0$ GeV/c en el segundo.

Además de la producción invariante de (anti)protones también se calculó con HYDJET++ la razón antiprotones-protones en función del momento transverso para colisiones Au-Au a 200 GeV en un rango de $0 - 10\%$ de centralidad y para colisiones Pb-Pb a 2760 GeV en un rango de $0 - 5\%$ de centralidad (ver figura 4.6). En general no hay una dependencia significativa de la razón antipartícula-partícula con el momento transverso, y en el caso de colisiones Au-Au, después de un ajuste lineal la simulación arroja un valor constante de 0.745 ± 0.00046 que comparado con los datos experimentales medidos por PHENIX (0.73 ± 0.004) se encuentra dentro de un 2% de error. Se hace la misma comparación para colisiones Pb-Pb, y la simulación produce un valor de 0.94 ± 0.0019 el cual está dentro de un 4% de error de los datos calculados por ALICE (0.98 ± 0.004).

En cuanto a la relación antineutrones-neutrones, HYDJET++ predice un valor muy similar a la razón antiprotones-protones para los dos tipos de colisiones y energías. Para colisiones Au-Au a 200 GeV en un rango de $0 - 10\%$ de centralidad, $\bar{n}/n = 0.74 \pm 0.0005$, y para colisiones Pb-Pb a 2760 GeV en un rango de $0 - 5\%$ de centralidad, $\bar{n}/n = 0.93 \pm 0.002$. Si los nucleones y antinucleones tienen comportamientos y características similares; es decir, si en las colisiones se presenta una simetría bariónica, tal y como lo implementa HYDJET++, entonces los parámetros de coalescencia B_A y $B_{\bar{A}}$ serán iguales. De la ecuación 2.5 se tiene entonces una relación directa entre nucleones y antinucleones:

$$\left(\frac{N_{\bar{A}}}{N_A}\right) = \left(\frac{N_{\bar{N}}}{N_N}\right)^A \quad (4.1)$$

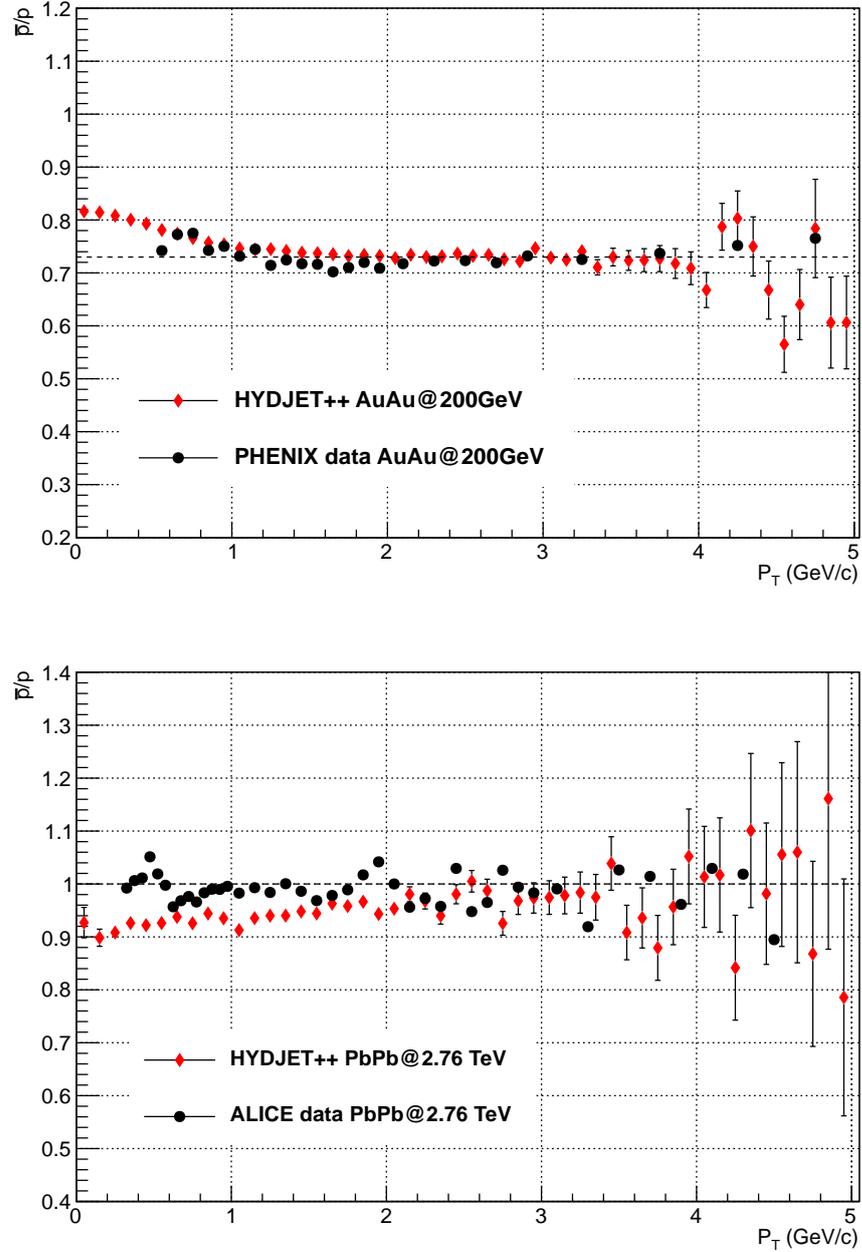


Figura 4.6: Razón entre antiprotones y protones calculada con HYDJET++ y comparada con los datos experimentales de PHENIX [53] (izquierda) y ALICE [52] (derecha). Se grafican líneas de referencia a 0.73 y 1.0.

Para el caso particular de deuterones se tiene que $\bar{d}/d = (\bar{p}/p)(\bar{n}/n)$, por lo que según las predicciones de HYDJET++ la razón \bar{d}/d debe ser aproximadamente 0.55 ± 0.0007 para Au-Au a 200 GeV y 0.87 ± 0.004 para Pb-Pb a 2.76 TeV. La razón \bar{d}/d medida por el experimento PHENIX [43] es 0.47 ± 0.03 para minbias, que es consistente dentro de los errores sistemáticos y estadísticos con el valor calculado por HYDJET++.

En las secciones siguientes se presentará los resultados de las simulaciones con HYDJET++ y el generador de coalescencia únicamente para deuterones, debido a que es la variedad del ión hidrógeno después del protón con la más alta producción y por lo tanto con las suficientes mediciones experimentales que permiten realizar diferentes comparaciones y extraer conclusiones importantes.

4.3.1. (Anti)Deuterones en colisiones Au+Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

Después de obtener las distribuciones de protones se ejecuta el generador de coalescencia para producir deuterones en colisiones Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Ya que al inicio no se conoce con certeza el valor del parámetro Δp que reproduce con mejor exactitud los datos experimentales, se producen varias simulaciones modificando en cada una de ellas el valor Δp , pero dejando fijo el valor $\Delta x = 2.1$ fm. Una vez hecho esto, se calcula la producción invariante ($1/2\pi N_{eve} p_T \times d^2 N/dp_T dy$) y el parámetro de coalescencia (B_2) para cada simulación, y se compara con los datos experimentales para determinar cual es el valor Δp que mejor reproduce los datos.

En la figura 4.7 y se indican los resultados de la simulación de deuterones para cuatro valores del parámetro Δp : 150 MeV/c, 180 MeV/c, 220 MeV/c, y 250 MeV/c, en un rango de 0 – 10% de centralidad. Como era de esperarse a medida que Δp aumenta el número de deuterones creados por el generador de coalescencia crece, pues la restricción se vuelve menos exigente y existen más parejas de protones y neutrones que están cerca en el espacio de momentos, por lo tanto más parejas de nucleones se unen. Se puede concluir entonces que la restricción establecida solo aumenta o disminuye la distribución, pero no cambia su pendiente con respecto al momento transversal.

En la figura 4.7 se presenta también el parámetro de coalescencia para los deuterones generados en las simulaciones. Es importante notar que debido a la dependencia de B_2 con la producción invariante de deuterones (ver ecuación 2.5), el parámetro de coalescencia crece si Δp aumenta, lo cual es lógico, porque el parámetro Δp no representa otra cosa sino el radio de un volumen en el espacio de momentos que es proporcional a la probabilidad de coalescencia. El valor de Δp que mejor reproduce los datos experimentales para deuterones en los límites de momento transversal $1.0 < p_T < 3.0$ GeV/c dentro de un error del $\sim 20\%$ es 0.25 ± 0.02 GeV/c. Cuando $p_T > 3.0$ GeV/c la cantidad de deuterones disminuye considerablemente y el parámetro Δp debe disminuir hasta 0.15 ± 0.02 GeV/c para $p_T \sim 4.0$ GeV/c si quiere predecir los datos; sin embargo, ya que la producción de protones por parte de HYDJET++ sobrestima la de los datos experimentales en este dominio del momento transversal, se espera que al aplicar algunas correcciones, el valor encontrado de Δp sea correcto para todo el rango de p_T .

En la figura 4.8 se indican los resultados de la simulación en antideuterones para cuatro valores del parámetro Δp : 150 MeV/c, 180 MeV/c, 210 MeV/c, y 230 MeV/c, en un rango de 0 – 10% de centralidad. El valor de Δp que mejor reproduce los datos experimentales para antideuterones en los límites de momento transversal $1.3 < p_T < 3.0$ GeV/c, dentro de un error del $\sim 20\%$ es 0.23 ± 0.02 GeV/c. Se nota que el valor de Δp para antideuterones disminuyó con respecto al encontrado para deuterones, indicando clara-

mente una menor producción de antideuterones; esto se puede observar al calcular la relación \bar{d}/d . Nuevamente, cuando $p_T > 3.0$ GeV/c la cantidad de antideuterones disminuye considerablemente y el parámetro Δp debe disminuir hasta 0.13 ± 0.02 GeV/c para $p_T \sim 4.0$ GeV/c.

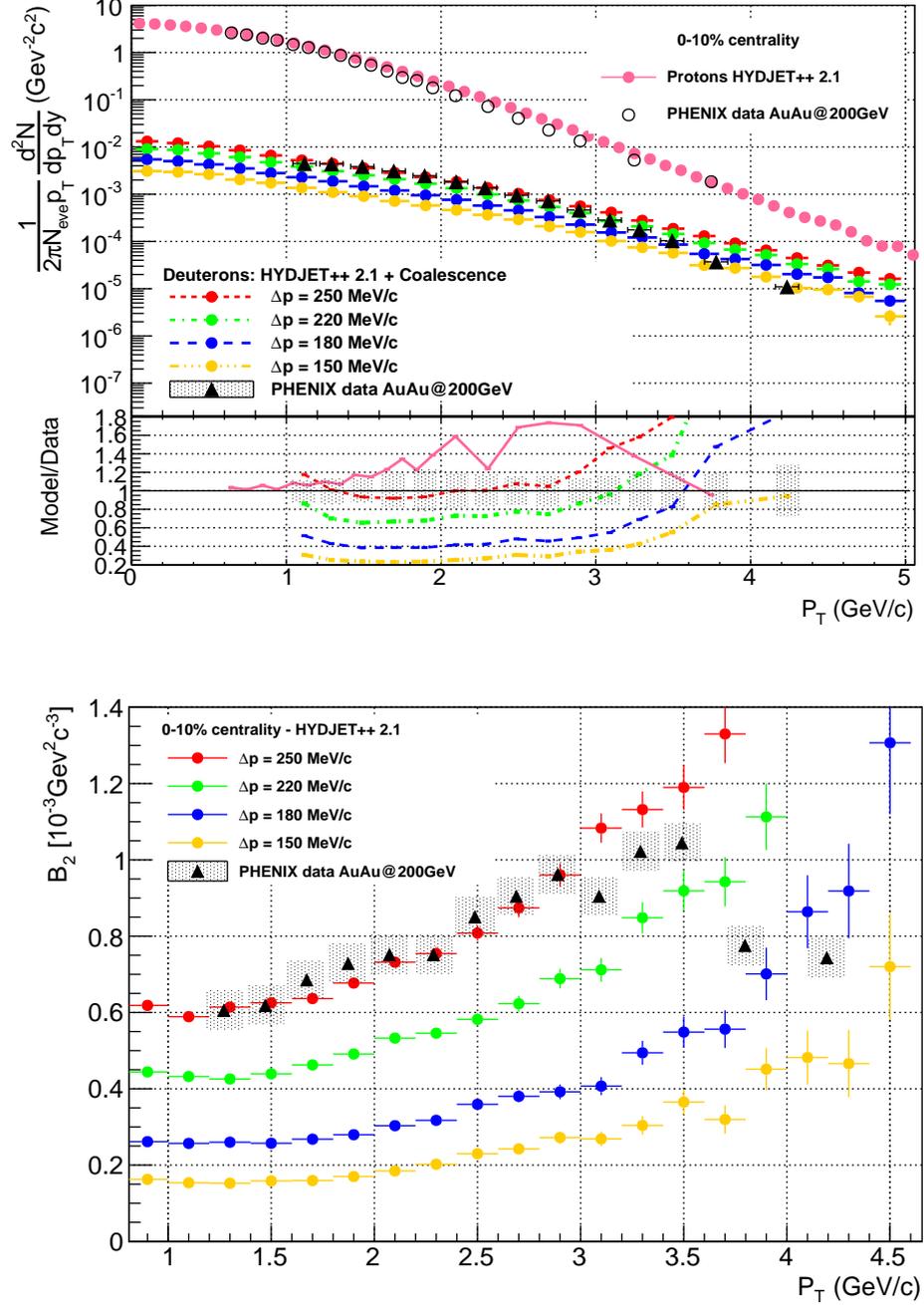


Figura 4.7: Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.

En la figura 4.9 se ha calculado la razón entre antideuterones y deuterones con HYDJET++, basandose en los resultados de la producción invariante calculados anteriormente. El ajuste de la simulación entrega un valor para \bar{d}/d igual a 0.499 ± 0.005 que es muy cercano al valor encontrado por el experimento PHENIX (0.47 ± 0.005) en eventos minbias. Además los dos resultados son consistentes con $(\bar{p}/p)^2 = (0.73 \pm 0.01)^2 = 0.53 \pm 0.01$.

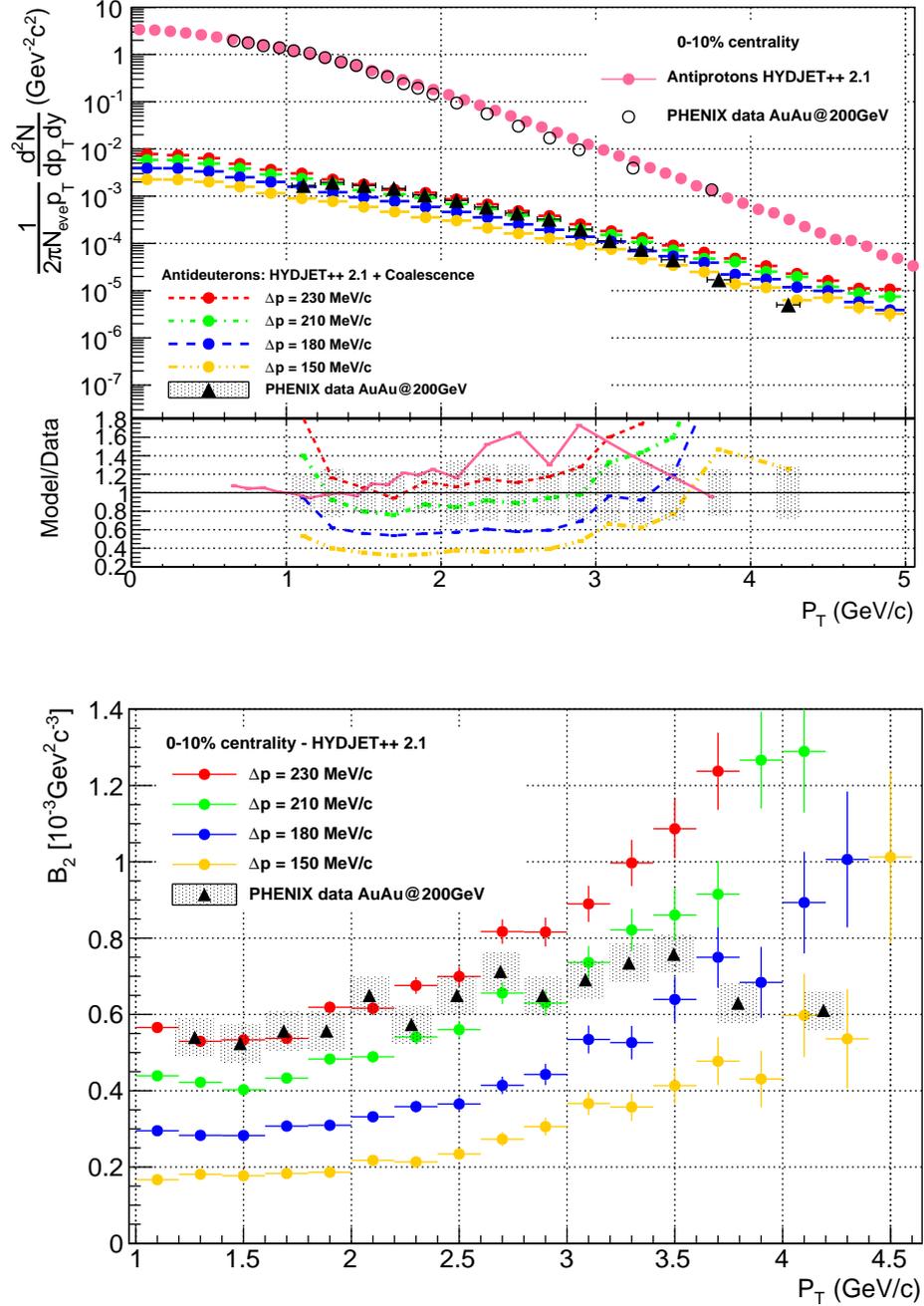


Figura 4.8: Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.

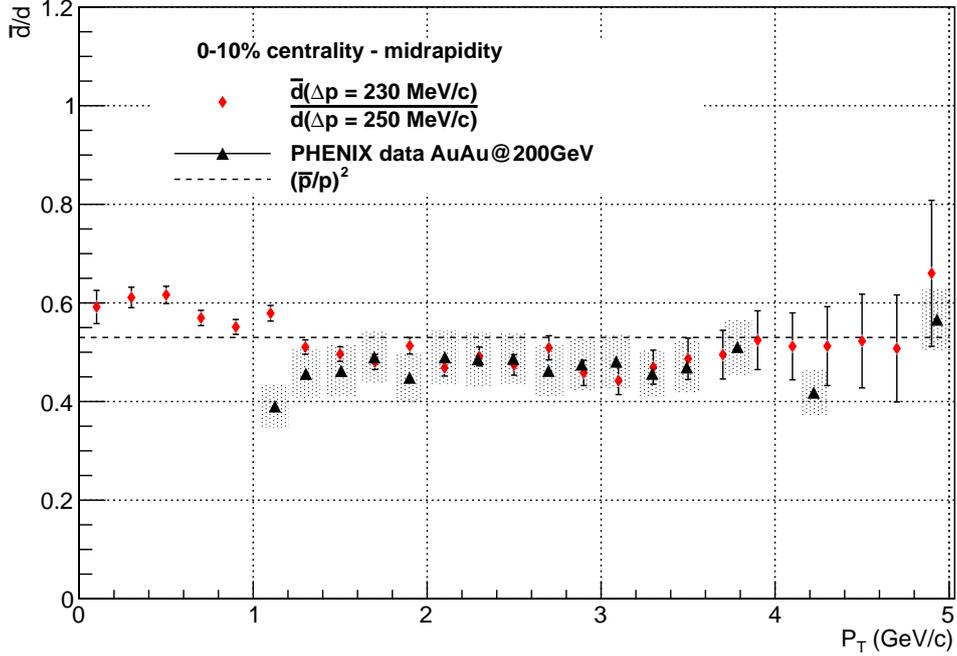


Figura 4.9: Raz3n antideuterones-deuterones calculada con HYDJET++ y comparada con los datos experimentales de PHENIX [43].

El procedimiento de la generaci3n de deuterones a trav3s del modelo de coalescencia se aplic3 a tres rangos diferentes de centralidad: 0 – 20 %, 10 – 20 % y 20 – 40 %, adem3s del ya analizado 0 – 10 %, con el objetivo de observar el comportamiento del generador de coalescencia y el par3metro Δp a diferentes centralidades. Los resultados se indican en las figuras (4.10), (4.11) de este cap3tulo, y en las figuras (C.1), (C.2), (C.3) y (C.4) de la secci3n C.1.

En el rango 0 – 20 % existen datos de los experimentos PHENIX y BRAHMS con los cuales se pudo comparar las simulaciones, y se puede ver que a pesar de las fluctuaciones estadísticas el generador predice el espectro de deuterones y antideuterones con un solo valor de $\Delta p = 0.25 \pm 0.02 \text{ GeV}$ y $0.23 \pm 0.02 \text{ GeV}$ respectivamente para $p_T < 3.0$.

En la centralidad 10 – 20 % el valor de Δp disminuye un poco, pasa de 250 MeV/c a 240 MeV/c para deuterones y de 230 MeV/c a 220 MeV/c para antideuterones. Igual que en los otros casos, la predicci3n del generador de coalescencia coincide con los datos experimentales en un rango de p_T menor a 3.0 GeV/c, con un solo valor de Δp . El par3metro de coalescencia tambi3n se aproxima a los datos experimentales en los mismos limites de p_T . En la centralidad 20 – 40 % se presenta una situaci3n muy parecida a la de los dos casos anteriores.

Se debe a3adir que para todas las centralidades el espectro de deuterones generados a trav3s de la coalescencia aumenta sustancialmente despu3s de $p_T > 3.0 \text{ GeV/c}$. Esto se debe a la forma del espectro de protones y antiprotones generados por HYDJET++, los cuales tambi3n se muestran en las figuras para apreciar que la forma del espectro de

deuterones está vinculada a la forma del espectro de protones; y entre más exacta sea la predicción de protones, más exacta será la de deuterones. En las tablas 4.1 y 4.2 se reúnen los valores de Δp para todas las centralidades, y también se comparan los valores del parámetro de coalescencia en $p_T = 1.3$ GeV/c para las simulaciones y los datos.

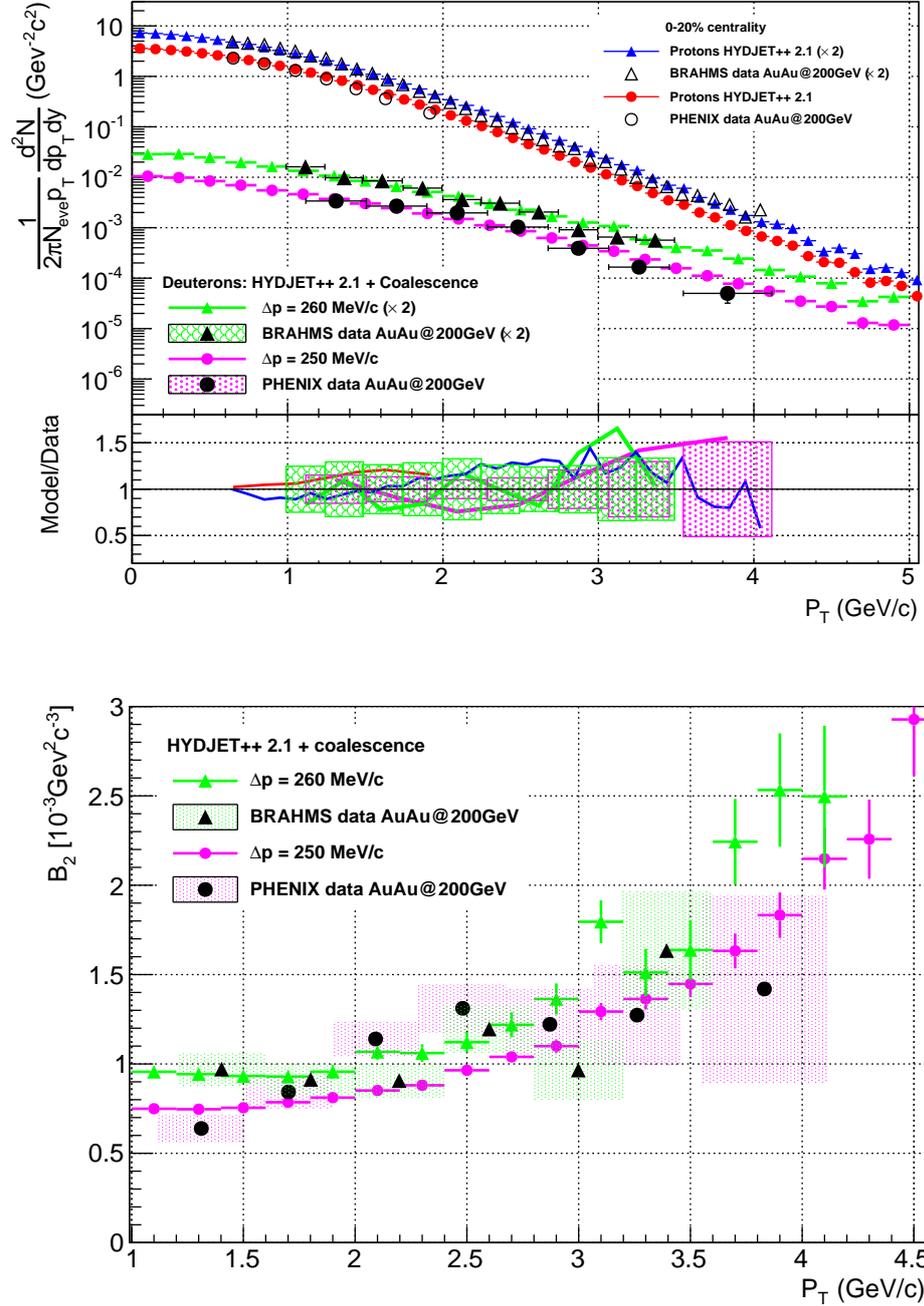


Figura 4.10: Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 20% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [54] y BRAHMS [13]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.

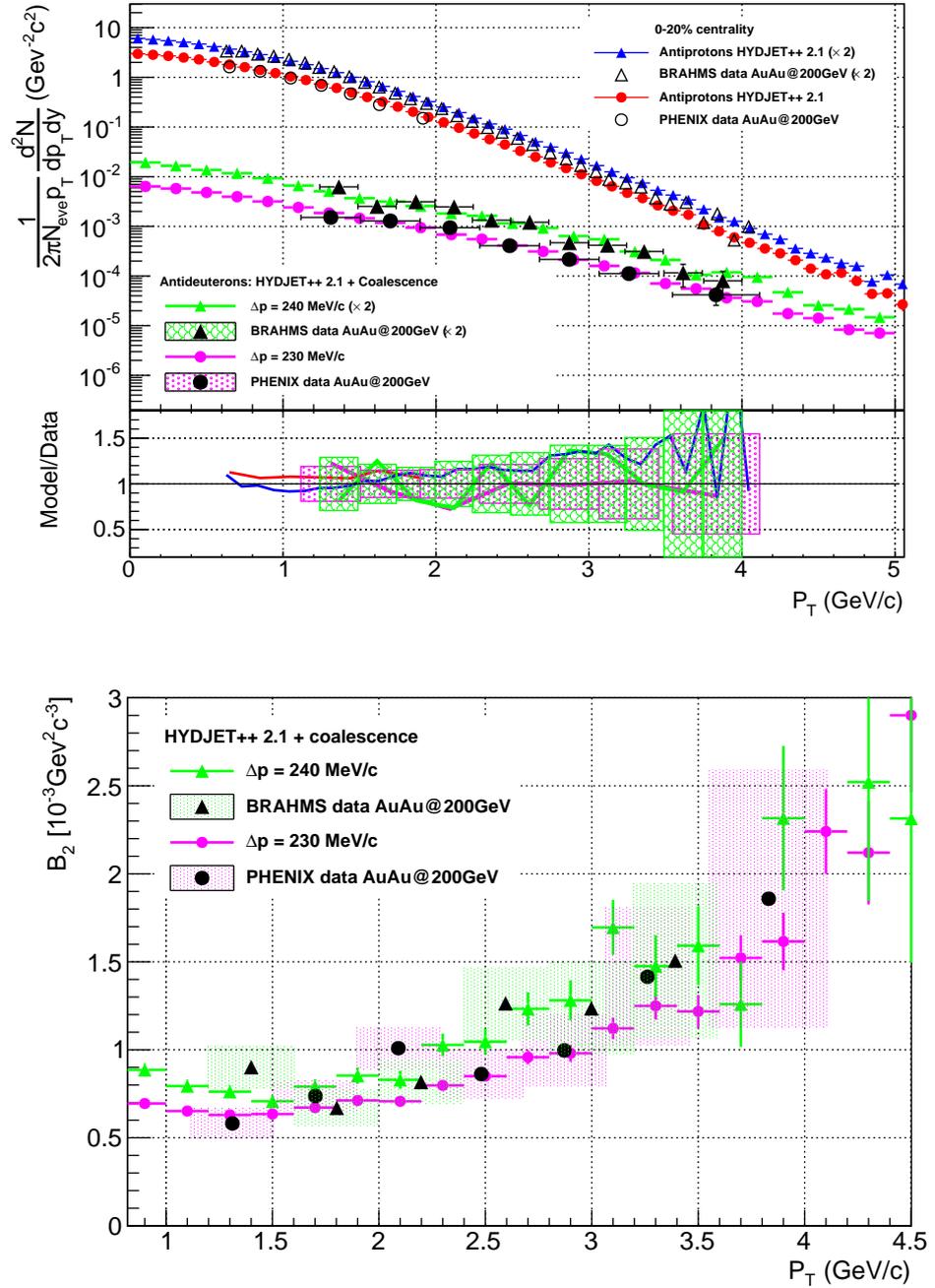


Figura 4.11: Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 20% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [54] y BRAHMS [13]. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.

Dentro de los resultados de las tablas 4.1 y 4.2 cabe resaltar una observación importante: el parámetro Δp parece no depender de la centralidad, pues a pesar de variar un poco en 10 – 20% y 20 – 40%, tal variación se encuentra dentro de los errores considerados. Sin embargo, con este único valor de Δp se obtienen diferentes valores de B_2 , y no solo diferentes, sino muy cercanos a los medidos por los experimentos mencionados. En la figura 4.12 se compara el parámetro de coalescencia medido en $p_T = 1.3$ GeV/c por

diferentes experimentos y para eventos con 0 – 10 % de centralidad. En la tabla 4.3 se recopila la información sobre la producción invariante para cada una de las centralidades, y se la compara con los datos experimentales. Es notoria la similitud entre las predicciones y los valores reales sobre el número de deuterones y de antideuterones.

d				
Centralidad	Δp [GeV/c]	B_2^{sim} [$10^{-3} GeV^2 c^{-3}$]	B_2^{data} [$10^{-3} GeV^2 c^{-3}$]	% error
0 – 10 %	0.25 ± 0.02	0.614 ± 0.13	0.606 ± 0.09	1.32
0 – 20 %	0.25 ± 0.02	0.746 ± 0.16	0.639 ± 0.075	16.70
10 – 20 %	0.24 ± 0.02	0.836 ± 0.17	0.851 ± 0.0093	1.76
20 – 40 %	0.24 ± 0.02	1.632 ± 0.32	1.494 ± 0.19	9.20

Tabla 4.1: Comparación del parámetro de coalescencia de deuterones en $p_T = 1.3$ GeV/c calculado por el generador de coalescencia y los valores reales. Los datos fueron tomados de [43] y [54].

\bar{d}				
Centralidad	Δp [GeV/c]	B_2^{sim} [$10^{-3} GeV^2 c^{-3}$]	B_2^{data} [$10^{-3} GeV^2 c^{-3}$]	% error
0 – 10 %	0.23 ± 0.02	0.530 ± 0.11	0.540 ± 0.09	1.85
0 – 20 %	0.23 ± 0.02	0.629 ± 0.16	0.582 ± 0.083	8.1
10 – 20 %	0.22 ± 0.02	0.695 ± 0.17	0.690 ± 0.0096	0.72
20 – 40 %	0.22 ± 0.02	1.137 ± 0.36	1.313 ± 0.152	13.4

Tabla 4.2: Comparación del parámetro de coalescencia de antideuterones en $p_T = 1.3$ GeV/c calculado por el generador de coalescencia y los valores reales. Los datos fueron tomados de [43] y [54].

Centralidad	d		\bar{d}	
	$\frac{dN}{dy}_{sim}$	$\frac{dN}{dy}_{data}$	$\frac{dN}{dy}_{sim}$	$\frac{dN}{dy}_{data}$
0 – 10 %	0.0830 ± 0.016	0.0794 ± 0.0064	0.0440 ± 0.010	0.0304 ± 0.0052
0 – 20 %	0.0690 ± 0.013	0.0727 ± 0.0022	0.0359 ± 0.009	0.0336 ± 0.0013
10 – 20 %	0.0525 ± 0.010	0.0638 ± 0.0053	0.0257 ± 0.006	0.0251 ± 0.0036
20 – 40 %	0.0297 ± 0.006	0.0399 ± 0.0026	0.0137 ± 0.003	0.0167 ± 0.0027

Tabla 4.3: Comparación de la producción invariante (dN/dy) entre los datos y los resultados del generador de coalescencia. Datos tomados de [55].

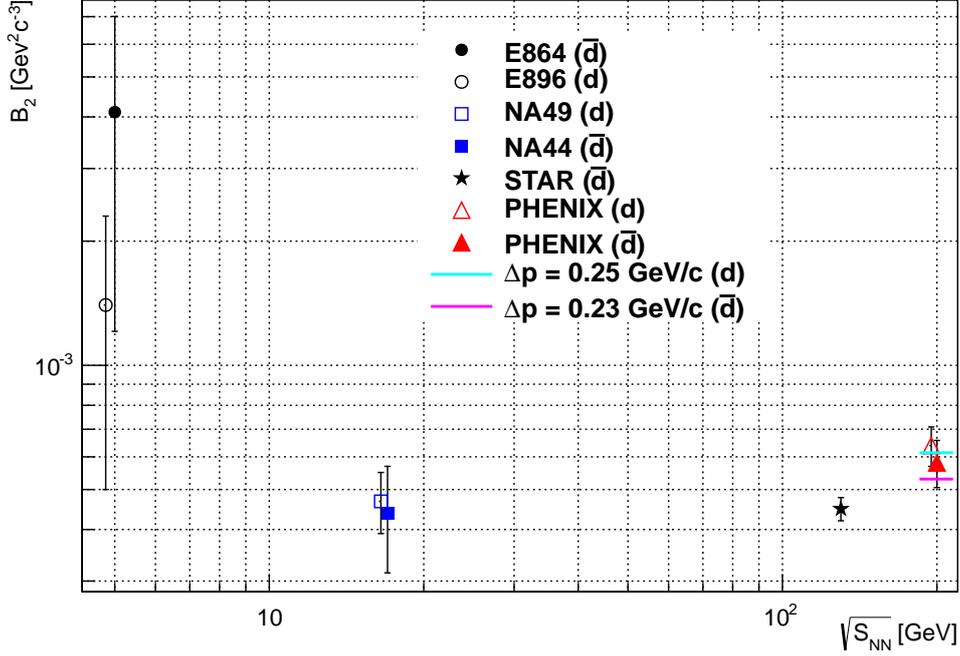


Figura 4.12: Comparación del parámetro de coalescencia de deuterones y antideuterones en $p_T = 1.3 \text{ GeV/c}$, con otros experimentos a distintos valores de \sqrt{s} . Figura adaptada de [54].

Hasta el momento se ha obtenido la primera predicción del espectro de (anti)deuterones con el generador de coalescencia a través de una condición muy simple como lo es el parámetro Δp . Las distribuciones calculadas con el generador de coalescencia no se ajustan a los datos en la totalidad del momento transversal, como se explicó anteriormente; sin embargo, se reproduce una parte importante de los espectros, incluyendo el aumento gradual del parámetro de coalescencia B_2 con respecto al momento transversal. Este aumento es consistente con una fuente que se expande, porque las correlaciones que se producen en la etapa de freeze-out entre los nucleones de masas similares llevan a una alta probabilidad de coalescencia a grandes momentos transversales. Otro resultado importante que se puede extraer del parámetro de coalescencia es el volumen de la fuente de deuterones. Como se explicó en el capítulo 2.0, el parámetro de coalescencia está relacionado con el volumen efectivo, que es la fracción de volumen que es capaz de emitir partículas con un momento determinado. El volumen puede calcularse a través de la ecuación 2.18, la cual relaciona los radios de la interferometría HBT con B_2 , considerando un perfil de densidad gaussiano para la fuente.

En la figura 4.13 se ha representado $R_{side}^2 R_{long}$ como función de la multiplicidad, teniendo en cuenta los valores de B_2 encontrados por el generador de coalescencia. Ya que $R_{side}^2 R_{long}$ es proporcional al volumen efectivo, la figura 4.13 establece que la etapa de freeze-out ocurre a una densidad de partículas constante.

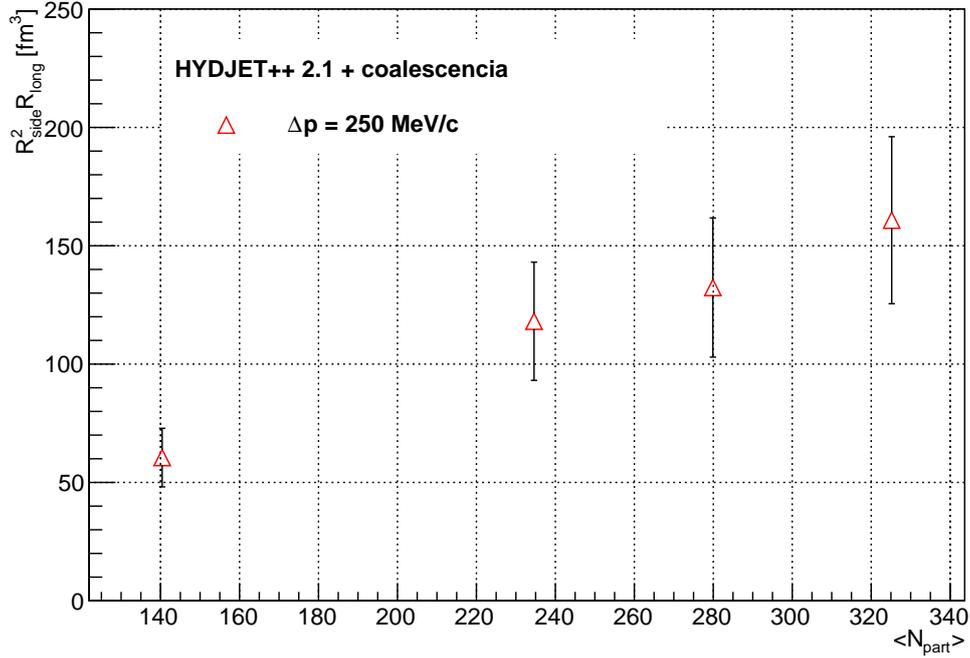


Figura 4.13: $R_{side}^2 R_{long}$ calculado en $p_T = 1.3$ GeV/c, y para distintas centralidades.

4.3.2. (Anti)Deuterones en colisiones Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV

Para las simulaciones de las colisiones Pb-Pb se aplica el mismo procedimiento de la sección anterior. Se ejecuta el generador de coalescencia en el espectro de protones producido por HYDJET++ para generar deuterones y antideuterones, aplicando diferentes valores restrictivos a Δp y solo un valor a $\Delta x < 2.1$ fm, equivalente al radio del deuterón. Ya que para el experimento ALICE no existen aún datos publicados de la producción de nucleos ligeros, se usó los resultados preliminares expuestos en ALICE Physics Week Puebla (2012) [56], para comparar con las simulaciones. Además, debido a que no se presentaron espectros de la producción de antideuterones, se usó el mismo espectro de deuterones para comparar con los resultados. Esta última consideración no está lejos de la realidad, pues como se expuso en la figura 4.6 la relación antiprotón-protón es aproximadamente uno, por lo que a partir de la relación 4.1 se espera que la producción de deuterones y antideuterones sean muy parecidas.

En las figuras 4.14 y 4.15 se observa los primeros resultados de las simulaciones a una centralidad de 0 – 10% comparados con los datos. Los espectros producidos por el generador de coalescencia se acercan al número de (anti)deuterones por evento producidos por ALICE a medida que se varía el parámetro Δp . Se nota, que para $1.6 < p_T < 4.0$ el generador de coalescencia se ajusta a los datos dentro de un $\sim 20\%$ de error con un solo valor de $\Delta p = 210 \pm 20$ MeV/c. Sin embargo, para $p_T < 1.6$ los datos tienden a una distribución más plana que no es posible describir con un solo valor de Δp .

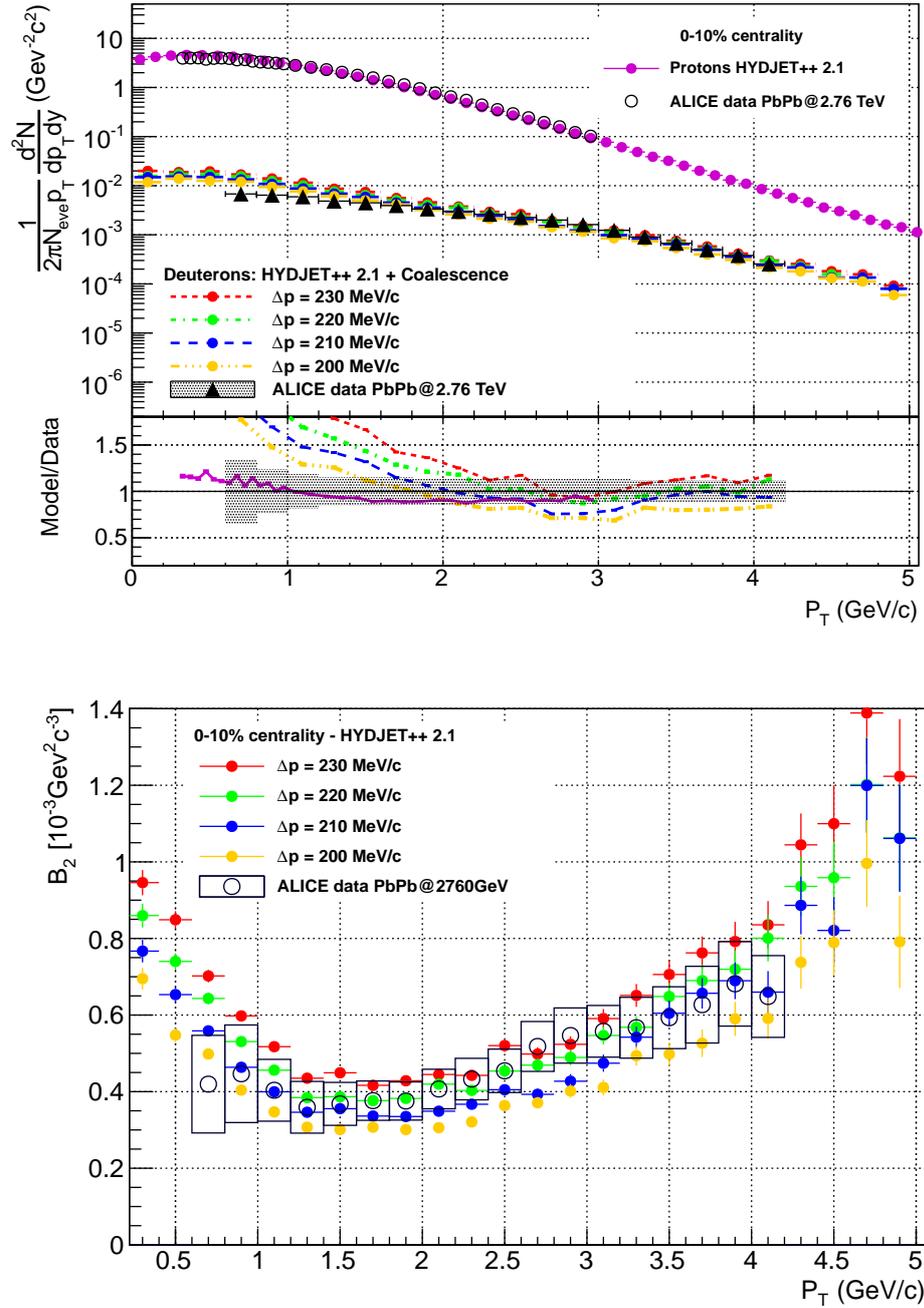


Figura 4.14: Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de ALICE [56]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.

Este comportamiento en los datos es consecuencia del flujo radial; es decir, la influencia que los fenómenos hidrodinámicos ejercen sobre las partículas más pesadas y rápidas, que llevan a una redistribución del espectro de (anti)deuterios en el momento transversal y finalmente a una pendiente más plana con respecto a la de (anti)protones.

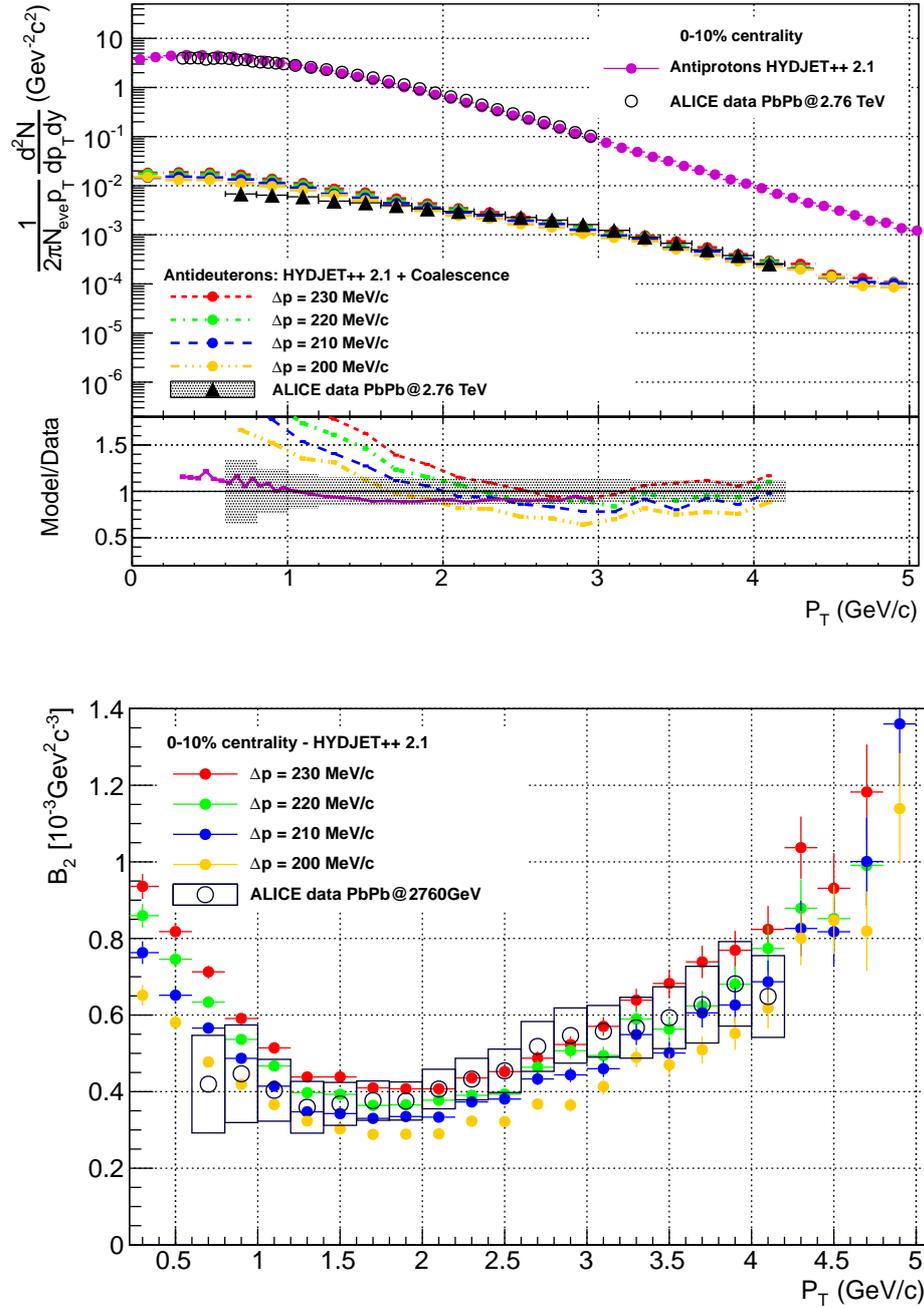


Figura 4.15: Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de ALICE [56]. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.

La simulación a través del generador de coalescencia no se ajusta a los datos para $p_T < 2.0$ GeV/c porque no puede predecir el flujo radial y por lo tanto no puede redistribuir su espectro. Tampoco se aproxima a la distribución real porque HYDJET++ no predice con una gran exactitud el espectro de protones y antiprotones para $p_T < 1.0$ GeV/c, lo que ocasiona que el número de deuterones y antideuterones para $p_T < 2.0$ GeV/c sea sobrestimado. A pesar de esto, el parámetro de coalescencia está muy bien descrito por

la simulación (ver figuras 4.14 y 4.15) a partir de $p_T \sim 0.8 - 1.0$ GeV/c, aumentando a medida que el momento transverso crece y ajustándose debidamente a los datos preliminares de ALICE.

Para el caso de colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, las condiciones HYDJET++ permitieron hacer simulaciones sobre tres centralidades adicionales a la ya analizada 0 – 10 %, éstas son: 10 – 20 %, 20 – 40 % y 40 – 60 %. Los resultados se pueden ver en las figuras C.5, C.6, C.7, C.8, C.9 y C.10 de la sección C.2, del apéndice C. En las tablas 4.4 y 4.5 se reúnen los valores de Δp y B_2 que mejor representan los datos preliminares para cada centralidad, y en la tabla 4.6 se presenta los resultados de la producción invariante que predice el generador de coalescencia para el valor de Δp indicado en las tablas 4.4 y 4.5.

d				
Centralidad	Δp [GeV/c]	B_2^{sim} [$10^{-3} GeV^2 c^{-3}$]	B_2^{data} [$10^{-3} GeV^2 c^{-3}$]	% error
0 – 10 %	0.21 ± 0.02	0.3462 ± 0.089	0.3592 ± 0.06753	3.62
10 – 20 %	0.23 ± 0.02	0.6048 ± 0.120	0.6084 ± 0.11438	0.59
20 – 40 %	0.23 ± 0.02	1.0726 ± 0.150	1.1325 ± 0.21291	5.29
40 – 60 %	0.22 ± 0.02	2.2461 ± 0.266	2.3494 ± 0.44166	4.39

Tabla 4.4: Comparación del parámetro de coalescencia de deuterones en $p_T = 1.3$ GeV/c calculado por el generador de coalescencia y los valores reales.

\bar{d}				
Centralidad	Δp [GeV/c]	B_2^{sim} [$10^{-3} GeV^2 c^{-3}$]	B_2^{data} [$10^{-3} GeV^2 c^{-3}$]	% error
0 – 10 %	0.21 ± 0.02	0.3473 ± 0.091	0.3592 ± 0.06753	3.31
10 – 20 %	0.23 ± 0.02	0.6005 ± 0.107	0.6084 ± 0.11438	1.30
20 – 40 %	0.23 ± 0.02	1.0464 ± 0.138	1.1325 ± 0.21291	7.60
40 – 60 %	0.22 ± 0.02	2.2692 ± 0.274	2.3494 ± 0.44166	3.41

Tabla 4.5: Comparación del parámetro de coalescencia de antideuterones en $p_T = 1.3$ GeV/c calculado por el generador de coalescencia y los valores reales.

$\frac{dN}{dy}$		
Centralidad	d	\bar{d}
0 – 10 %	0.1456 ± 0.038	0.1443 ± 0.033
10 – 20 %	0.1104 ± 0.026	0.1112 ± 0.024
20 – 40 %	0.0542 ± 0.011	0.0536 ± 0.0097
40 – 60 %	0.0246 ± 0.005	0.0245 ± 0.0051

Tabla 4.6: Producción invariante (dN/dy) calculada por el generador de coalescencia.

Al igual que sucedió en los resultados de colisiones Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, el valor de Δp no varía considerablemente con la centralidad. Además, el generador de coalescencia predice valores de B_2 muy cercanos a los reales, a pesar de no ajustarse al espectro de la producción invariante en todo el dominio del momento transversal. Por otro lado, aunque no se cuenta con los datos de la producción invariante para cada bin de centralidad, de la figura 4.16 se puede extraer un valor aproximado de $dN/dy = 0.1168 \pm 0.015$ para una centralidad de 0 – 10%. Al compararlo con el valor predicho por el generador de coalescencia de 0.1456 ± 0.038 , se concluye que encuentra dentro de un $\sim 20\%$ de error. La comparación anterior nos demuestra que el generador de coalescencia es capaz de predecir la producción invariante hasta la primera cifra decimal; lo que no es una gran exactitud, pero estima dentro de cierta tolerancia los resultados experimentales.

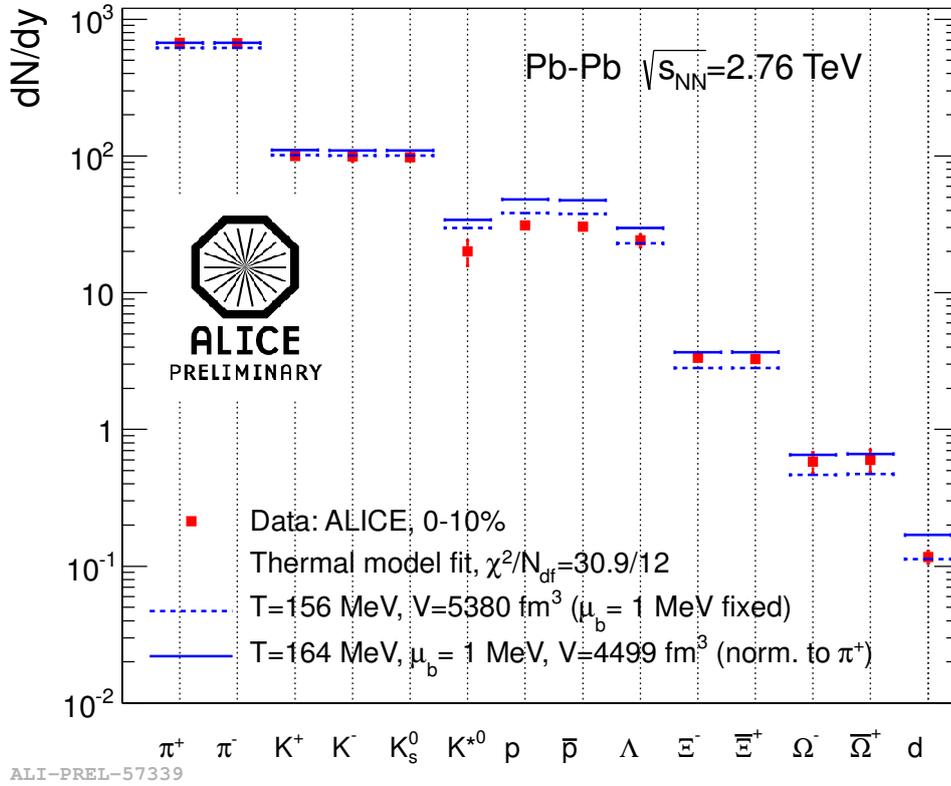


Figura 4.16: Ajuste del modelo térmico con valores finales de π , K , p , Λ , Ξ , Ω más el valor preliminar del deuterón. Figura tomada de ALICE Figure repository.

Ahora se toma los valores del parámetro de coalescencia para deuterones y antideuterones en $p_T = 1.3$ GeV/c para una centralidad de 0 – 10%, y se incluye en la figura 4.12 para dar como resultado la nueva figura 4.17. Como se puede observar, aunque los valores de B_2 disminuyeron con respecto a los encontrados por PHENIX a 200 GeV, sigue sin existir a 2.76 TeV una aparente dependencia del parámetro de coalescencia con la energía del centro de masa.

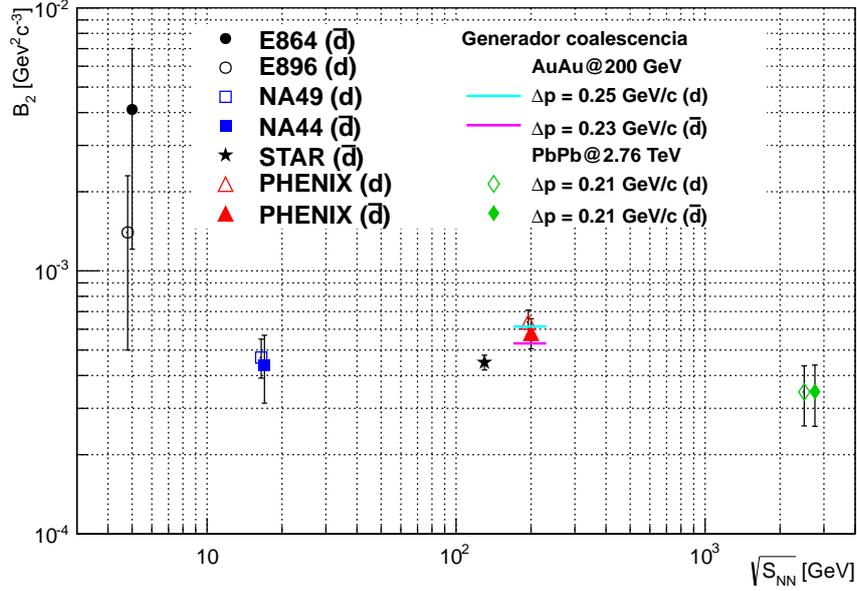


Figura 4.17: Comparación del parámetro de coalescencia de deuterones y antideuterones en $p_T = 1.3 \text{ GeV}/c$, con otros experimentos a distintos valores de \sqrt{s} . Figura adaptada de [54].

4.3.3. (Anti)Deuterones en colisiones Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$

Después de los buenos resultados entregados por HYDJET++ y el generador de coalescencia para colisiones Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ y Pb+Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ en aspectos como por ejemplo, la aproximación aceptable de la producción invariante de deuterones y antideuterones, y la predicción razonable del parámetro de coalescencia y su tendencia con el momento transversal, se llega a pensar que si HYDJET++ continúa reproduciendo con exactitud las distribuciones invariantes de protones, neutrones, anti-protones y antineutrones, entonces será posible a través del generador de coalescencia, estimar la producción de deuterones y antideuterones y también el parámetro de coalescencia para colisiones Pb+Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$.

Para calcular estas variables es necesario tener un valor apropiado de Δp ; sin embargo, en los análisis realizados en las secciones anteriores este valor se consiguió comparando las simulaciones con los datos experimentales. Para resolver este problema se considera los resultados preliminares de ALICE acerca del cociente deuterón-protón medido para varias centralidades e indicado en la figura 4.18. Estos resultados establecen que el cociente deuterón-protón permanece sin cambios considerables hasta una energía del centro de masa de 2.76 TeV. Si se generaliza esta conclusión hasta 5.5 TeV, como lo hacen algunos modelos térmicos, se puede encontrar un valor de Δp que proporcione información importante sobre los deuterones y antideuterones.

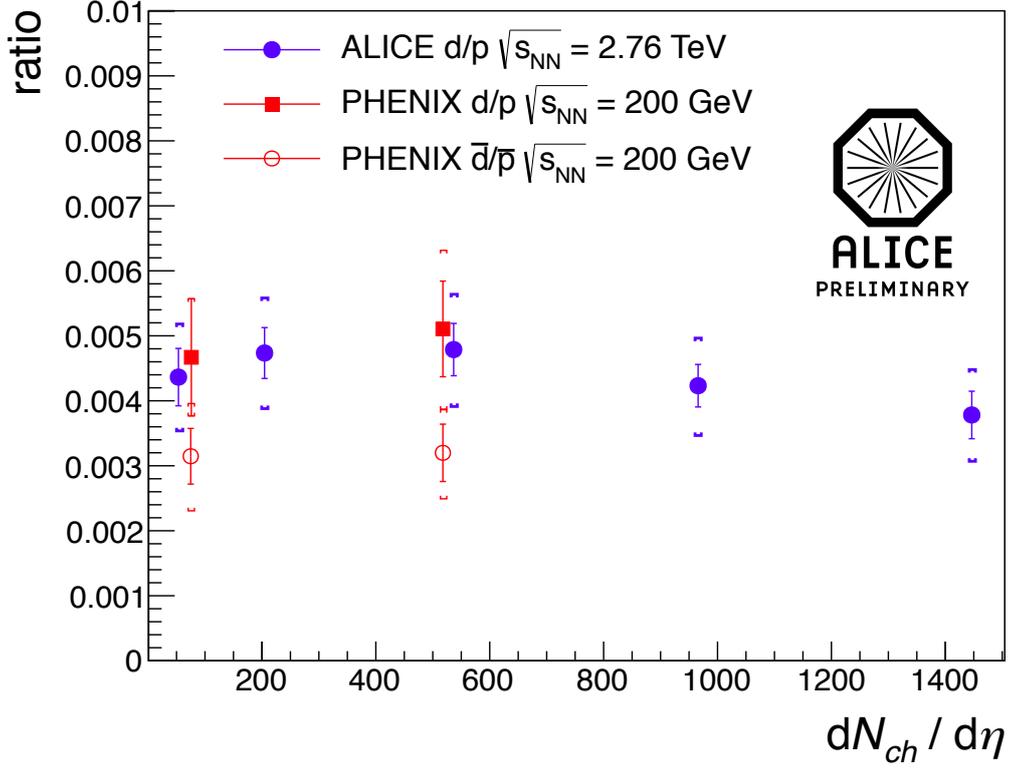


Figura 4.18: Razón deuterón a protón en colisiones Pb-Pb medida por ALICE. No se observa una dependencia significativa con la centralidad. Los datos son comparados con medidas a menor energía obtenidas por el experimento PHENIX. Figura tomada de ALICE Figure repository.

Se comienza entonces con la simulación en HYDJET++ de 200.000 eventos de colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV a una centralidad de 0 – 10 %, y se calculan las distribuciones invariantes de protones y antiprotones para $|y| < 0.5$, cuyos valores se recogen en la tabla 4.7. A partir de los espectros de protones, antiprotones, neutrones y antineutrones, se crean las distribuciones invariantes de deuterones y antideuterones variando el parámetro Δp . Se encuentra que el valor que mejor representa la razón deuterón-protón es $\Delta p = 150 \pm 20$ MeV/c. Los espectros de deuterones y antideuterones en función del momento transversal, como también los de protones y antiprotones, se indican en las figuras 4.19 y 4.20. En estas figuras se observa además el parámetro de coalescencia, cuya forma es muy parecida a la que se encontró para colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

		$\frac{dN}{dy}$	
p	\bar{p}	d	\bar{d}
$74.8024 \pm$	$74.6776 \pm$	0.36285 ± 0.147	0.359 ± 0.148

Tabla 4.7: Producción invariante en $|y| < 0.5$ para protones, deuterones y sus antipartículas.

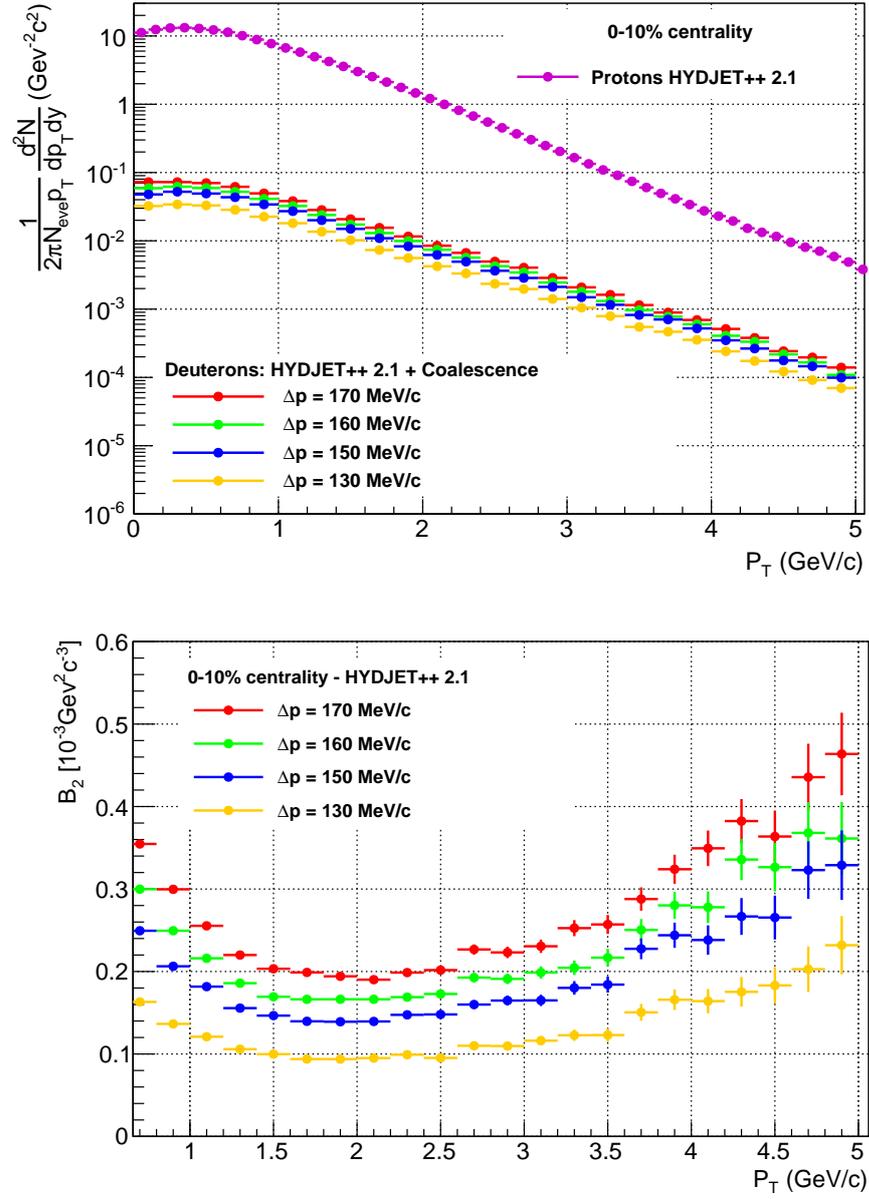


Figura 4.19: Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y el generador de coalescencia.

d/p	\bar{d}/\bar{p}	$B_2^{sim} [10^{-3} GeV^2 c^{-3}]$	
		d	\bar{d}
0.00485 ± 0.00196	0.0048 ± 0.00198	0.1556 ± 0.064	0.1579 ± 0.063

Tabla 4.8: Razón deuterón-protón y antideuterón-antiprotón para colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV. Parámetro de coalescencia calculado en $p_T = 1.3$ GeV/c

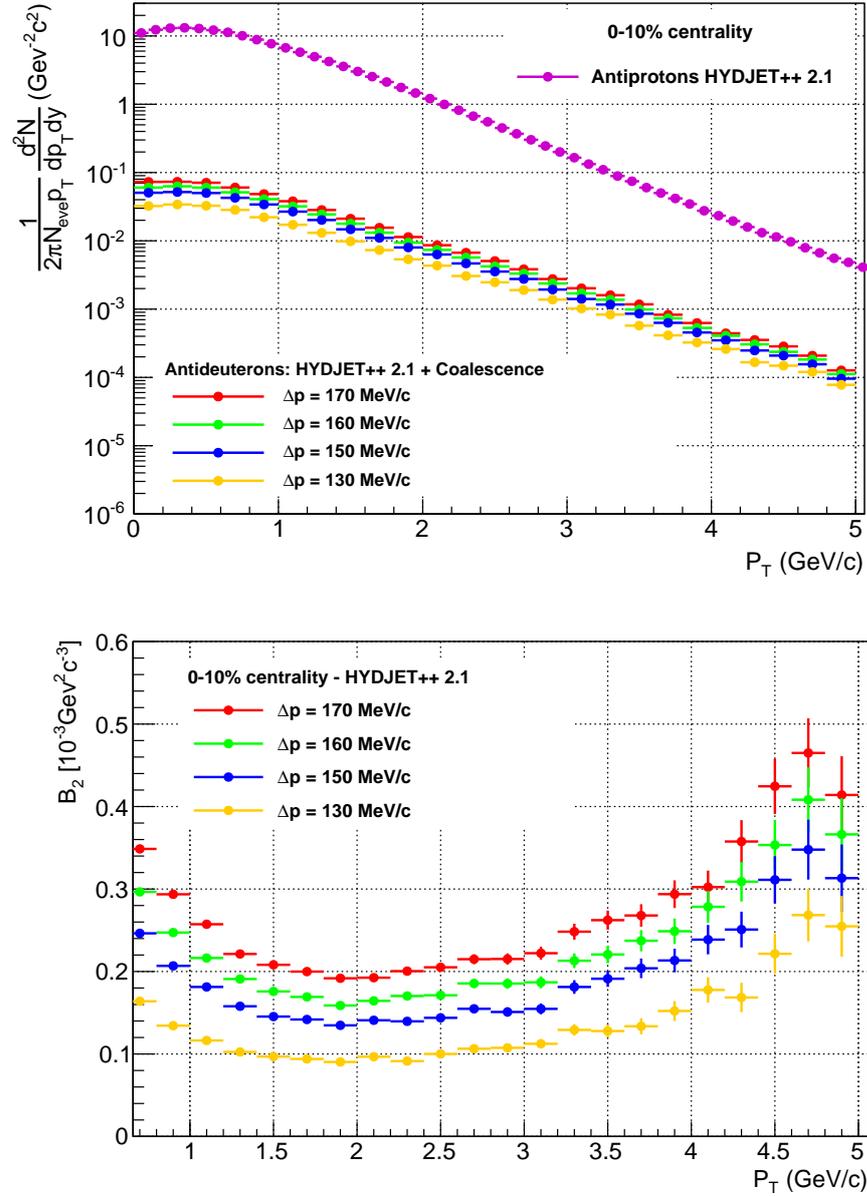


Figura 4.20: Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 0 – 10% de centralidad, calculados con HYDJET++ y el generador de coalescencia.

Los resultados de las tablas 4.7 y 4.8 indican que la tasa de producción de protones en colisiones Pb-Pb a la energía más alta que alcanzará LHC, podría ser del orden de 75 partículas por evento. Y si la hipótesis de que la razón deuterón-protón se mantiene constante con el aumento de la energía del centro de masa es correcta, entonces el generador de coalescencia estima que los deuterones serán producidos a una tasa de 0.3 a 0.4 por evento para $|y| < 0.5$.

En cuanto al parámetro de coalescencia, el generador estima una disminución en su valor con respecto a menores energías de centro de masa; pero como se esperaba, continua

presentando un aumento conforme crece el momento transverso debido a la expansión de la fuente.

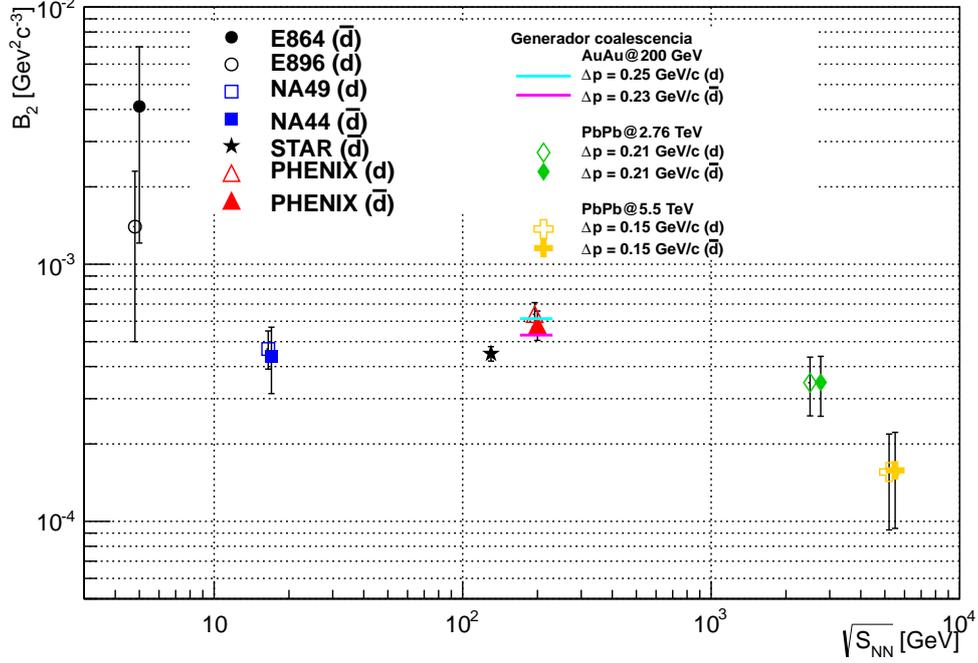


Figura 4.21: Comparación del parámetro de coalescencia de deuterones y antideuterones en $p_T = 1.3 \text{ GeV}/c$, con otros experimentos a distintos valores de \sqrt{s} . Figura adaptada de [54].

Los valores de B_2 para deuterones producidos en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ encontrados por el generador de coalescencia se añaden a la figura 4.17 para dar como resultado la figura 4.21. La reducción de B_2 indica que el volumen efectivo de la fuente es mayor que los volúmenes a menores energías. Para apoyar esta afirmación se presenta en la figura 4.22 el radio del volumen efectivo R_{source} calculado a través de $B_2 = (3\pi^{3/2} \langle C_d \rangle / 2m_T B_2)^{1/3}$, en función del momento transverso para los tres tipos de colisiones analizadas en este trabajo.

El comportamiento de las curvas en la figura 4.22 corresponde para cierto rango del momento transverso con la tendencia que siguen los radios medidos a través de la interferometría HBT, y en una ligera comparación, las magnitudes de R_{source} también se aproximan a los datos medidos en los experimentos. Por ejemplo, en [42] encuentran que el radio de la fuente cae de $4.2 \pm 0.2 \text{ fm}$ a $3.1 \pm 0.4 \text{ fm}$ cuando m_T incrementa de 1.2 to $1.9 \text{ GeV}/c^2$, mientras que en [57] el valor calculado del radio fue $4.9 \pm 0.2 \text{ fm}$ a $p_T = 1.3 \text{ GeV}$ en colisiones con $0 - 20\%$ de centralidad. Estos valores experimentales se acercan a los indicados en la figura 4.22. El generador de coalescencia, teniendo en cuenta todas las consideraciones anteriores, predice un radio máximo de la fuente de deuterones para colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ de $\sim 7 \text{ fm}$.

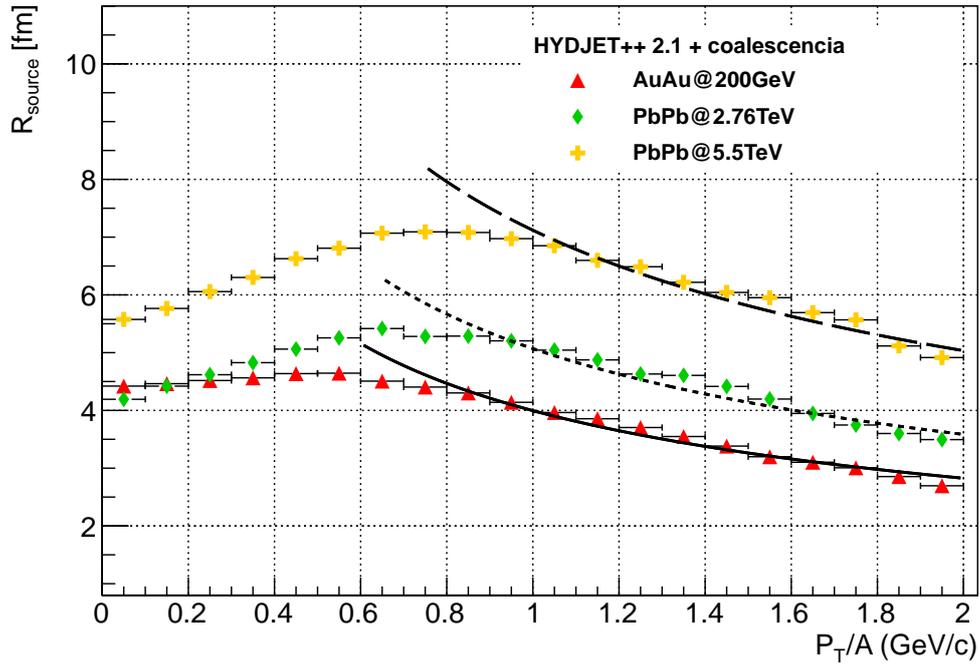


Figura 4.22: Radio del volumen efectivo de la fuente de deuterones calculado a través del B_2 para tres energías diferentes de colisión. Las tres líneas negras representan ajustes a los radios de la forma $\alpha/\sqrt{\beta p_T}$, como los observados en la interferometría HBT.

Capítulo 5

Conclusiones

Con base en el modelo de coalescencia, se construyó un programa por computadora que logra con éxito reproducir las distribuciones de la producción invariante en función del momento transverso para deuterones y antideuterones generados en colisiones Au-Au a una energía de 200 GeV y en colisiones Pb-Pb a una energía de 2.76 TeV. Además el programa entrega una estimación sobre lo que podría ser el espectro de deuterones, el parámetro de coalescencia, y el volumen de la fuente de deuterones, en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV.

Para el desarrollo de este trabajo se realizó la simulación en HYDJET++ versión 2.1 de 500000 eventos de colisiones Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV para cada centralidad, 500000 eventos de colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV para cada bin de centralidad también, y 200000 eventos de colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV, para un total de $\sim 4.2 \times 10^6$ eventos, con un tiempo aproximado de ejecución en CPU de 80000 minutos. Los eventos se generaron tomando en cuenta las restricciones y cortes aplicados a los datos experimentales con los que se comparó las simulaciones, con el objetivo de conseguir condiciones similares y así mejores resultados.

Tomando como entrada los espectros de (anti)protones y (anti)neutrones producidos por el generador monte-carlo HYDJET++, el generador de coalescencia impone una condición simple sobre la diferencia de momentos (Δp) entre un protón y un neutrón. La condición es que Δp debe ser menor a un valor determinado; y si la condición es satisfecha, la probabilidad de coalescencia de estos dos bariones en un deuterón es 1. Variando el parámetro Δp en las simulaciones hasta alcanzar un valor adecuado, se encontró que $\Delta p = 0.25$ GeV/c y $\Delta p = 0.23$ GeV/c pueden reproducir la producción de deuterones y antideuterones respectivamente en colisiones Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a cualquier centralidad. Para colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, el valor que más se acerca a los datos es $\Delta p = 0.23$ GeV/c y para colisiones Pb-Pb a 5.5 TeV se espera que sea $\Delta p = 0.15$ GeV/c; sí, el cociente deuterón-protón se mantiene constante con el aumento de la energía del centro de masa. Con $\Delta p = 0.15$ GeV/c, el generador de coalescencia estima que la tasa de producción de protones estará alrededor de 75 y la de (anti)deuterones entre 0.3 y 0.4 para $|y| < 0.5$. Con estos mismos valores del parámetro Δp , se calculó el parámetro de coalescencia B_2 , y se encontró una aproximación considerable entre las simulaciones y los datos experimentales. Se espera que el valor del parámetro de coalescencia

baje de 3.5×10^{-4} en 2.76 TeV a 1.5×10^{-4} en 5.5 TeV, y por lo tanto que el volumen efectivo de la fuente de deuterones aumente con la energía.

Después de todos los análisis y comparaciones, se observa que el generador de coalescencia es una herramienta útil y sencilla para realizar simulaciones que involucran la producción de deuterones y antideuterones, y puede ser extendido a muchos otros núcleos ligeros. Este trabajo demuestra que los resultados del generador de coalescencia concuerdan, bajo cierta tolerancia, con los datos experimentales en amplias regiones de interés. Además, otra de las ventajas de usar este método para la generación de (anti)deuterones, es que el generador de coalescencia no involucra una cantidad enorme de tiempo en CPU, pues es un programa muy ligero que trabaja sobre eventos ya simulados; y como se explicó anteriormente, el generador solo requiere un parámetro de entrada, lo cual lo hace un código fácilmente reutilizable.

Bibliografía

- [1] C. J. Hogan. Primordial deuterium and the big bang. *Scientific American*, 1996.
- [2] Donald H. Perkins. *Particle Astrophysics*. Oxford University Press, 2003.
- [3] A.J. Baltz, C.B. Dover, S.H. Kahana, Y. Pang, T.J. Schlagel, and E. Schnedermann. Strange cluster formation in relativistic heavy ion collisions. *Physics Letters B*, 325(1–2):7 – 12, 1994.
- [4] Eulogio Serradilla Rodríguez. *Producción de núcleos de deuterio y de antideuterio en el experimento ALICE del LHC*. Draft thesis, Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT), Madrid, España, 2012.
- [5] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, February 2007.
- [6] Cheuk-Yin Wong. *Introduction to High-energy Heavy-ion Collisions*. World Scientific, 1994.
- [7] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, September 2008.
- [8] J. D. Bjorken. Asymptotic sum rules at infinite momentum. *Phys. Rev.*, 179:1547–1553, Mar 1969.
- [9] David J. Gross and Frank Wilczek. Asymptotically Free Gauge Theories. I. *Phys. Rev. D*, 8:3633–3652, Nov 1973.
- [10] H. Politzer. Reliable perturbative results for strong interactions? *Physical Review Letters*, 30(26):1346–1349, June 1973.
- [11] Klaus Rith, Christoph Scholz, and Frank Zetsche. *Particles and Nuclei: An Introduction to the Physical Concepts*. Springer, October 2006.
- [12] Jean Letessier and Johann Rafelski. *Hadrons and Quark-Gluon Plasma*. Cambridge University Press, May 2002.
- [13] Casper Nygaard. Rapidity dependency of coalescence in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Master thesis, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, 2007.

- [14] Kenneth S Krane and David Halliday. *Introductory nuclear physics*. J. Wiley, New York ; Toronto, 1988.
- [15] L. D. Landau. In D. T. ter Haar, editor, *Collective Papers of L. D. Landau.*, page 569. New York: Gordon & Breach, 1965.
- [16] J. D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. *Phys. Rev. D*, 27:140–151, Jan 1983.
- [17] Enrico Fermi. High energy nuclear events. *Progress of Theoretical Physics*, 5(4):570–583, July 1950.
- [18] Kohsuke Yagi, Tetsuo Hatsuda, and Yasuo Miake. *Quark-Gluon Plasma: From Big Bang to Little Bang*. Cambridge University Press, January 2005.
- [19] I. Arsene et al. Transverse-Momentum Spectra in Au + Au and d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and the pseudorapidity dependence of high- p_T suppression. *Phys. Rev. Lett.*, 91:072305, Aug 2003.
- [20] B. Sahlmueller. Diagnosing energy loss: PHENIX results on high- p_T hadron spectra. *arXiv:nucl-ex/0701060*, January 2007. J.Phys.G34:S969-974,2007.
- [21] C. Adler et al. Disappearance of back-to-back high- p_T hadron correlations in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 90:082302, Feb 2003.
- [22] J. Adams et al. Evidence from d + Au measurements for final-state suppression of high- p_T hadrons in Au + Au Collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 91:072304, Aug 2003.
- [23] K. Aamodt et al. Elliptic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 105:252302, Dec 2010.
- [24] K. Aamodt et al. Two-pion Bose–Einstein correlations in central Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Physics Letters B*, 696(4):328–337, February 2011.
- [25] S. T. Butler and C. A. Pearson. Deuterons from High-Energy Proton Bombardment of Matter. *Phys. Rev.*, 129:836–842, Jan 1963.
- [26] Joseph I. Kapusta. Mechanisms for deuteron production in relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev. C*, 21:1301–1310, Apr 1980.
- [27] M. Büscher, A. A. Sibirtsev, and K. Sistemich. Fast deuteron production in proton-nucleus interactions. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 350(2):161–166, June 1994.
- [28] J. L. Nagle, B. S. Kumar, D. Kusnezov, H. Sorge, and R. Mattiello. Coalescence of deuterons in relativistic heavy ion collisions. *Physical Review C*, 53(1):367–376, January 1996.
- [29] A. Schwarzschild and ě. Zupančič. Production of Tritons, Deuterons, Nucleons, and Mesons by 30 GeV protons on Al, Be, and Fe Targets. *Physical Review*, 129(2):854–862, January 1963.

- [30] R. Bond, P. J. Johansen, S. E. Koonin, and S. Garpman. Break-up densities of nuclear fireballs. *Physics Letters B*, 71(1):43–47, November 1977.
- [31] H. Sato and K. Yazaki. On the coalescence model for high energy nuclear reactions. *Physics Letters B*, 98(3):153–157, January 1981.
- [32] Rüdiger Scheibl and Ulrich Heinz. Coalescence and flow in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, 59:1585–1602, Mar 1999.
- [33] Brookhaven National Laboratory. RHIC website, August 2013.
- [34] K. Adcox et al. PHENIX detector overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 499(2–3):469–479, March 2003.
- [35] Communication Group. *LHC the guide, facts and figures*, February 2009.
- [36] CERN. Cern website, August 2013.
- [37] ALICE Collaboration. *ALICE Inner Tracking System (ITS): Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, June 1999.
- [38] ALICE Collaboration, K Aamodt, et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08002–S08002, August 2008.
- [39] ALICE Collaboration. *ALICE Time Projection Chamber (TPC): Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 2000.
- [40] ALICE Collaboration. *ALICE Time-Of-Flight system (TOF): Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 2000.
- [41] H. Collaboration. Measurement of anti-deuteron photoproduction and a search for heavy stable charged particles at HERA. *European Physical Journal C*, 2004.
- [42] I. Arsene et al. Rapidity dependence of deuteron production in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. C*, 83:044906, Apr 2011.
- [43] R. Belmont et al. Deuteron and antideuteron measurements in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at RHIC-PHENIX. *The European Physical Journal C*, 62(1):243–248, July 2009.
- [44] I.P. Lokhtin, L.V. Malinina, S.V. Petrushanko, A.M. Snigirev, I. Arsene, and K. Tywoniuk. Heavy ion event generator HYDJET++ (HYDroynamics plus JETs). *Computer Physics Communications*, 180(5):779–799, May 2009.
- [45] The ROOT team. *ROOT An Object-Oriented Data Analysis Framework*, Users Guide 5.26 edition, December 2009.
- [46] I. P. Lokhtin, A. V. Belyaev, L. V. Malinina, S. V. Petrushanko, E. P. Rogochaya, and A. M. Snigirev. Hadron spectra, flow and correlations in PbPb collisions at the LHC: interplay between soft and hard physics. *The European Physical Journal C*, 72(6):1–8, June 2012.

- [47] Miklos Gyulassy and Xin-Nian Wang. HIJING 1.0: A monte carlo program for parton and particle production in high energy hadronic and nuclear collisions. *Computer Physics Communications*, 83(2–3):307–331, December 1994.
- [48] Adam Kisiel, Tomasz Tałuć, Wojciech Broniowski, and Wojciech Florkowski. THERMINATOR: THERMal heavy-IoN generATOR. *Computer Physics Communications*, 174(8):669–687, April 2006.
- [49] S.A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher, M. Brandstetter, L. Bravina, et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Prog.Part.Nucl.Phys.*, 41:255–369, 1998.
- [50] N. S. Amelin and L. V. Bravina. *Sov. J. Nucl. Phys*, 51:133, 1990.
- [51] Bin Zhang, C. M. Ko, Bao-An Li, and Ziwei Lin. Multiphase transport model for relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev. C*, 61:067901, May 2000.
- [52] B. Abelev et al. Pion, kaon, and proton production in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 109:252301, Dec 2012.
- [53] S. S. Adler et al. Identified charged particle spectra and yields in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Physical Review C*, 69(3), March 2004.
- [54] S. S. Adler and PHENIX Collaboration. Deuteron and antideuteron production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 94(nucl-ex/0406004), june 2004. 122302,2005.
- [55] Hugo E. Valle. *Source dynamics from deuterons and anti-deuterons in $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV Au+Au collisions*. PhD thesis, VANDERBILT UNIVERSITY, September 2009.
- [56] Alexander Kalweit. Update on (anti-)nuclei in pb-pb. In *ALICE Physics Week, Puebla (México)*, November 2012.
- [57] Anuj K. Purwar. Study of initial and final state effects in ultrarelativistic heavy ion collisions using hadronic probes. *arXiv:0707.2556 [nucl-ex]*, July 2007.
- [58] T. Abbot, L. Kowalski, and L.P. Remsberg. Rapidity and invariant cross sections. Technical report, Chemistry Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973.

Apéndice

Apéndices A

Variables cinemáticas

La rapidez, el momento transverso y la sección eficaz invariante son cantidades usadas frecuentemente para describir la producción de partículas en colisiones de altas energías. La familiaridad con estos conceptos, debe ser indispensable si se desea entender los resultados teóricos y experimentales en la física de altas energías. En las siguientes secciones se presentan breves explicaciones sobre estas variables cinemáticas.

A.1. Momento transverso

El momento transverso es sencillamente la componente del momento total de la partícula en el plano transverso al eje de la colisión. Esta cantidad es conveniente usarla en colisiones de altas energías, porque es un invariante de Lorentz; lo que significa, que observadores en diferentes sistemas de referencia medirán el mismo valor. Para toda partícula con masa la ecuación de momento y energía se expresa como

$$E^2 = P^2 + M_0^2 \quad (\text{A.1})$$

Donde,

$$P^2 = P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 \quad (\text{A.2})$$

Por lo tanto se puede reescribir la ecuación B.1

$$E^2 = P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 + M_0^2 \quad (\text{A.3})$$

Entonces si definimos $P_t^2 = P_x^2 + P_y^2$ se obtiene:

$$E^2 = P_t^2 + P_z^2 + M_0^2 \quad (\text{A.4})$$

Y si $M_t^2 = P_t^2 + M_0^2$ entonces:

$$E^2 = M_t^2 + P_z^2 \quad (\text{A.5})$$

M_t se llama la masa transversa y también es un invariante de Lorentz porque es la suma de dos invariantes, el momento transverso y la masa constante.

A.2. Rapidez y Pseudorapidez

La rapidez como su nombre lo indica se relaciona con la velocidad. Es una variable escalar sin dimensiones, y , que describe la tasa a la cual una partícula se está moviendo con respecto a un sistema de referencia ubicado sobre la línea de movimiento. Matemáticamente se expresa como:

$$y = \tanh^{-1}\beta = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \quad (\text{A.6})$$

donde $\beta = v/c$ y v es la velocidad. También resulta conveniente expresar la rapidez de una partícula en términos de su energía total y su momento. Se reemplaza β por P/E y se obtiene:

$$y = \tanh^{-1}\frac{P}{E} = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{P+E}{P-E}\right) \quad (\text{A.7})$$

La ventaja de usar la rapidez en lugar de otras variables cinemática como β ó v , se sustenta en el hecho de que la rapidez siempre es una cantidad aditiva bajo una transformación de Lorentz; es decir, la relación

$$y = y' + y_0 \quad (\text{A.8})$$

es correcta para todas las velocidades, por lo que incorpora de manera natural las propiedades de las transformaciones de las velocidades. Una consecuencia inmediata, es que la diferencias en rapidez son invariantes. Por ejemplo, aplicando la ecuación A.8 a dos partículas diferentes se tiene:

$$y_2 = y'_2 + y_0 \quad (\text{A.9})$$

$$y_1 = y'_1 + y_0 \quad (\text{A.10})$$

Al sustraer las ecuaciones se obtiene:

$$y_2 - y_1 = y'_2 - y'_1 \quad (\text{A.11})$$

Así, la diferencia en rapidez de dos partículas es la misma en cualquier sistema de referencia. La conclusión anterior, por supuesto también se aplica a un elemento diferencial de rapidez dy .

La generalización a tres dimensiones es inmediata y se expresa como:

$$y = \tanh^{-1}\beta_z = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\beta_z}{1-\beta_z}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+P_z}{E-P_z}\right) \quad (\text{A.12})$$

Es importante notar, que la rapidez se aplica solo a partículas con componentes de velocidad paralelas al eje z , que comunmente es el mismo eje de la colisión. Las variables E , P_z , pueden ser expresadas por separado como funciones de la rapidez. Teniendo en cuenta las ecuaciones B.1 y A.5 se puede escribir:

$$\left(\frac{E}{M_t}\right)^2 - \left(\frac{P_z}{M_t}\right)^2 = 1 \quad (\text{A.13})$$

Comparando la ecuación anterior con las propiedades de las funciones hiperbólicas se observa que:

$$\cosh^2 y - \sinh^2 y = 1 \quad (\text{A.14})$$

Por lo que se pueden relacionar las ecuaciones así:

$$E = M_t \cosh y \quad (\text{A.15})$$

$$P_z = M_t \sinh y \quad (\text{A.16})$$

El cociente de las ecuaciones anteriores nos lleva a:

$$\frac{P_z}{E} = \tanh y \quad (\text{A.17})$$

La rapidez de una partícula no solo depende de la magnitud de su velocidad, sino también de la dirección con respecto al eje del haz; es decir, el ángulo polar. Por lo tanto la rapidez se puede expresar como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right) \quad (\text{A.18})$$

En el límite de partículas ultrarelativistas el valor de la rapidez es determinado únicamente por el ángulo de emisión ó el ángulo polar, debido a que β es 1 o muy cercano a este valor; se define entonces la pseudorapidez:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = \ln(\cot(\theta/2)) \quad (\text{A.19})$$

Cuando θ tiende a cero, la pseudorapidez de una partícula tiende a infinito. Tanto la rapidez como la pseudorapidez son positivas para partículas emitidas en la zona anterior de la colisión, y negativas para aquellas emitidas en la zona posterior.

A.3. Sección eficaz diferencial invariante

La sección transversal representa la probabilidad de que ocurran reacciones nucleares, expresada a través de una area efectiva. Sus unidades son barns o milibarns y se representa por el simbolo σ . Las secciones eficaces diferenciales tales como $d\sigma/dE$ por su parte, se usan en estudios de energia de las partículas emitidas. Existen secciones eficaces definidas por derivadas dobles y triples, por ejemplo, $d^2\sigma/d\theta dE$ que intenta mostrar el espéctro de energia a un ángulo específico ó una distribución angular a energías específicas. En la práctica, $d^2\sigma/d\theta dE$ se determina midiendo el número de partículas d^N emitidas dentro de un intervalo angular entre θ y $\theta + d\theta$, y cuyas energías esten entre E y $E + dE$.

Una sección eficaz total es invariante de Lorentz, pero una sección eficaz diferencial puede o no puede ser invariante. Aunque existen transformaciones entre secciones eficaces no invariantes, algunas pueden resultar muy complicadas, por lo que se busca especificar secciones eficaces diferenciales invariantes. La idea principal es construir una cantidad invariante usando una combinación apropiada de cantidades que por sí mismas no son invariantes. Por ejemplo, la sección eficaz diferencial $d^3\sigma/dP^3$ y la energía E no son invariantes si se toman por separado; sin embargo, el producto de estas dos cantidades es invariante. Esto sucede porque los cambios asociados a E en la transformación de un sistema de referencia a otro, son inversamente proporcionales a los cambios en $d^3\sigma/dP^3$. La sección eficaz diferencial invariante se expresa como:

$$\sigma_{inv} = E \frac{d^3\sigma}{dP^3} \quad (\text{A.20})$$

En coordenadas cilíndricas, el elemento de volumen dP^3 es igual a $dP^3 = P_t dP_t dP_z d\phi$, por lo que se puede escribir:

$$E \frac{d^3\sigma}{dP^3} = \frac{d^3\sigma}{P_t dP_t d\phi dP_z / E} \quad (\text{A.21})$$

Pero $dP_z/E = dy$, por lo tanto:

$$E \frac{d^3\sigma}{dP^3} = \frac{d^3\sigma}{P_t dP_t d\phi dy} \quad (\text{A.22})$$

Donde todas las cantidades en el lado derecho de la ecuación son invariantes. Para un sistema azimutalmente isotrópico, la expresión anterior se transforma en:

$$E \frac{d^3\sigma}{dP^3} = \frac{d^2\sigma}{2\pi P_t dP_t dy} \quad (\text{A.23})$$

La ecuación A.23 es ampliamente usada en la representación de resultados en física de altas energías y en el desarrollo de este trabajo, pues si se normaliza por el número de eventos se puede obtener la producción invariante de cualquier clase de partícula cargada [58].

Apéndices B

Bag Model

B.1. Presión B en el modelo de la bolsa

Se puede estimar la magnitud de la presión de la bolsa, considerando fermiones libres y sin masa en una cavidad esférica de radio R . La ecuación de Dirac para fermiones sin masa en la cavidad es:

$$\gamma \cdot p\psi = 0 \quad (\text{B.1})$$

Donde las matrices γ se definen a través de la representación de Dirac:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ -\boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$$

Aquí, I es una matriz unitaria 2×2 y $\boldsymbol{\sigma}$ son las matrices de Pauli. Ahora se define la función de onda del fermión sin masa como:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix}$$

Donde ψ_+ y ψ_- son dos espinores bidimensionales. Entonces la ecuación B.1 se convierte en:

$$\begin{pmatrix} p^0 & -\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \\ +\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} & -p^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{B.2})$$

Si se escribe la expresión anterior en dos ecuaciones y se elimina la componente ψ_- , se obtiene:

$$[\mathbf{p}^2 - (p^0)^2]\psi_+ = 0$$

La solución de menor energía para la ecuación anterior es el estado $s_{1/2}$ dado por:

$$\psi_+(\mathbf{r}, t) = Ae^{-ip^0t} j_0(p^0r)\chi_+$$

Donde j_0 es la función esférica de Bessel de orden cero, χ_+ es un espinor bidimensional, y A es la constante de normalización. De la ecuación B.2, se obtiene que la otra componente es:

$$\psi_-(\mathbf{r}, t) = Ae^{-ip^0 t} \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{r}} j_1(p^0 r) \chi_-$$

El confinamiento de quarks es equivalente a decir, que la componente normal del vector $J_\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \psi$ se vuelve cero en la superficie, y ésta condición es a su vez equivalente a decir, que la densidad escalar $\bar{\psi} \psi$ de los quarks es cero en la superficie de la bolsa $r = R$; lo que lleva a:

$$\bar{\psi} \psi|_{r=R} = [j_0(p^0 R)]^2 - (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{r}})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{r}})[j_1(p^0 R)]^2 = 0$$

o

$$[j_0(p^0 R)]^2 - [j_1(p^0 R)]^2 = 0$$

De los valores calculados para las funciones esféricas de Bessel, se encuentra que la ecuación anterior se satisface para:

$$p^0 R = 2.04, \text{ ó } p^0 = \frac{2.04}{R}$$

Para un sistema de N quarks en una bolsa, la energía cinética total de los quarks confinados es inversamente proporcional a R , y la densidad de energía del vacío dentro de la bolsa es superior al vacío fuera de la bolsa siendo su diferencia la presión B . Por lo tanto la energía del sistema es:

$$E = \frac{2.04N}{R} + \frac{4\pi}{3} R^3 B$$

Se observa que la tendencia al incremento del radio de la bolsa debido a la energía cinética, es balanceada por la presión exterior B . El radio de equilibrio se puede determinar haciendo $dE/dR = 0$, lo que da lugar a una presión constante B relacionada a R por:

$$B^{1/4} = \left(\frac{2.04N}{4\pi} \right)^{1/4} \frac{1}{R}$$

Si se toma el radio como 0.8 fm para un sistema de tres quarks en un barión, la presión constante de la bolsa se estima en [6]:

$$B^{1/4} = 206 \text{ MeV}$$

B.2. Presión de un gas de quarks a $T \neq 0$

Para obtener la presión de un gas de quarks a temperatura T , primero se determina la densidad de energía del gas de quarks. El número de estados en un volumen V , con momento p , en el intervalo de momento dp es:

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

A una temperatura determinada T , no todos los estados son ocupados. La probabilidad de que un estado con momento p se encuentre ocupado, está dada por la distribución de

probabilidad de Fermi-Dirac. De aquí que el número de quarks en un volumen V con un momento p en un intervalo dp es:

$$dN_q = \frac{g_q V 4\pi p^2 dp}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{1}{1 + e^{(p-\mu_q)/T}} \right\}$$

donde μ_q es el potencial químico y g_q es la degeneración de estados. Dado el potencial químico se puede obtener la densidad de antiquarks, que corresponde a la ausencia de quarks en los estados de energía negativos.

$$\begin{aligned} n_{\bar{q}}(\mu) &= \frac{g_q}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^0 4\pi p_0^2 dp_0 \left[1 - \frac{1}{1 + e^{(p_0-\mu_q)/T}} \right] \\ &= \frac{g_q}{(2\pi)^3} \int_0^{\infty} 4\pi p_0^2 dp_0 \frac{1}{1 + e^{(p_0+\mu_q)/T}} \end{aligned}$$

En este caso, la densidad de quarks es la misma que de antiquarks y por lo tanto, $\mu_q = 0$. De aquí se obtiene la energía del sistema, que es:

$$\begin{aligned} E_q &= \frac{g_q V}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{p^3 dp}{1 + e^{p/T}} \\ &= \frac{g_q V}{2\pi^2} T^4 \int_0^{\infty} \frac{z^3 dz}{1 + e^z} \\ &= \frac{g_q V}{2\pi^2} T^4 \Gamma(4) \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{1}{(m+1)^4} \end{aligned}$$

Donde Γ es la función gama. Se puede demostrar que:

$$\sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{1}{(m+1)^4} = (1 - 2^{-3})\zeta(4)$$

donde $\zeta(4)$ es la función zeta de Riemann, y tiene un valor de $\pi^4/90$. Por lo tanto la energía es:

$$E_q = \frac{7}{8} g_q V \frac{\pi^2}{30} T^4$$

Para fermiones ó bosones sin masa la presión esta relacionada con la energía mediante la siguiente ecuación:

$$P = \frac{1}{3} \frac{E}{V}$$

Entonces la presión debida a los quarks es:

$$P_q = \frac{7}{8} g_q \frac{\pi^2}{30} T^4$$

De igual forma la presión debida a los antiquarks es:

$$P_{\bar{q}} = \frac{7}{8} g_{\bar{q}} \frac{\pi^2}{30} T^4$$

La suma de las dos presiones es igual a:

$$P_q + P_{\bar{q}} = \frac{7}{8}(g_q + g_{\bar{q}}) \frac{\pi^2}{90} T^4$$

El siguiente paso es calcular la presión debida a los gluones. Su energía está determinada por la distribución de Bose-Einstein.

$$E_g = \frac{g_g V}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^3 dp}{e^{p/T} - 1}$$

donde g_g es la degenerancia. Bajo el mismo procedimiento que se obtuvo la energía del gas de quarks, se llega a que la energía de los gluones es:

$$E_g = g_g V \frac{\pi^2}{30} T^4$$

Y usando la relación entre la densidad de energía y la presión se obtiene:

$$P_g = g_g \frac{\pi^2}{90} T^4$$

Por lo tanto la presión total de un gas de quarks y gluones a una temperatura T es:

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

B.3. Presión de un gas de quarks a $T = 0$

Para calcular la presión de un gas de quarks a temperatura cero, se comienza por obtener el número de estados en un volumen V , con momento p y dentro de un intervalo dp es:

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

Como cada estado es ocupado por un quark, el número total de quarks hasta el nivel de Fermi (μ_q) es:

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

La densidad del gas de quarks está dada por:

$$n_q = \frac{N_q}{V} = \frac{g_q}{6\pi^2} \mu_q^3$$

La energía del gas de quarks en un volumen V es:

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

y por lo tanto la densidad de energía es:

B.3. PRESIÓN DE UN GAS DE QUARKS A $T = 0$

$$\epsilon_q = \frac{E_q}{V} = \frac{g_q}{8\pi^2} \mu_q^4$$

De la relación entre la presión y la densidad de energía se tiene que:

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

Apéndices C

Figuras adicionales producción invariante de (anti)deuterones

C.1. (Anti)Deuterones en colisiones Au+Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

C.1.1. Centralidad 10 – 20 %

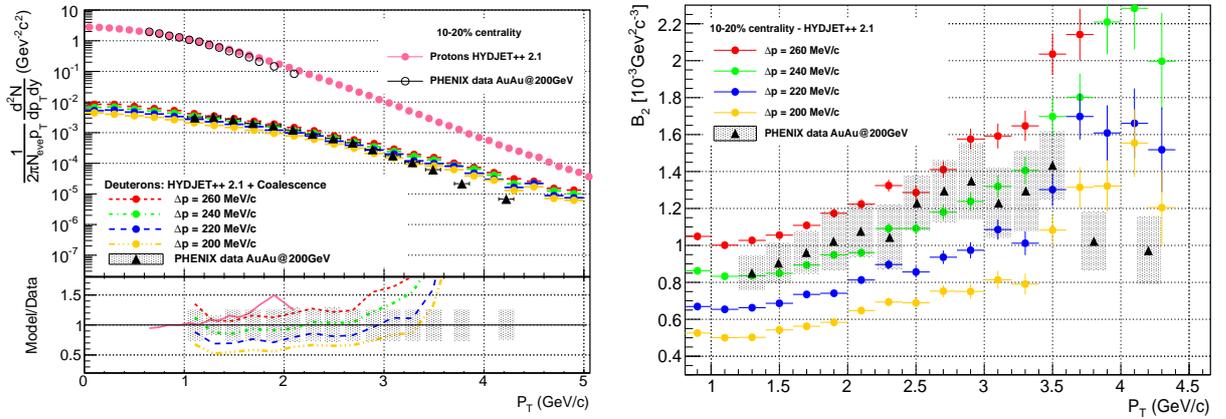


Figura C.1: Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 10 – 20% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.

C.1. (ANTI)DEUTERONES EN COLISIONES AU+AU $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GEV

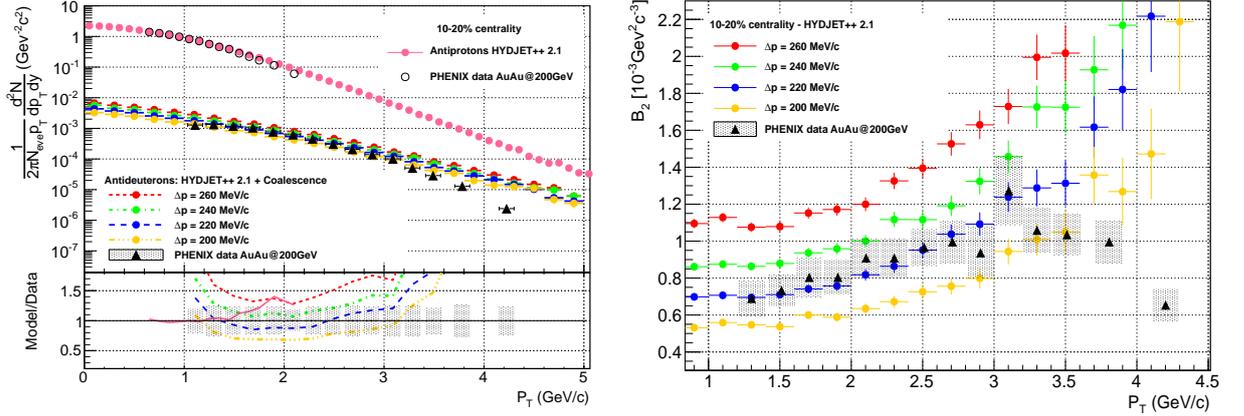


Figura C.2: Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 10 – 20% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.

C.1.2. Centralidad 20 – 40 %

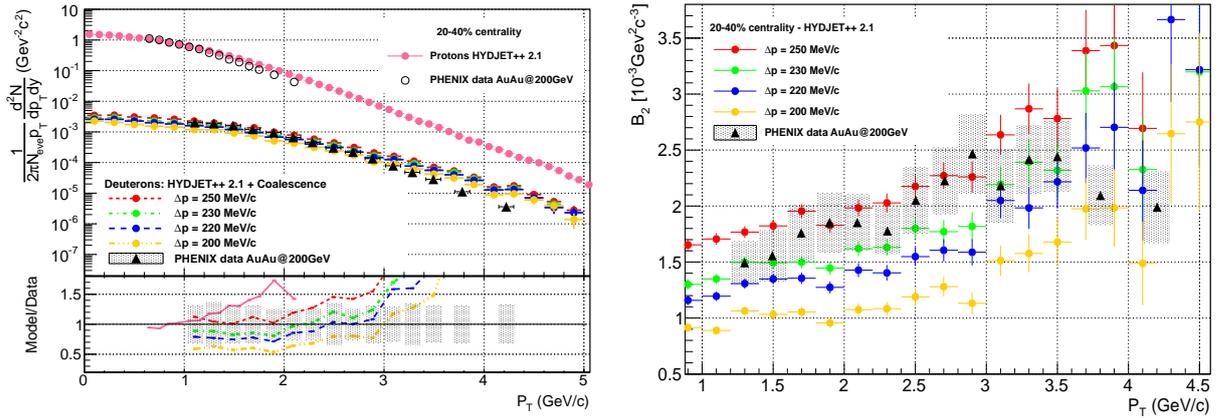


Figura C.3: Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 20 – 40% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.

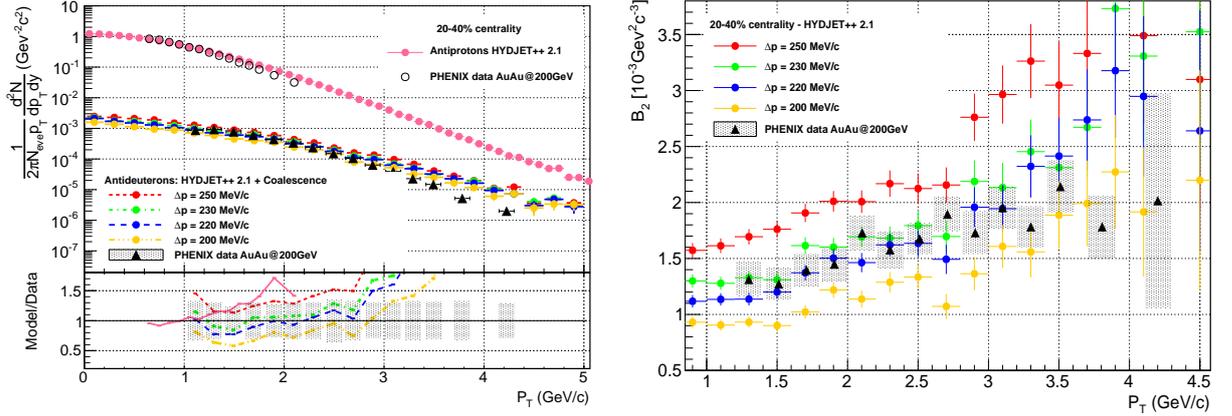


Figura C.4: Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 20 – 40% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos experimentales de PHENIX [43]. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.

C.2. (Anti)Deuterones en colisiones Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV

C.2.1. Centralidad 10 – 20 %

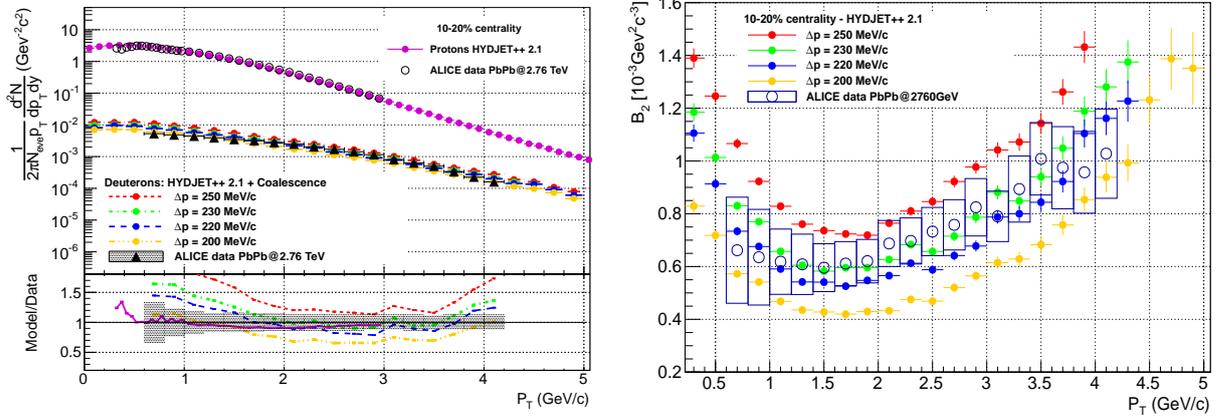


Figura C.5: Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 10 – 20% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.

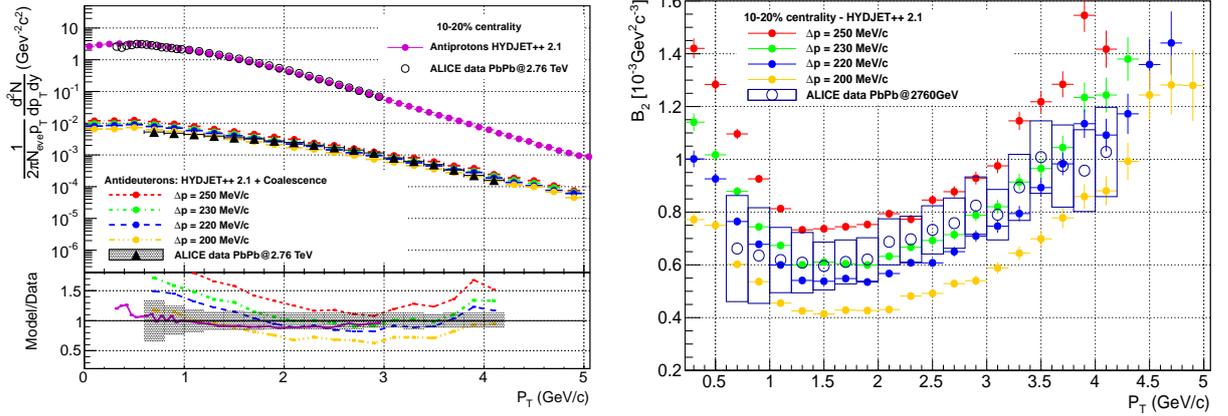


Figura C.6: Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 10 – 20% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.

C.2.2. Centralidad 20 – 40%

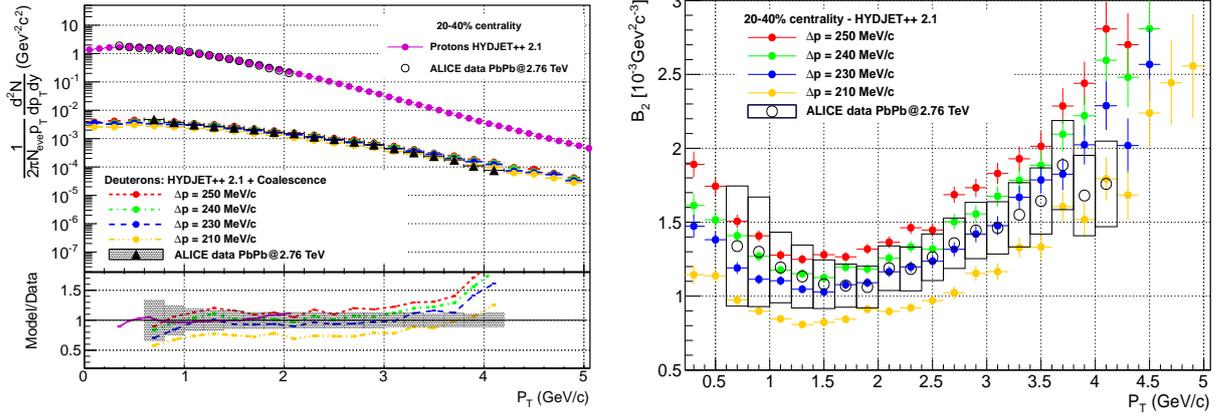


Figura C.7: Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 20 – 40% de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.

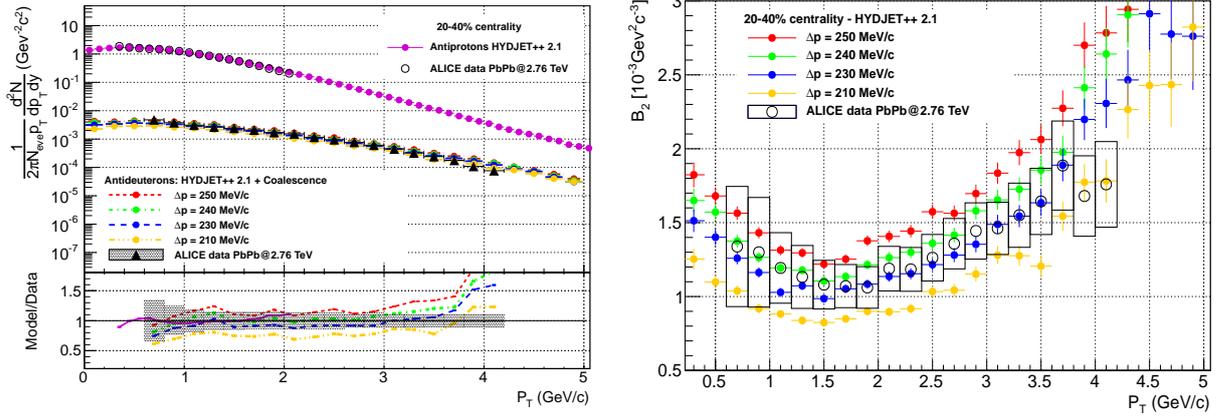


Figura C.8: Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 20 – 40 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.

C.2.3. Centralidad 40 – 60 %

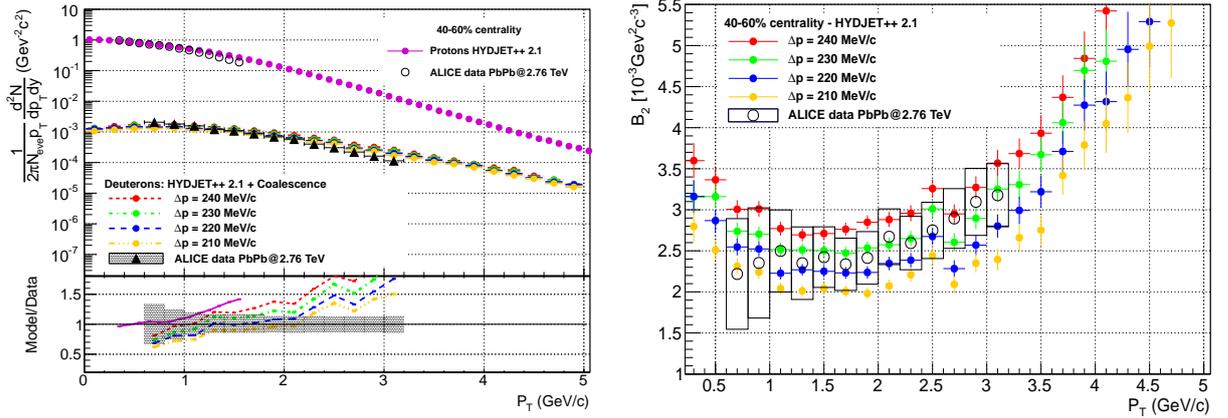


Figura C.9: Producción invariante de deuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 40 – 60 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los deuterones.

C.2. (ANTI)DEUTERONES EN COLISIONES PB+PB $\sqrt{S_{NN}} = 2.76$ TEV

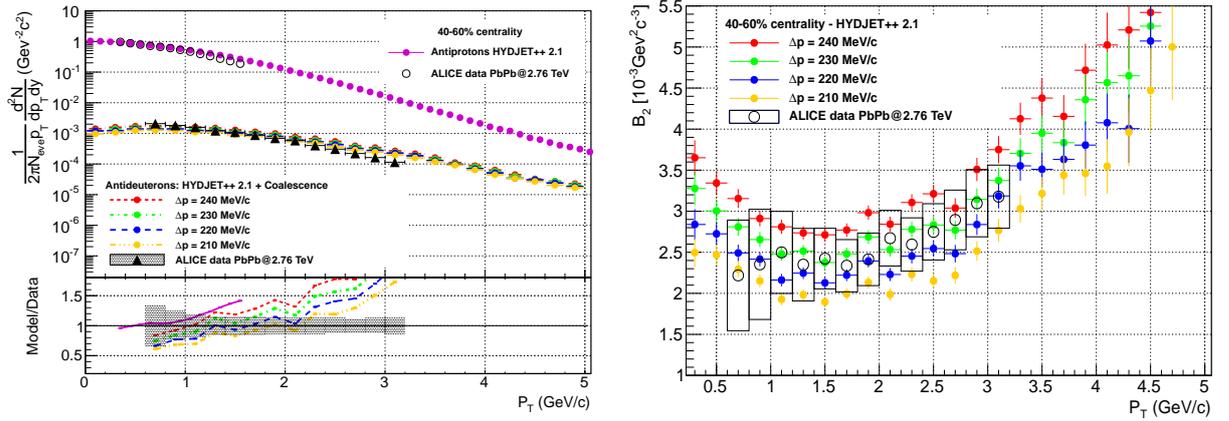


Figura C.10: Producción invariante de antideuterones (izquierda) y el parámetro de coalescencia (derecha) en 40 – 60 % de centralidad, calculados con HYDJET++ y comparados con los datos preliminares de ALICE. Los errores corresponden a los datos de los antideuterones.