



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Correlaciones angulares de dos partículas y $\langle p_T \rangle$ de
partículas cargadas en procesos ultra periféricos con
ALICE-LHC del CERN

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

por

Josué Martínez García

Asesorado por

Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi

Puebla Pue.
1 de julio de 2023



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Correlaciones angulares de dos partículas y $\langle p_T \rangle$ de
partículas cargadas en procesos ultra periféricos con
ALICE-LHC del CERN

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

por

Josué Martínez García

Asesorado por

Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi

Puebla Pue.
1 de julio de 2023

Título: Correlaciones angulares de dos partículas y $\langle p_T \rangle$ de partículas cargadas en procesos ultra periféricos con ALICE-LHC del CERN
Estudiante: JOSUÉ MARTÍNEZ GARCÍA

COMITÉ

Dr. Héctor Novales Sánchez
Presidente

Dr. Cristian Heber Zepeda
Fernández
Secretario

Dr. Guillermo Tejeda
Muñoz
Vocal

Dr. Mario Rodríguez
Cahuantzi
Asesor

Agradecimientos

A mi madre Crescenciana por ser y estar, a mi padre Freddy por todo su apoyo incondicional. Gracias por su cariño, esfuerzo y sacrificio que me permitieron llegar a este punto de mi vida.

A mis hermanos Selma y Freddy por todo el apoyo en todo sentido que me han brindado.

Al Dr. Mario Rodriguez Cahuantzi por permitirme desarrollar este trabajo de tesis bajo su asesoría y por todos los medios, clases y discusiones brindadas que influyeron en mi formación académica durante la maestría.

A los doctores Hector Novales, Heber Zepeda y Guillermo Tejeda, miembros de mi comité tutorial y jurado por sus comentarios y preguntas que fortalecieron y enriquecieron este trabajo y sus resultados.

A todas las personas con las que he compartido tiempo y espacio estos últimos dos años, cada una ha influido de alguna forma en el desarrollo de este trabajo y de mi.

A CONACyT por el estipendio brindado durante mi estancia en la maestría.

A los proyectos: VIEP-BUAP , CONACyT A1-S-13525 y LNS-CONACyT por los medios brindados para el desarrollo y conclusión de este trabajo de tesis.

A la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas y a la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, por la oportunidad de desarrollarme profesionalmente en física, por los medios, espacios y facilidades que durante los últimos seis años contribuyeron en mi crecimiento profesional.

Resumen

El estudio de las correlaciones angulares en colisiones Pb+Pb muestra una fuerte correlación de largo alcance en $\Delta\eta$, que es interpretada como una consecuencia del flujo hidrodinámico del medio producido que interactúa fuertemente. Un comportamiento cualitativamente similar se observa en colisiones pp y p+Pb. Sin embargo, sigue siendo cuestionable si este comportamiento podría exhibir características colectivas similares a las de un fluido, como en las colisiones Pb+Pb. Es por eso que recientemente se ha buscado estudiar este comportamiento en correlaciones angulares en sistemas de colisión con estados iniciales más simples. En este sentido, los eventos ultraperiféricos resultan interesantes para el estudio de la dinámica de un sistema con energía y geometría novedosas. Además, el estudio del $\langle p_T \rangle$ aporta información sobre los mecanismos de producción de partículas que resulta beneficioso en el entendimiento de la dinámica de las colisiones. En este trabajo se estudiaron las correlaciones angulares y el $\langle p_T \rangle$ en procesos ultraperiféricos con el experimento ALICE-LHC del CERN.

Índice general

1. Plasma de Quarks y Gluones.	1
1.1. QCD.	1
1.1.1. Constante de acoplamiento en QCD.	2
1.2. Señales de QGP	3
1.3. Flujo Colectivo	6
1.3.1. Correlación de dos partículas $\Delta\eta - \Delta\phi$.	9
1.3.2. Ridge	11
1.4. Sistemas pequeños	12
1.4.1. Correlación de dos partículas $\Delta\eta - \Delta\phi$.	13
1.4.2. Límites del comportamiento del flujo	14
2. Experimento ALICE-LHC	17
2.1. Selección de eventos	19
2.1.1. Trigger online	19
2.1.2. Trigger offline	20
2.2. Inner Tracking System (ITS)	20
2.3. Time Projection Chamber (TPC)	21
2.3.1. Identificación de partículas en TPC	22
2.4. Detector Time-Of-Flight (TOF)	23
2.5. Detector V0	23
2.6. Detector ALICE Diffractive (AD)	25
2.7. Detectores Zero Degree Calorimeter (ZDC)	26
3. Colisiones Ultraperiféricas	29
3.1. Flujo de fotones	32
3.1.1. Dependencia de parámetro de impacto	32
3.1.2. Disociación Nuclear	33
3.1.3. Incertidumbres en el flujo de fotones	34
3.2. Dominio de Mesones Vectoriales	34
3.2.1. Fotoproducción Coherente	35
3.2.2. Fotoproducción Incoherente	35
3.3. Principales resultados en ALICE	36

3.3.1. Fotoproducción de dileptones	36
3.3.2. Fotoproducción de J/ψ	36
3.3.3. Fotoproducción de Charmonium	37
3.3.4. Fotoproducción coherente de ρ^0	37
4. Estado actual de los estudios de correlaciones angulares y momento transversal promedio	39
4.1. Correlación de dos partículas $\Delta\eta - \Delta\phi$	39
4.2. Momento transversal promedio ($\langle p_T \rangle$)	41
5. Análisis y resultados	45
5.1. Muestra de datos	45
5.2. Selección de eventos	46
5.2.1. Selección online	46
5.2.2. Selección offline	46
5.3. Selección de trazas	50
5.4. Identificación de partículas cargadas	50
5.5. Análisis $\langle p_T \rangle$ vs N_{ch}	52
5.5.1. Distribuciones de $\langle p_T \rangle$ y N_{ch}	52
5.5.2. Resultados y Discusión	56
5.6. Análisis Correlación de dos partículas $\Delta\eta - \Delta\phi$	58
5.6.1. Resultados y Discusión	59
Conclusiones	63
Bibliografía	64

Índice de figuras

1.1. Gráfico de la ecuación (1.2) con $\Lambda = 100$ MeV.	2
1.2. Factores de modificación nuclear medidos de J/ψ , R_{AA} en función de N_{part} . El panel inferior muestra la relación entre la forward rapidity (círculos, rojo) y la rapidity media (cuadrados, azul) para los puntos del panel superior. Imagen recuperada de [34].	5
1.3. Valores de R_{AA} en función del p_T para jets con rapidity y tal que $ y < 2,1$ en intervalos de centralidad de $0 - 10\%$ y $30 - 40\%$. Imagen recuperada de [28].	6
1.4. Una ilustración de la densidad de energía en evolución del QGP creado en una colisión no central. Los gradientes de presión actúan sobre la anisotropía geométrica inicial para crear un campo de velocidad final (flechas), que puede descomponerse en componentes elípticos (amarillo), triangulares (verde azulado) y de orden superior. Ilustración recuperada de [12].	7
1.5. Izquierda: Esquema de la zona (almendra) de colisión no central entre dos núcleos y $x - z$ es el plano de reacción. Derecha: Estado inicial de anisotropía en la zona de colisión que es transferida a un estado final de flujo, medida como una anisotropía en el espacio de momento. Ilustración recuperada de [57].	8
1.6. Ilustración de un recoil jet asociado a un trigger jet.	10
1.7. Ilustración de tubos de flujo de Glasma para la colisión de dos núcleos.	12
1.8. Correlación de dos partículas para (a)Pb+Pb, (b)p+Pb, (c)p+p en el LHC. Imagen recuperada de [56].	13
1.9. (a) Mediciones del coeficiente de flujo v_2 realizadas por CMS en [33]. (b) Mediciones del coeficiente de flujo v_2 realizadas por ATLAS en [27].	14
1.10. Medida de v_2 como función de la pseudorapidez η en colisiones $d + Au$ a energías del centro de masas de: (a) 200, (b) 62, y (c) 34 GeV .Imagen recuperada de [56].	15
2.1. Expeimento ALICE en el LHC CERN [3].	18
2.2. Ilustración del sistema coordinado utilizado en ALICE y en el desarrollo de este trabajo [52].	19
2.3. Esquema de ITS.	21
2.4. Vista 3D de la aja cerrada de campo TPC y las ruedas de soporte de servicio, sin cámaras de lectura.	22

2.5. dE/dx vs momento en la TPC en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Las líneas muestran la parametrización de la energía media perdida esperada.	23
2.6. Esquema de un supermódulo de TOF, el cual consiste de 5 módulos, en la estructura espacial de ALICE [16]	24
2.7. V0A (izquierda) y V0C (derecha).	24
2.8. Distribución de multiplicidad en V0 [3]. El recuadro muestra una versión ampliada de la región más periférica.	25
2.9. Esquema del detector AD [64].	26
2.10. Vista frontal de un set ZDC colocado en una plataforma elevable en posición de toma de datos [16].	27
3.1. Esquema de una colisión ultraperiférica de dos iones.	30
3.2. (a) Fotoproducción de mesones vectoriales y (b) proceso fotón-fotón en colisiones ultraperiféricas PbPb.	31
4.1. Imagen tomada de [29]. Función de correlación angular observada en eventos ultraperiféricos en colisiones $Pb + Pb$ variando el rango de N_{ch}	40
4.2. Imagen tomada de [29]. Función de correlación angular observada en eventos ultraperiféricos en colisiones $Pb + Pb$ variando el rango de p_T en uno de los dos conjuntos de partículas seleccionadas.	41
4.3. Imagen tomada de [20]. $\langle p_T \rangle$ y su correlación con N_{ch} . Se compara con resultados de diferentes generadores Monte Carlo.	42
4.4. Imagen tomada de [25]. $\langle p_T \rangle$ y su correlación con N_{ch} para diversos sistemas de colisión con diferentes energías.	43
5.1. Esquema de detectores utilizados en trigger online.	47
5.2. Tiempo en ZDC. Lado A vs lado C antes del corte (izquierda), lado A vs lado C después del corte (derecha). Esta tesis.	47
5.3. Energy medida en ZN. Lado A vs lado C antes del corte (izquierda), lado A vs lado C después del corte (derecha). Esta tesis	48
5.4. Correlación entre número de Clusters en ITS(izquierda) y TPC (derecha) con número de Tracklets. Esta tesis.	49
5.5. Correlación entre número de Clusters en ITS(izquierda) y TPC (derecha) con número de Tracklets después de cortes offline. Esta tesis.	49
5.6. Correlación entre número de Clusters en ITS(izquierda) y TPC (derecha) con número de Tracklets después de cortes offline y relación lineal. Esta tesis.	50
5.7. dE/dx versus momento multiplicado por la carga de tracks individuales en TPC de eventos UPC. Esta tesis.	51
5.8. Izquierda, distribución de N_{ch} . Derecha, distribución de $\langle p_T \rangle$. Rango $ \eta < 2,5$. Esta tesis.	52
5.9. Multiplicidad diferenciada por especie en TPC en el rango $ \eta < 2,5$. Esta tesis. . .	53
5.10. Izquierda, distribución de N_{ch} . Derecha, distribución de $\langle p_T \rangle$. Rango $ \eta < 1$. Esta tesis.	53

5.11. Multiplicidad diferenciada por especie en TPC en el rango $ \eta < 1$. Esta tesis. . . .	54
5.12. Izquierda, distribución de N_{ch} . Derecha, distribución de $\langle p_T \rangle$. Rango $ \eta < 0,3$. Esta tesis.	54
5.13. Multiplicidad diferenciada por especie en TPC en el rango $ \eta < 0,3$. Esta tesis. . .	55
5.14. Histograma 2D con la información $\langle p_T \rangle$ vs N_{ch} para $ \eta < 2,5$. Esta tesis.	55
5.15. Histograma 2D con la información $\langle p_T \rangle$ vs N_{ch} para $ \eta < 1$. Esta tesis.	56
5.16. Histograma 2D con la información $\langle p_T \rangle$ vs N_{ch} para $ \eta < 0,3$. Esta tesis.	56
5.17. Correlación de $\langle p_T \rangle$ con N_{ch} para los tres rangos de η estudiados. Esta tesis.	57
5.18. Comparación de resultados obtenidos con los reportados en sistemas $p + p$, $p + Pb$ y $Pb + Pb$ por ALICE en [20]. Esta tesis.	58
5.19. Función de correlación $C(\Delta\phi, \Delta\eta)$ para $ \eta < 2,5$. Esta tesis.	59
5.20. Función de correlación $C(\Delta\phi, \Delta\eta)$ para $ \eta < 1$. Esta tesis.	60
5.21. Función de correlación $C(\Delta\phi, \Delta\eta)$ para $ \eta < 0,3$. Esta tesis.	60

Índice de tablas

3.1. Comparación de las capacidades de diferentes colisionadores, en términos de energía disponible para procesos fotonucleares y fotón-fotón obtenida de [48].	30
5.1. Número de eventos después de cada corte realizado.	50

Introducción

Dentro de la teoría más completa de la física fundamental de partículas, el Modelo Estándar de la Física de las Partículas Elementales, la interacción fuerte es descrita por la cromodinámica cuántica. Tal interacción es la responsable de mantener confinados a los nucleones dentro de un núcleo atómico. Este paradigma predice la existencia del estado conocido como Plasma de Quarks y Gluones (QGP) donde quarks y gluones, los componentes fundamentales de la materia, se encuentran desconfiados. La formación del QGP se presenta cuando la temperatura o la densidad son muy altas, una temperatura de $T \simeq 160$ MeV es la temperatura crítica para encontrar la transición de fase hacia este estado de la materia [46, 51]. Se considera que en la etapa temprana del Universo, este se encontraba en un estado de QGP. ALICE es un experimento que forma parte del complejo LHC del CERN optimizado en el estudio de colisiones de iones pesados. La temperatura y la densidad de energía que se producen en el complejo permiten la exploración de este estado en el laboratorio.

Una herramienta para caracterizar a los sistemas donde se crea el QGP en colisiones de iones pesados, es la función de correlación angular de dos partículas medida en términos de los ángulos relativos $\Delta\eta$ y $\Delta\phi$, donde ϕ es el ángulo azimutal y η es la pseudorapidez medidos respecto al marco de referencia de laboratorio. En los sistemas creados en colisiones Pb+Pb, las partículas producidas exhiben una fuerte correlación de largo alcance en $\Delta\eta$, una característica a la que frecuentemente se hace referencia como “ridge”, la cual es interpretada como una consecuencia del flujo hidrodinámico del medio producido que interactúa fuertemente [58]. Además, las partículas producidas en colisiones protón-protón (pp), y protón-plomo (p +Pb) a altas energías también exhiben un comportamiento colectivo que se manifiesta como un “ridge” [30, 18]. En la interpretación predominante, las anisotropías observadas en la función de correlación angular sugieren la formación de gotas del plasma de quarks y gluones [56], donde una expansión del sistema similar a la hidrodinámica convierte las no uniformidades espaciales del estado inicial en anisotropías del espacio de momentos del estado final. Sin embargo, las correlaciones de momento ya presentes en el estado inicial de la colisión también pueden persistir hacia el estado final [44]. La importancia de estas dos explicaciones se puede probar en diferentes sistemas de colisión donde uno o ambos haces tiene un estado inicial significativamente más simple respecto a los formados en colisiones entre iones pesados.

Una forma de abordar este problema es investigar los mecanismos de producción, las correlaciones y las formas de los eventos como función de la multiplicidad de partículas. El momento transversal promedio, $\langle p_T \rangle$, de un espectro de momento transversal de partículas cargadas y su correlación con la multiplicidad de partículas cargadas N_{ch} , contiene información sobre el mecanismo de producción de partículas. Es por eso que resulta útil y conveniente combinar el estudio del $\langle p_T \rangle$ en adición a la función de correlación angular para tener más información de los procesos que ocurren en los sistemas pequeños en comparación con colisiones entre iones pesados.

Un sistema de colisión más simple en comparación con los formados en colisiones pp , $p+A$ y $A+A$ se crea en colisiones ultraperiféricas. Estos eventos aparecen en colisiones ultrarelativistas de iones pesados cuando los componentes del sistema tienen un parámetro de impacto b tal que $b \gtrsim 2R_A$, siendo R_a el radio del núcleo, por lo cual la interacción hadrónica no ocurre o esta fuertemente suprimida. Así, los intensos campos electromagnéticos (EM) pueden inducir interacciones entre los componentes de la colisión. En la aproximación de fotones equivalentes, los campos EM corresponden a un flujo cuasi-real de fotones de alta energía. Estos fotones pueden ser emitidos coherentemente desde todo el núcleo, produciendo un flujo cuya intensidad es proporcional a Z^2 ($Z = 82$ para Pb). Resultado de esto, se tiene un sistema de un fotón interactuando con el núcleo. Dicho sistema es llamado colisión fotonuclear. El estudio de correlaciones angulares de dos partículas para colisiones fotonucleares ha sido realizado recientemente por la colaboración ATLAS [29], donde se observaron valores de ν_2 y ν_3 significativamente distintos de cero, lo que indica que las partículas producidas en estos eventos exhibirían colectividad dependiente del ángulo azimutal.

Es por estas motivaciones que en este trabajo de tesis se estudió la función de correlación angular para colisiones fotonucleares con el detector ALICE-LHC. Se estudió también el $\langle p_T \rangle$ en función de la multiplicidad de partículas cargadas identificadas N_{ch} para profundizar sobre posibles efectos de colectividad en los sistemas creados con colisiones fotonucleares. El presente trabajo de tesis se encuentra dividido en 5 capítulos. En el capítulo 1 se puede encontrar una rápida introducción teórica al estudio del QGP mediante correlaciones angulares en sistemas de iones pesados y sistemas pequeños. El capítulo 2 muestra el funcionamiento del Experimento ALICE para el análisis de datos en conjunto con una revisión de los detectores relevantes en este trabajo. Una revisión de la física de los sistemas ultraperiféricos y algunos resultados importantes de ellos con el experimento ALICE se puede encontrar en el capítulo 3. En el capítulo 4 se muestran resultados recientes en la literatura que tienen una importante relevancia y relación con este trabajo de tesis. Finalmente, la metodología empleada para los análisis realizados así como los resultados obtenidos y la discusión de estos se muestran en el capítulo 5.

Capítulo 1

Plasma de Quarks y Gluones.

En la teoría del modelo estándar de las partículas elementales, la materia nuclear esta constituida por *quarks* y *gluones*. Los gluones son mediadores de la fuerza fuerte a la que están sometidos los quarks. Esto implica que quarks y gluones estén confinados dentro de partículas llamadas *hadrones*. Por esta razón, nunca se ha observado a un quark o gluón libre. La teoría fundamental que describe a la interacción fuerte es la *Cromodinámica Cuántica* (QCD), la cual predice que los quarks y gluones pueden existir en un estado desconfinado llamado *Plasma de Quarks y Gluones* (QGP). El estado QGP es aquel en el cual los quarks y gluones pueden moverse libremente como entes individuales sin estar sujetos a la formación de hadrones.

En las etapas tempranas del Universo, el estado QGP estuvo presente en los primeros microsegundos cuando la temperatura era más alta que 160 MeV, para posteriormente enfriarse para formar la materia hadrónica como la conocemos hoy en día. Resulta importante entender las propiedades de este estado para tener un mayor entendimiento de la etapa temprana de nuestro Universo y de los mecanismos de hadronización que llevaron a la concepción de los hadrones que conocemos en el presente. Pero no solo a altas temperaturas ocurre la formación de este estado, también con densidades bariónicas altas cuando los hadrones estan superpuestos entre si se espera que quarks y gluones no se encuentren confinados. Actualmente se cree que en los núcleos de diversos objetos astrofísicos compactos, como las estrellas de neutrones puede existir el estado QGP, pero estos objetos son accesibles a su estudio solo mediante observaciones indirectas. La alternativa para estudiar este estado de quarks y gluones en el laboratorio es mediante colisiones relativistas de iones pesados, las cuales nos permiten crear una fase transitoria del estado QGP en regiones diminutas del espacio en condiciones de alta temperatura.

1.1. QCD.

QCD es la teoría fundamental que describe a la interacción fuerte en el modelo estándar. Es una teoría gauge basada en el grupo unitario especial $SU(3)$ de simetría gauge con 8 matrices complejas unitarias independientes en el espacio del color. Estas matrices pueden operar entre ellas y con un conjunto de 3-vectores complejos, los cuales representan a los quarks en el espacio del color.

Dentro de esta teoría a los quarks se les asocia una carga de color; *blue*, *red*, o *green*, mientras que los antiquarks toman carga de anticolor (*antiblue*, *antired* y *antigreen*). Por otra parte los gluones portan cada uno una carga de color y una anticolor. Dentro de este contexto existen seis quarks, los quarks *up* (*u*), *down* (*d*), *top* (*t*) de carga eléctrica $\frac{2}{3}e$ y los quarks *charm* (*c*), *strange* (*s*), *bottom* (*b*) con carga eléctrica $-\frac{1}{3}e$, donde *e* es la carga elemental del electrón. Los quarks son fermiones con spin $\frac{1}{2}$ mientras que los gluones son bosones carecientes de masa con spin 1. [62]

1.1.1. Constante de acoplamiento en QCD.

En teoría cuántica de campos existe la función $\beta(g)$ que relaciona a un parámetro de acoplamiento *g* (llamado constante de acoplamiento en ejecución) con la escala de energía del proceso físico. Un valor negativo de β conduce al decremento de *g* como función de la escala de energía tal que cuando tiende a infinito la constante de acoplamiento desaparece. Esto es conocido como libertad asintótica. De acuerdo con [63], en QCD la función β está dada como

$$\beta(g) = -\frac{g^3}{16\pi^2} \left[11 - \frac{2n_F}{3} \right] \quad (1.1)$$

para $n_F < 16$ sabores de quarks se tiene $\beta(g) < 0$. En QCD se tienen 6 sabores de quarks, lo cual implica que es una teoría con libertad asintótica. Apartir de (1.1) se puede escribir a la constante de acoplamiento α_s de la interacción fuerte en función del momento *Q*

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\left(11 - \frac{2n_F}{3}\right) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (1.2)$$

donde Λ es la llamada escala de QCD. El comportamiento de la ecuación (1.2) en función de Q^2 se muestra en la Figura 1.1.

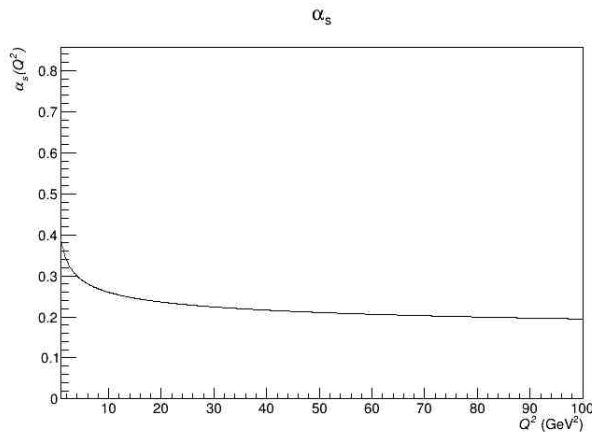


Figura 1.1: Gráfico de la ecuación (1.2) con $\Lambda = 100$ MeV.

El hecho de que QCD sea asintóticamente libre significa que las interacciones entre quarks y gluones es débil a altas energías, mientras que a bajas se vuelve fuerte. Se espera que en sistemas

de quarks y gluones a altas temperaturas (energías altas) el sistema se comporte como un gas ideal. En tal sistema los efectos de confinamiento de la interacción fuerte no estarían presentes, los quarks y gluones ya no se encuentran dentro de la región de un hadrón, y es a lo que se es referido como el *plasma de quarks y gluones (QGP)*. La transición entre el dominio hadrónico de baja energía hacia el dominio de alta energía del QGP es una fase de transición que es llamada *fase de transición de confinamiento-deconfinamiento* o la *fase de transición hadrón-quark* [63].

1.2. Señales de QGP

Las colisiones ultra relativistas de iones pesados fueron propuestas con la intención de observar el estado QGP. Tal estado existe a temperaturas mayores a $170 \text{ MeV} \approx 2 \times 10^{12} \text{ K}$ [50] o en grandes densidades de número barionico (unas pocas veces la densidad de la materia nuclear). Quarks y antiquarks tienen número barionico de $\frac{1}{3}$ y $-\frac{1}{3}$ respectivamente. El número barionico de un sistema es la suma de los números barionicos de sus constituyentes. Así, el QGP no esta presente en condiciones normales. Una forma de lograr una alta densidad de energía para formar QGP es incrementar la temperatura para producir pares de partícula-antipartícula sin incrementar el total del número bariónico. Mientras que otra forma es comprimir el sistema con demasiados núcleos para incrementar la densidad del número bariónico. Las colisiones ultra relativistas de iones pesados forman el estado QGP primordialmente incrementando la temperatura del sistema. Pero además, es objeto de estudio la etapa intermedia y transitoria de QGP, para la cual se necesita estudiar señales de estos procesos que ocurren en la colisiones a alta energía. Dichas señales solo pueden ser construidas en base a propiedades de las partículas detectadas en el estado final de la colisión. A continuación se presentan algunas importantes señales que se han propuesto para la detección de QGP.

Producción de dileptones y fotones en QGP: El proceso Drell-Yan tiene lugar cuando un quark de un hadrón y un antiquark de otro hadrón se aniquilan, creando un fotón virtual que luego se desintegra en un par de leptones de carga opuesta. Esto es

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^- \tag{1.3}$$

Donde l^+ y l^- representan dos leptones con cargas eléctricas opuestas. Hay tres tipos leptones: el *electrón* (e), el *muon* (μ) y el *tau* (τ) a las cuales se les asocia un sabor de neutrino a cada uno, existiendo también sus correspondientes antipartículas. Los leptones interactúan con los quarks en el QGP mediante la interacción electromagnética y la sección eficaz $\sim \left(\frac{\alpha}{\sqrt{s}}\right)^2$ (con $\alpha = \frac{1}{137}$ la constante acoplamiento electromagnética y \sqrt{s} la energía del centro de masas) es mucho menor que la sección eficaz de la interacción fuerte. Por lo tanto, después de la producción, los leptones no interactúan más con el QGP y llegan directamente al detector. Por otro lado, la tasa de producción y la distribución de la cantidad de momento de los pares l^+l^- producidos tiene dependencia en la distribución de quarks y antiquarks en el plasma, que se rigen por la condición termodinámica del plasma. Así, los pares l^+l^- proporcionan información en el estado termodinámico del medio en el momento de su producción y puede ayudar a detectar si se ha al-

canzado un estado QGP. La detección de fotones da información similar a la proporcionada por los pares de leptones dado que los fotones no interactúan con el QGP después de su producción. [63]

Supresión J/ψ : La partícula J/ψ es un estado ligado del sistema quark-antiquark $c\bar{c}$ (estados charmonium). Como el quark c es pesado, el estado ligado tiene un radio pequeño. Estos estados de charmonium están bien descritos por un potencial entre c y \bar{c} dado como

$$V(r) = -\frac{\alpha_{eff}}{r} + Kr \quad (1.4)$$

El ajuste con estados $c\bar{c}$ da $\alpha_{eff} = 0.52$, $K = 0.926$ GeV con $m_c = 1.84$ GeV. Cuando estos estados se forman durante las primeras etapas de la colisión, interactúan con el QGP para finalmente ser detectados.

Como sabemos, los quarks no están confinados en la fase QGP, por lo que no hay hadrones. Eso depende de la escala de temperatura del QGP y del tiempo disponible antes de que el QGP se hadronice. En la fase del QGP, no hay ningún término Kr en $V(r)$. Sin embargo, la parte de Coulomb aún podría permitir que el sistema $c\bar{c}$ permanezca vinculado. Esta interacción de Coulomb se modifica debido a la proyección de Debye de las cargas en el plasma

$$V(r) \sim \frac{e^{r/\lambda_d}}{r} \quad (1.5)$$

donde λ_d es duración de la proyección de Debye. Si $\lambda_d < r_{bound}$, donde r_{bound} es el tamaño del estado ligado para el estado $c\bar{c}$, entonces la parte atractiva de Coulomb entre el par $c\bar{c}$ es también modificada. La parte Kr desaparece debido al QGP. En tal caso el estado $c\bar{c}$ decrecerá. Esto conducirá a la supresión de la producción J/ψ . Si la fase QGP nunca llega a formarse, entonces este mecanismo de supresión no operará y deberíamos esperar un gran número de partículas J/ψ . [63]

Para estudiar la supresión en la producción J/ψ es utilizada el factor de modificación nuclear de J/ψ , R_{AA} que compara la producción de partículas J/ψ en colisiones $A + A$ con colisiones $p + p$ escaladas por colisión binaria. Un ejemplo de un estudio de este tipo es el realizado por la colaboración PHENIX en [34], cuyos resultados se muestran en la figura 1.2 en donde se muestra a R_{AA} en función del número promedio de nucleones participantes N_{part} , y se observa una supresión en la producción de J/ψ conforme aumenta N_{part} .

Interacciones Jet-Medio: Una forma de caracterizar al QGP es estudiar cómo los jets son alterados por el medio a medida que interactúan con él. Un partón del nucleón proyectil interactúa con un partón del nucleón objetivo. Ocasionalmente ocurren grandes transferencias de momento. Una gran dispersión del momento transferido se denomina dispersión dura. Por el contrario, si la transferencia de cantidad de movimiento es pequeña, el proceso se denomina dispersión suave. En una dispersión dura, la gran energía longitudinal se transfiere al plano transversal. Los partones

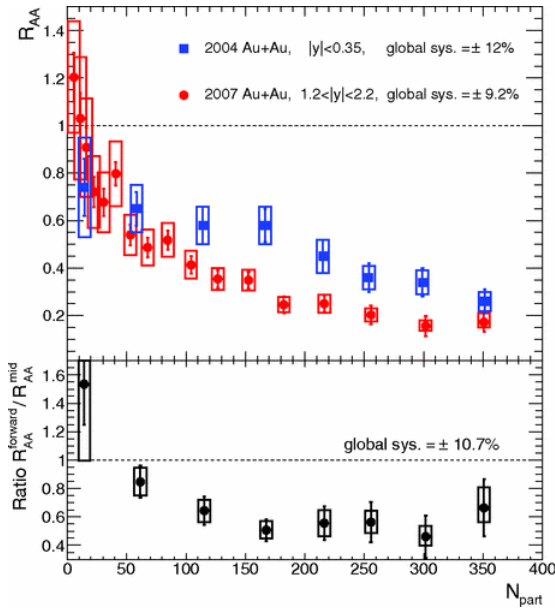


Figura 1.2: Factores de modificación nuclear medidos de J/ψ , R_{AA} en función de N_{part} . El panel inferior muestra la relación entre la forward rapidity (círculos, rojo) y la rapidity media (cuadrados, azul) para los puntos del panel superior. Imagen recuperada de [34].

finales así adquieren grandes momentos transversales. El partón final se fragmenta aún más en una lluvia de partones. Cuando los partones viajan a través del QGP, estos partones intercambian momento y color con el QGP y, por lo tanto, son modificados. Estos partones finalmente se hadronizan en un grupo de hadrones, que a menudo se denominan jets.

El estudio de los jets como una señal de QGP tiene dos ventajas principales. La producción de jets puede calcularse mediante QCD perturbativa, ya que se produce en un gran proceso de transferencia de momento. Los jets son generados en un tiempo temprano. Para una dispersión fuerte de transferencia de momento $Q_T = 2 \text{ GeV}/c$, la escala de tiempo de producción del jet es $\sim 1/Q_T \sim 0.1 \text{ fm}/c$ o menos. Los jets tienen tiempo suficiente para interactuar con el QGP. Al explorar cómo se modifican los jets, se puede obtener información sobre el QGP.

Las modificaciones en las propiedades de los jets que emergen después de interactuar con el QGP producido en colisiones de iones pesados en comparación con los jets procedentes de colisiones $p+p$ se conoce como *jet quenching*. Una comparación entre los jets procedentes de los dos sistemas de colisión es usada para deducir como el QGP tiene efecto en las propiedades de los jets. Ejemplo de esto son los estudios realizados del factor de modificación nuclear, R_{AA} , que mide la relación de jets producidos en colisión $Pb + Pb$ respecto a colisiones $p+p$. Si los jets en colisiones de iones pesados no atravesaran el QGP, R_{AA} debería tener un valor de 1 idealmente. Sin embargo, las medidas experimentales muestran un valor menor a 1 de R_{AA} . En la figura 1.3 se muestran los resultados de un estudio realizado por la colaboración ATLAS del factor de modificación nuclear donde se observan valores alrededor de 0.5 de R_{AA} .

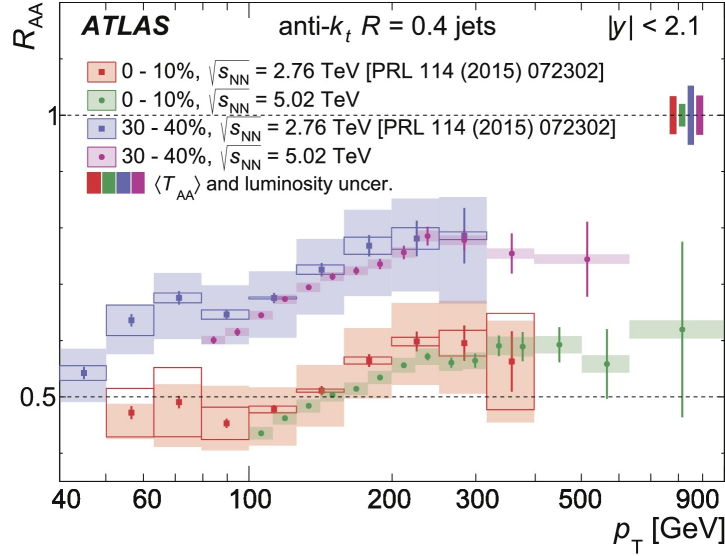


Figura 1.3: Valores de R_{AA} en función del p_T para jets con rapidity y tal que $|y| < 2.1$ en intervalos de centralidad de 0 – 10% y 30 – 40%. Imagen recuperada de [28].

Flujo Elíptico: Esta señal arroja información muy útil acerca de la ecuación de estado de la materia creada en colisiones de iones pesados. Para colisiones no centrales con un parámetro de impacto distinto de cero, se forma un QGP que no es esférico sino que tiene una forma elipsoidal. Después de la termalización hay algo de presión central mientras que la presión fuera de la región QGP es cero. El gradiente de presión es mayor a lo largo de la dimensión más pequeña del elipsoide. Esto obliga al plasma a sufrir una expansión hidrodinámica a un ritmo más rápido en esa dirección en comparación con la dirección transversal. Por lo tanto, las partículas producidas tienen mayor cantidad de movimiento en esa dirección que en la dirección transversal. En otras palabras, la anisotropía espacial se transfiere a una anisotropía de momento debido al flujo hidrodinámico. Esto depende de manera crucial de la ecuación de estado que relaciona la presión con la densidad de energía. Por lo tanto, la anisotropía del momento observada de la distribución de partículas se puede utilizar para extraer información útil sobre el flujo hidrodinámico en etapas muy tempranas probando directamente la ecuación de estado del QGP. Si la termalización se retrasa un tiempo $\Delta\tau$ (donde τ es el tiempo propio), cualquier flujo elíptico tendría que construirse sobre una deformación espacial reducida y resultaría más pequeño. [63]

1.3. Flujo Colectivo

El acuerdo entre los cálculos hidrodinámicos y las medidas experimentales del momento transversal de partículas indica que durante la expansión del QGP, las partículas se mueven colectivamente. Este comportamiento colectivo es llamado fenómeno de flujo. Hay diversas formas de flujo: flujo longitudinal, flujo radial axialmente simétrico, y el flujo azimutal anisotrópico. El flujo radial y el flujo anisotrópico se desarrollan en el plano transversal. Por un parte el flujo radial es conducido

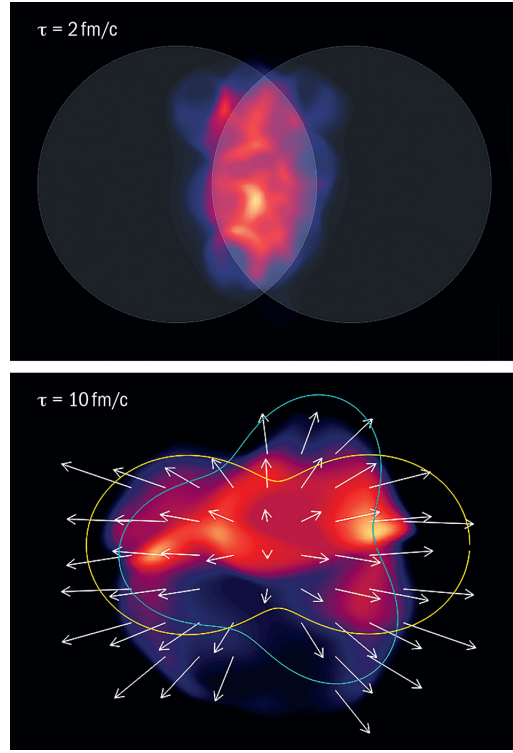


Figura 1.4: Una ilustración de la densidad de energía en evolución del QGP creado en una colisión no central. Los gradientes de presión actúan sobre la anisotropía geométrica inicial para crear un campo de velocidad final (flechas), que puede descomponerse en componentes elípticos (amarillo), triangulares (verde azulado) y de orden superior. Ilustración recuperada de [12].

por la expansión del QGP en la dirección radial y su cantidad es generalmente dominada por la sección eficaz de interacción de partículas (en el contexto de la hidrodinámica, viscosidad). Para partículas de sección eficaz similar, se asume una velocidad de flujo radial común. El flujo radial se ha utilizado para estudiar el congelamiento cinético y la ecuación de estado del QGP. Por otra parte, el flujo azimutal anisotrópico es usualmente expandido en serie de Fourier para un estudio detallado. El primer flujo armónico anisotrópico es llamado el flujo dipolo/directo, el segundo es llamado el flujo elíptico, y el tercero el flujo triangular. En la figura 1.4 se muestra una ilustración de la densidad de energía en evolución del QGP desde la zona de traslape en una colisión no central (parte superior) hacia un estado con un campo de velocidades final (parte baja de la imagen) donde se identifican las geometrías elíptica y triangular del flujo azimutal anisotrópico.

En colisiones semicentrales, el gradiente de presión no es uniforme respecto al ángulo azimutal. En coordenadas espaciales, la zona de colisión tiene forma de almendra (Parte izquierda de la figura 1.5). Dado que el gradiente de presión dirige la dirección de la expansión, a medida que el sistema evoluciona, las partículas alcanzan una cantidad de momento grande a lo largo del eje x en comparación con el eje y . La anisotropía espacial es entonces transferida a una anisotropía de momento (Parte derecha de la imagen 1.5). La distribución angular del momento de la partícula se puede escribir como una serie de Fourier:

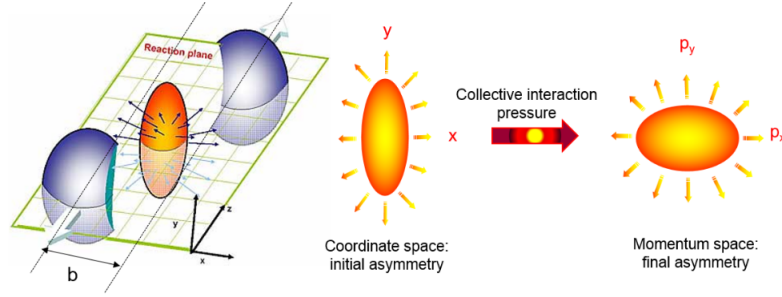


Figura 1.5: Izquierda: Esquema de la zona (almendra) de colisión no central entre dos núcleos y $x - z$ es el plano de reacción. Derecha: Estado inicial de anisotropía en la zona de colisión que es transferida a un estado final de flujo, medida como una anisotropía en el espacio de momento. Ilustración recuperada de [57].

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{N}{2\pi} [1 + 2v_1 \cos(\phi - \Psi_1) + 2v_2 \cos 2(\phi - \Psi_2) + 2v_3 \cos 3(\phi - \Psi_3) + \dots] \quad (1.6)$$

$$= \frac{N}{2\pi} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos n(\phi - \Psi_n) \right] \quad (1.7)$$

donde ϕ es el ángulo azimutal de la partícula, v_1 caracteriza el flujo directo; v_2 caracteriza el flujo elíptico; v_3 caracteriza el flujo triangular. Estos describen las magnitudes de la anisotropía del momento de las partículas. Los Ψ_n son los correspondientes ángulos armónicos azimutales. Cada v_n tendría su propio plano armónico Ψ_n , los cuales podrían ser diferentes entre sí.

Debido a que los planos armónicos Ψ_n no son conocidos a priori, los coeficientes v_n no pueden ser calculados directamente desde la distribución de una sola partícula como en (1.7). Sin embargo, pueden ser obtenidos a partir de correlaciones a dos partículas como sigue. Cuando la distribución de una partícula tiene la forma de (1.7), la distribución de dos partículas obedece

$$\frac{dN_{pair}}{d\Delta\eta} = \frac{N_{pair}}{2\pi} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2V_n\{2\} \cos n\Delta\phi \right]. \quad (1.8)$$

$V_n\{2\} = v_n^a \cdot v_n^b$ si hay correlación con flujo. Aquí, a, b representan los dos conjuntos de partículas utilizadas en las mediciones de correlación (donde $\Delta\phi$ es el ángulo de apertura azimutal entre los pares de partículas). Cuando se eligen a y b de la misma región cinemática, v_n puede ser calculada por

$$v_n\{2\} = \sqrt{\left\langle \frac{\sum_{i,j=1, i \neq j}^M \cos n(\phi_i - \phi_j)}{M(M-1)} \right\rangle}, \quad (1.9)$$

donde ϕ_i, ϕ_j son los ángulos azimutales del par de partículas usadas para la medida de la correlación; M es el número de partículas usadas en cada colisión. En primer lugar, se toma el promedio sobre las M partículas en cada colisión (en un evento). Luego se toma el promedio de

todos los eventos. El peso utilizado para promediar todos los eventos puede ser el número de pares o la unidad. Si el número de pares, $M(M-1)$, se usa como peso en el promedio de eventos, entonces el cálculo es equivalente a tomar un solo promedio sobre todas las parejas de todos los eventos. [65]

1.3.1. Correlación de dos partículas $\Delta\eta - \Delta\phi$

Los estudios a dos partículas de la función de correlación se han utilizado para estudiar jets e interacciones jet-medio. Idealmente, la reconstrucción completa de jets proporciona un panorama más completo sobre cómo los jets interactúan con el QGP que los estudios de correlación a dos partículas. Sin embargo, desde la parte técnica es complicado reconstruir completamente a los jets en colisiones de iones pesados debido a la gran cantidad de partículas finales. Los detectores tienen una cobertura espacial y capacidades limitadas de detección de partículas. Así también, es difícil distinguir cuáles partículas pertenecen al jet, cuáles al medio y cuáles a la interacción jet-medio.

Debido a estas dificultades, las partículas de alto momento transversal (p_T) se utilizan con frecuencia como sustituto de los jets ya que suelen ser el fragmento principal del jet. La proporción entre el rendimiento de partículas de alto p_T en colisiones de iones pesados en relación con las líneas base $p+p$ o $d+Au$ normalizadas por el número de colisiones binarias, llamado factor de modificación nuclear, es menor que la unidad. Esta supresión de los espectros de partículas individuales a p_T alto en colisiones de iones pesados indica pérdida de energía del jet en QGP. La supresión se denomina fenómeno de extinción del jet. Sin embargo, un sesgo por diseño del método de espectros de partículas individuales de alto p_T es el sesgo de superficie. El sesgo de superficie se ilustra en la Figura 1.6. El jet interactúa con el medio y pierde energía, la cantidad de energía perdida depende de la longitud del camino del jet a través del medio. Así, es más probable que se seleccionen los jets con la longitud de trayectoria más corta porque tienden a perder menos energía. Estos jets son generados cerca de la superficie del medio por lo que proporcionan información mínima del medio. Por otro lado, debido a la conservación del momento, existe un recoil jet asociado con el jet de alto p_T disparado (trigger jet), el cual tiene la longitud de trayectoria más larga y por lo tanto probablemente tenga la máxima interacción con el QGP. Las correlaciones a dos partículas se pueden utilizar para estudiar el recoil jet asociado con el trigger jet. La combinación de espectros de partículas individuales de alto p_T y correlaciones a dos partículas demuestra ser una herramienta poderosa para arrojar luz sobre cómo los jets pierden energía en el QGP.

Las correlaciones a dos partículas $\Delta\eta - \Delta\phi$ miden las distribuciones angulares de momento de las partículas asociadas en relación con la partícula de disparo. Una partícula de disparo es usualmente definida como una partícula con alto p_T , la cual probablemente viene de un jet. Una partícula asociada es usualmente definida como una partícula de bajo p_T la cual puede venir del mismo jet o de un recoil jet, el medio o la interacción jet-medio. Las correlaciones a dos partículas de bajo p_T es a veces denominada una correlación a dos partículas de no disparo, la cual es usada para estudiar las propiedades del medio. En lo siguiente se utilizarán dos variables: $\Delta\phi = \phi_{assoc} - \phi_{trig}$ es el ángulo azimutal de apertura entre la partícula de disparo y la asociada; $\Delta\eta = \eta_{assoc} - \eta_{trig}$ es la separación en pseudorapidez entre las partículas. La pseudo rapidez se escribe como

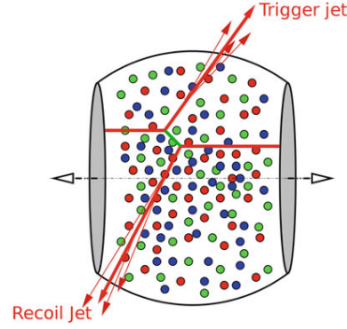


Figura 1.6: Ilustración de un recoil jet asociado a un trigger jet.

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)], \quad (1.10)$$

donde θ es el ángulo entre el momento de la partícula \vec{p} y el eje del haz. En términos del momento, la variable pseudo rapidez puede escribirse como

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right]. \quad (1.11)$$

θ es la única cantidad a medir para la determinación de la pseudorapidez, independientemente de cualquier mecanismo de identificación de partículas. La pseudorapidez se define para cualquier valor de masa, momento y energía de la colisión.

La región $\Delta\phi \approx 0$ es llamada el lado cercano (near side), donde el ángulo azimutal de la partícula asociada es igual al ángulo de la partícula de disparo. Las partículas en el mismo jet que la partícula de disparo generalmente terminan en el lado cercano. La región $\Delta\phi \approx \pi$ es llamada el lado lejano (away side). Las partículas del recoil jet estarán en el lado lejano. La correlación a dos partículas (dihadron) $\Delta\eta - \Delta\phi$ esta dada por

$$C(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2}{d\Delta\eta d\Delta\phi} = \frac{1}{N_{trig}} \frac{S(\Delta\eta, \Delta\phi)/\epsilon_{assoc}}{B(\Delta\eta, \Delta\phi)/\langle B(\Delta\eta|_{100\%}, \Delta\phi) \rangle}. \quad (1.12)$$

donde $S = \frac{d^2 N^{same}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}$ es la correlación de dihadrones sin procesar para pares en el mismo evento; y $B = \frac{d^2 N^{mix}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}$ es para partículas de disparo y asociadas de diferentes eventos, la cual es llamada corrección de eventos mixtos. $\langle B \rangle$ es el promedio de B sobre $\Delta\phi$ a $\Delta\eta|_{100\%}$ fijo. $\Delta\eta|_{100\%}$ es donde la aceptación de dos partículas es del 100%. El conjunto de eventos mixtos sirve como corrección para la aceptación de dos partículas del detector. Para un detector con eficiencia de detección $\epsilon_{assoc} = 100\%$, $C(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{S(\Delta\eta, \Delta\phi)}{N_{trig}}$. Si bien el background de eventos mixtos no contiene la correlación de partículas existente en la misma colisión, incluye la información de aceptación del detector. En la dirección η donde los detectores no tienen una eficiencia de detector uniforme, la eficiencia de partículas individuales afecta a la correlación a dos partículas. El evento mixto también se ve afectado por la eficiencia de detección de partículas individuales, así, la correlación de dihadrones sin procesar en el mismo evento dividida por la correlación de eventos mixtos puede

corregir la eficiencia del detector no uniforme. Cuando las partículas asociadas y de disparo se encuentran en la región de aceptación de un detector circular como lo es la TPC de ALICE, la correlación de dihadron de eventos mixtos es normalizada para que sea 100 % en $|\Delta\eta|_{100\%} = 0$. La correlación de dihadrones normalizada por partícula de disparo describe, como un promedio, cuántas partículas asociadas distribuidas en el espacio $\Delta\eta - \Delta\phi$ para cada partícula de disparo. [65]

1.3.2. Ridge

A una correlación de largo alcance en la región azimutal se le conoce como “Ridge”. Fue observada por primera vez en colisiones centrales Au + Au a energía de centro de masa de $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV en RHIC del experimento STAR [37]. Se halla que la observación del ridge es en gran medida independiente de la aceptación de los detectores. Su dependencia con la multiplicidad de colisiones muestra que el ridge disminuye mientras la colisión sea más periférica, y es cero cuando los participantes en la colisión son menos de 100 nucleones para un momento transversal de partículas de disparo de $p_T^{trigger} > 2.5$ GeV/c [7].

Ridge del near-side: El ridge en el llamado near-side ($\Delta\phi \approx 0$) encontrado en colisiones centrales de Au + Au tiene tres características importantes: amplio rango en pseudorapidez, ángulo relativo azimutal $\Delta\phi$ relativamente pequeño, y existencia en eventos con un gran número de partículas. La explicación de su formación puede encontrarse en los efectos del medio, la correlación de flujo azimutal es un posible candidato para explicar el ridge en el near-side. Existen demasiadas similitudes entre el comportamiento del ridge con el del flujo. En primer lugar, el flujo azimutal en similitud con el ridge en el near-side es también más notorio en colisiones centrales debido a la gran multiplicidad. En segundo lugar, la amplia pseudorapidez relativa $\Delta\eta$ para el ridge en near-side requiere un tiempo de interacción temprano. El tiempo de interacción temprano permite la posibilidad de conexión entre las dos partículas cuando están separadas por una gran $\Delta\eta$ en sus estados finales. Su interacción puede ser rastreada al momento o instantáneamente después de la colisión de los núcleos. El flujo también se desarrolla en los tiempos tempranos de la colisión [42]. Por lo tanto, el flujo azimutal podría ser una explicación viable para el ridge. Para la medición del ridge, el flujo elíptico ha sido eliminado en la correlación de dihadrones. Sin embargo, los flujos azimutales armónicos de orden superior no se consideran y podrían estar presentes en esas mediciones del ridge.

Otra explicación para el ridge del near-side en colisiones de iones pesados es consecuencia del tubo de flujo de Glasma de etapa temprana en concordancia con el flujo radial de etapa posterior [43]. La forma en $\Delta\eta$ del ridge del near-side no solo es de amplio rango, sino que también plana en $\Delta\eta$. La tendencia plana en $\Delta\eta$ sugiere que estas correlaciones son independientes de η . La teoría Color Glass Condensate (CGC) [47] predice que los campos de color transversales en los dos núcleos se transforman en los llamados tubos de flujo de Glasma longitudinales justo después de la colisión, como se ilustra en la figura 1.7. Dado que las partículas dentro del mismo tubo provienen de la misma posición transversal en los primeros momentos de la colisión, las partículas fragmentadas del

mismo tubo comparten la misma correlación independientemente de sus propias velocidades. Por lo tanto, las partículas producidas a partir de un tubo de flujo de Glasma se asemejan a la tendencia plana de amplio rango en $\Delta\eta$ como lo hace el ridge del near-side. El hecho de $\Delta\phi$ pequeño surge del efecto de flujo radial en el tubo de flujo. El flujo radial es la expansión colectiva del QGP en la dirección transversal. Las partículas del mismo tubo experimentan la misma velocidad de flujo radial. El flujo radial común colima las partículas salientes en pequeños $\Delta\phi$. Las partículas del mismo tubo de flujo de Glasma son enfocadas por el flujo radial para formar el ridge del near-side con un $\Delta\phi$ pequeño y ser independientes de $\Delta\eta$.

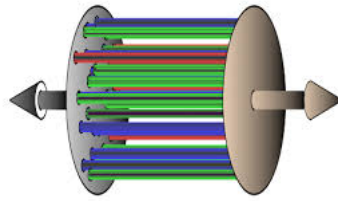


Figura 1.7: Ilustración de tubos de flujo de Glasma para la colisión de dos núcleos.

Ridge del away-side: La observación del ridge de away-side se encuentra en la región $\Delta\phi \approx \pi$. La coexistencia del ridge de near-side y de away-side en colisiones centrales de iones pesados podría indicar un origen idéntico. Se encuentra que la producción de dihadrones por trigger de away-side incrementa hacia las colisiones centrales, similar a el ridge de near-side. Mientras tanto, el promedio de p_T de partículas en el away-side asociadas con partículas de alto p_T disminuyen rápidamente a medida que la multiplicidad aumenta, lo cual significa que las partículas en el ridge de away-side se vuelen más suaves en las colisiones centrales [37]. La fluctuación de la densidad de energía del estado inicial en la distribución espacial puede propagarse a correlaciones azimutales de momento de partículas de estado final de orden superior, como lo es el tercer armónico de la descomposición en Fourier de la distribución angular de momento v_3 . Debido a que la distribución de la densidad de energía inicial en la zona de colisión se considera previamente uniforme y la región de superposición tiene una forma de almendra perfecta, no se esperan armónicos impares de orden superior. Las simulaciones de Glauber Monte Carlo revelan los grumos en la densidad del estado inicial que conduce a los armónicos de orden superior distintos de cero en estado final, particularmente el término v_3 [8]. El flujo hidrodinámico v_3 es una física suave y tiene forma de ridge en el near-side y de doble cresta en el away-side. Esta forma particular de v_3 la convierte en la explicación del ridge del away-side y near-side juntos.

1.4. Sistemas pequeños

Los sistemas de colisión tales como p (d , 3He)+A son considerados sistemas pequeños. En los primeros años de los colisionadores de iones pesados, tales sistemas eran considerados solo como mediciones de control, útiles por ejemplo, en la restricción de las funciones de distribución de partones modificadas nucleares (nPDF) que determinan las distribuciones iniciales de gluones que determinan la primera época de colisiones de iones pesados [40]. Sin embargo, la colaboración

CMS examinó colisiones $p + p$ de altas multiplicidades en el LHC y encontró que las partículas tenían una débil, pero claro, preferencia a ser emitidas a lo largo de un ángulo transverso común a través de todas las rapidity [30]. Lo cual dio pie a un debate acerca si esto podría estar relacionado con lo observado en sistemas de colisión de iones pesados o era debido a nueva física procedente de correlaciones de momento presentes en los primeros momentos de la colisión. Posteriormente, datos de colisiones $p + \text{Pb}$ tomados en LHC [17, 31, 26], seguido por resultados de datos de $d + \text{Au}$ en RHIC [61], revelaron que las señales de flujo hidrodinámico en colisiones de iones pesados existían también en dichos sistemas pequeños. Es por eso la importancia de estas mediciones en sistemas pequeños. A continuación se presenta una revisión de observables directamente relacionados con la colectividad de las partículas finales en sistemas pequeños.

1.4.1. Correlación de dos partículas $\Delta\eta - \Delta\phi$

Como se ha revisado en secciones anteriores, información crucial acerca de la colectividad de las partículas finales en una colisión es obtenida a través de la medición de correlaciones angulares de dos partículas. La figura 1.8 muestra la correlación de dos partículas como función de los ángulos relativos $\Delta\eta$ y $\Delta\phi$ medida para los sistemas de colisión $p + p$, $p + \text{Pb}$ y $\text{Pb} + \text{Pb}$ en el LHC.

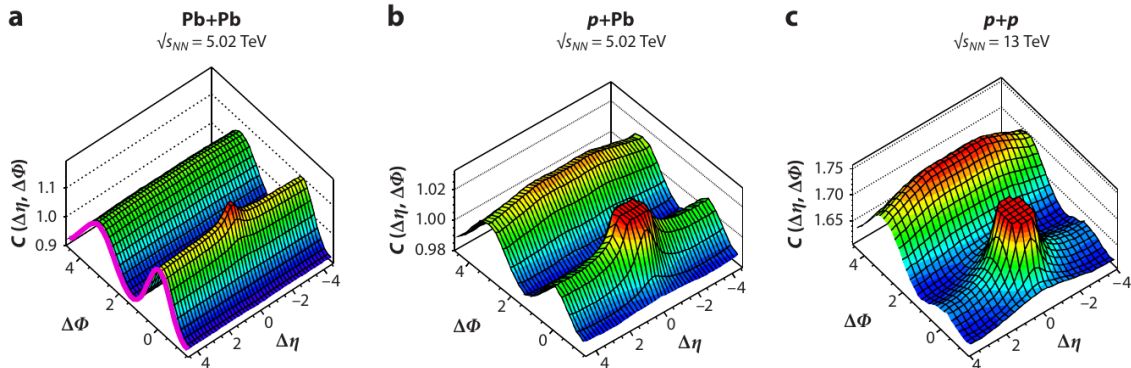


Figura 1.8: Correlación de dos partículas para (a) $\text{Pb} + \text{Pb}$, (b) $p + \text{Pb}$, (c) $p + p$ en el LHC. Imagen recuperada de [56].

Sin embargo, hay una serie de fuentes para tales correlaciones que no tienen nada que ver con un medio fluido. En una descripción hidrodinámica, todas estas otras fuentes de correlación se denominan *nonflow*. Ejemplos simples incluyen decaimientos de resonancias hadronicas tales como $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$, dando lugar a una correlación de dos partículas. Por otro lado, la gran dispersión de transferencia de momento de partones de los hadrones o núcleos entrantes puede dar como resultado jets que son emitidos con ángulos opuestos (*back to back*) y con una correlación en pseudorapidez dependiendo de las fracciones de momento de los partones entrantes. Incluso la dispersión de transferencia de bajo momento de los partones iniciales puede dar como resultado correlaciones de largo alcance en la pseudorapidez como consecuencia de la conservación del momento total. Estas contribuciones son evidentes en las mediciones de correlación en todos los sistemas de colisión desde e^+e^- , $p + p$ y $\text{A} + \text{A}$ en diversos grados y deben tenerse en cuenta para aislar la contribución de la

física de flujo.

1.4.2. Límites del comportamiento del flujo

Un aspecto importante a considerar es la energía mínima depositada, o la cantidad mínima de multiplicidad de partículas finales, en las cuales los datos experimentales exhiben correlaciones en su comportamiento que coinciden con los cálculos hidrodinámicos. De acuerdo con la revisión de resultados recientes hasta 2018 respecto a colectividad en sistemas pequeños realizada en [56], existen dos diferentes formas para afrontar este planteamiento, el primero es examinando interacciones $p + p$ de baja multiplicidad y la segunda, examinando colisiones de sistemas pequeños a bajas energías.

En sistemas $p + p$ se ha observado el “ridge” en un rango de energías de 0.9-7 TeV, e incluso a altas energías de hasta 13.1 TeV las medidas revelan una señal de correlación más fuerte [32]. En cambio, para colisiones de baja multiplicidad de este sistema, las contribuciones de “nonflow” incrementan y la extracción de la señal del flujo se convierte dependiente del modelo. Por ejemplo, ATLAS [27] y CMS [33] utilizan diferentes métodos de extracción y llegan a diferentes conclusiones acerca de la señal de flujo. En la figura 1.9a se muestra en puntos rojos la medida obtenida del coeficiente de flujo elíptico (v_2), después de la extracción de nonflow por CMS y en la figura 1.9b la medida realizada por ATLAS. En esta comparación se observa la diferencia en la tendencia del comportamiento de la medida de este coeficiente para multiplicidades menores a 50, donde cada colaboración ha utilizado un método de extracción diferente. La medida obtenida por la colaboración ATLAS presenta una tendencia más plana respecto a lo obtenido por la colaboración CMS.

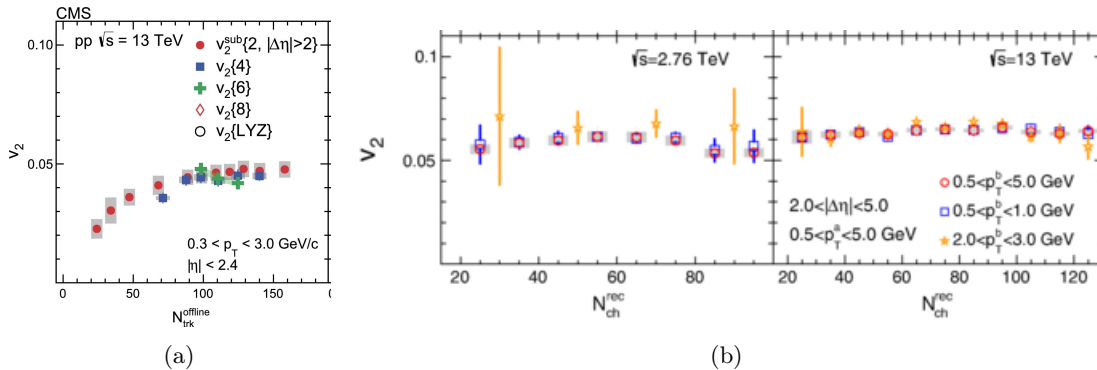
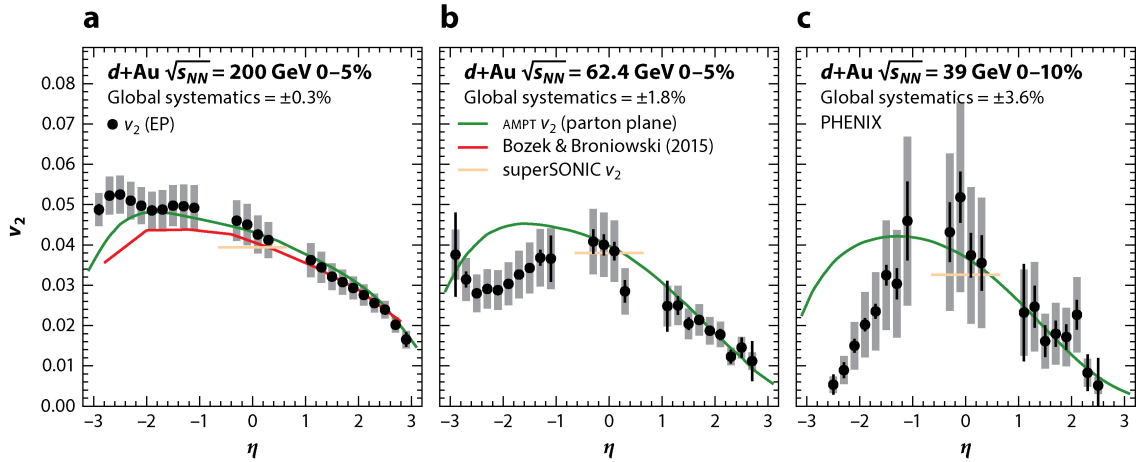


Figura 1.9: (a) Mediciones del coeficiente de flujo v_2 realizadas por CMS en [33]. (b) Mediciones del coeficiente de flujo v_2 realizadas por ATLAS en [27].

Por otro lado, el estudio de la energía en sistemas $d+Au$ en RHIC es otra forma de afrontar el cuestionamiento de acuerdo a la revisión realizada en [56]. En este caso, en la revisión se menciona que con este estudio se tiene un mejor control sobre la geometría inicial mientras se cambia la deposición de energía y la multiplicidad total de partículas, aunque con mayores incertidumbres

teóricas debido a la variación desconocida de los coeficientes de transporte y la ecuación de estado con el aumento del potencial químico bariónico. La Colaboración PHENIX [35] ha reportado valores de v_2 en función de la energía de colisión (200, 62.4, 39 y 19.6 GeV). En la figura 1.10 se muestra la medida del coeficiente v_2 como función de la pseudorapidez para altas multiplicidades en colisiones $d + Au$ para tres diferentes energía. El coeficiente v_2 medido muestra poca dependencia respecto a la energía, en razonable acuerdo con los cálculos hidrodinámicos. El problema de cuán pequeñas o bajas en energía se conservan estas características colectivas permanece pendiente, y la resolución puede depender de cuán perfectamente se puede factorizar el flujo.



 Nagle JL, Zajc WA. 2018.
Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 68:211-35

Figura 1.10: Medida de v_2 como función de la pseudorapidez η en colisiones $d + Au$ a energías del centro de masas de: (a) 200, (b) 62, y (c) 34 GeV .Imagen recuperada de [56].

Capítulo 2

Experimento ALICE-LHC

El experimento A Large Ion Collider conocido como ALICE, es uno de los cuatro experimentos más grandes que forman parte del complejo LHC en el CERN. Fue diseñado para el estudio de la materia a valores extremos de densidad de energía y temperatura, y consecuentemente para el estudio del plasma de quarks y gluones, cuya existencia es predicha a una densidad de energía por arriba de $1 \text{ GeV}/fm^3$ a la cual se es accesible justo después de una colisión de iones pesados en una pequeña región espacial por una pequeña cantidad de tiempo [1, 3]. Además del sistema $Pb - Pb$, en el experimento ALICE se estudian a los sistemas de colisión $p - p$, $p - Pb$ y $Xe - Xe$.

Los detectores que componen a ALICE pueden dividirse en dos tipos; calorímetros y trackers. Los calorímetros son diseñados para medir la energía de las partículas cuando pasan a través de ellos, esto mediante la lluvia de fotones que es generada tras el paso de la partícula en el detector. Posteriormente son recolectados y usados para determinar la energía de la partícula que ha pasado por el detector. Los detectores tipo trackers son aquellos utilizados para reconstruir la trayectoria de las partículas conforme pasan a través de ellos. Estos están diseñados para interactuar de forma mínima con las partículas y no afectar su trayectoria.

El experimento ALICE tiene un volumen de $6,656m^3$ y un peso total se alrededor de diez mil toneladas. Tiene una alta granularidad, un umbral de momento transversal bajo: $p_T^{min} \sim 0.15\text{GeV}/c$, y excelentes capacidades de identificación de partículas de hasta $20 \text{ GeV}/c$ [3].

Los detectores del barril central (Inner Tracking System (ITS), Time Projection Chamber (TPC), Transition Radiation Detector (TRD), Time Of Flight (TOF), Photon Spectrometer (PHOS), Electromagnetic Calorimeter (EMCal), y High Momentum Particle Identification Detector (HMPID)) se encuentran embebidos en el imán solenoide L3 el cual produce un campo magnético $B = 0.5 \text{ T}$. Los primeros cuatro tienen una cobertura azimutal total, en pseudorapidez media ($|\eta| \leq 0.9$). ITS y TPC son los principales detectores de seguimiento de trazas de partículas cargadas.

Los detectores en la región forward incluyen el detector contador de gas Photon Multiplicity

(PMD), y el detector de silicio Forward Multiplicity (FMD), los cuales están dedicadas a la medición de fotones y partículas cargadas alrededor de $|\eta| \sim 3$. El detector de cuarzo T0 provee el tiempo y la posición longitudinal de la interacción (vértice primario). El detector de plástico centellador V0 tiene una cobertura en pseudorapidez de $-3.7 < \eta < -1.7$ y $2.8 < \eta < 5.1$, es principalmente utilizado como sistema de disparo y para determinar la centralidad y el ángulo del plano del evento en colisiones $Pb - Pb$. La centralidad también puede ser estimada por el Zero Degree Calorimeter (ZDC) colocado simétricamente en ambos lados del Punto de Interacción (IP).

El espectrómetro de muones, con un absorbente de hadrones de $\sim 10 \lambda_{int}$ (donde λ_{int} es la longitud de la interacción nuclear), un imán dipolar de 3 Tm y cinco estaciones de tracking con dos cámaras pad cada una (Muon Chambers, MCH), es usado para medir la producción de quarkonium y mesones vectoriales ligeros en una región de rapidity de $-4 < y < -2.5$. La medición de muones de alto p_T , que predominantemente provienen del decaimiento de los quarks charm y beauty, también se encuentran dentro del alcance del espectrómetro. Dos estaciones adicionales (Muon Trigger, MTR) ubicadas detrás de un absorbente adicional de $7 \lambda_{int}$ proporcionarían triggers de un solo muón y de un par de muones con un umbral de momento transversal ajustable.

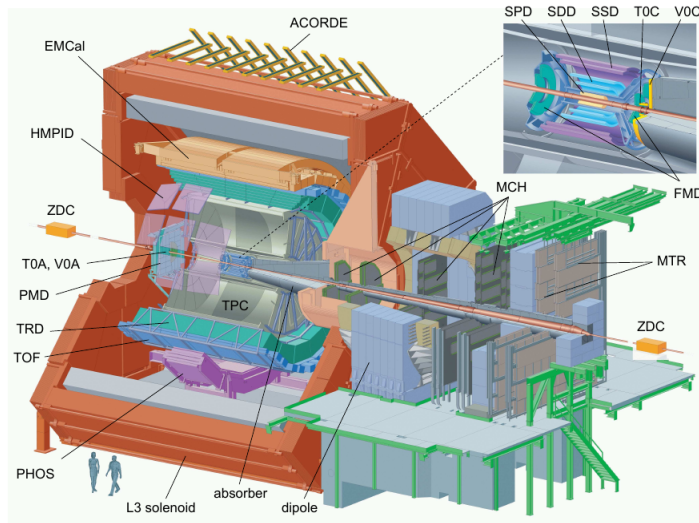


Figura 2.1: Experimento ALICE en el LHC CERN [3].

El experimento ALICE e instalaciones de la zona están localizadas en el punto 2 del túnel del LHC en el pueblo de St. Genis-Pouilly, Francia. Este experimento se encuentra situado cerca de la región de inyección Beam 1 Transfer Line T1 2. El sistema de coordenadas usado en ALICE y a lo largo de este trabajo, es un sistema cartesiano ortogonal de mano derecha. El origen está en el Interaction Point 2 (IP2). El eje z es paralelo a la dirección media del haz en IP2 y apunta a lo largo del LHC Beam 2 (es decir, LHC en sentido antihorario). El eje x es horizontal y apunta aproximadamente hacia el centro del LHC. El eje y , en consecuencia, es aproximadamente vertical y apunta hacia arriba [52]. La figura 2.2 ilustra lo descrito anteriormente.

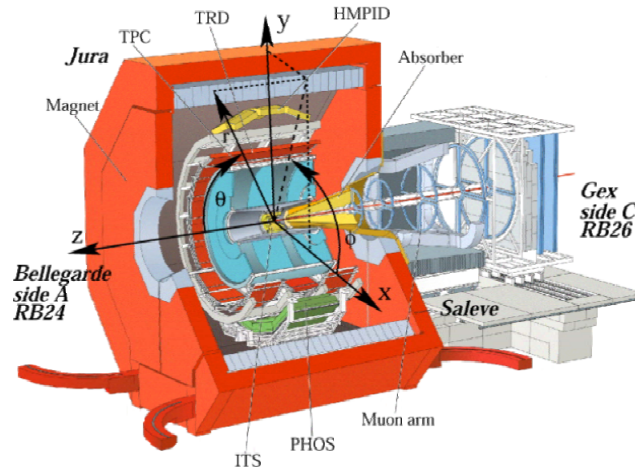


Figura 2.2: Ilustración del sistema coordinado utilizado en ALICE y en el desarrollo de este trabajo [52].

2.1. Selección de eventos

El sistema de disparo del experimento ALICE (trigger) es utilizado para seleccionar adecuadamente los eventos de colisión de interés. La selección se realiza en línea durante el tiempo de funcionamiento del LHC (online trigger). Por otra parte es posible hacer un refinamiento de la selección de eventos durante el procesamiento y reconstrucción de los datos experimentales (offline trigger). Esto considera tareas de simulación, reconstrucción, calibración, alineación, visualización y análisis de datos.

2.1.1. Trigger online

El sistema central de disparo (CTP, por sus siglas en inglés) del experimento ALICE se encarga de procesar las señales provenientes de todos los detectores de disparo para optimizar la colección de todos los eventos físicos de interés. Al aceptar un evento específico se comunica con el sistema de adquisición de datos (DAQ) para que se guarde la información.

La primera respuesta del sistema de activación debe ser rápida para adaptarse a las condiciones experimentales. El principal requisito de diseño para los detectores es operar a una tasa de interacción de 8 kHz a $\mathcal{L} = 1030 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Se cuenta con 4 niveles de decisión de disparo. El nivel L0 es realizado $\sim 0.9 \mu\text{s}$ después de la colisión usando los detectores V0, T0, EMCal, PHOS, y MTR. Posteriormente, los eventos aceptados en L0 son adicionalmente evaluados por el algoritmo de trigger del nivel L1 en el CTP. Este nivel de trigger es hecho $\sim 6.5 \mu\text{s}$ después de L0. Las decisiones de los niveles L0 y L1, enviadas a los detectores con una latencia de aproximadamente 300 ns , activan el almacenamiento en búfer de los datos del evento en la electrónica frontal del detector. El nivel L2, ocurre después de alrededor $100 \mu\text{s}$ correspondientes al tiempo de deriva de la TPC, este nivel activa el envío de los datos del evento a DAQ y, en paralelo, al sistema High Level Trigger (HLT). Los eventos con L2 serán posteriormente filtrados en el HLT.

2.1.2. Trigger offline

Dada la complejidad y dimensiones del experimento ALICE, se desarrollan un conjunto bastante diverso de entornos, estos podemos distinguirlos en tres áreas principales: cómputo distribuido, procesamiento de datos offline y operaciones quasi-online.

La infraestructura de cómputo distribuido que sirve al programa experimental LHC está coordinada por el proyecto Worldwide LHC Computing Grid (WLCG). Los datos de los experimentos del LHC se procesan en el centro computacional llamado Tier-0. Posteriormente se comparten funciones de almacenamientos seguro de los datos con grandes centros computacionales regionales denominados Tier-1, en medios de almacenamiento de alta fiabilidad, además de realizar la mayor parte del procesamiento organizado de los datos. Pequeños centros llamados Tier-2, están lógicamente agrupados alrededor de los Tier-1. La función principal de los niveles 2 es la simulación y el análisis del usuario final.

La implementación de la distribución computacional se basa en una infraestructura informática distribuida habilitada por Grid Middleware. ALICE desarrolló un conjunto de servicios Middleware llamado AliEn. En la infraestructura resultante, los usuarios interactúan con la Grid de ALICE mediante la AliEn User Interface (UI), y los servicios son ofrecidos por la combinación de AliEn Middleware, que provee servicios específicos de ALICE, y los Middleware instalados en el centro de cómputo, proporcionando servicios básicos.

En la etapa de análisis, el framework offline extrae un subconjunto de los conjuntos de datos del catálogo de archivos mediante la selección de metadatos. Se establece el acceso a datos locales y la replicación de datos. Una vez que se decide la distribución, el framework de análisis crea sub-trabajos. Finalmente el framework recopila y fusiona los resultados disponibles de todos los subtrabajos terminados a pedido. AliRoot es el ALICE offline framework. Su implementación está basada en técnicas orientadas a objetos para programación, como marco de soporte, sobre el sistema ROOT, a la vez que es complementado con el sistema AliEn que da acceso a la Grid. Se encuentra completamente escrito en C++. El framework AliRoot es utilizado para la simulación, alineación, calibración, reconstrucción, visualización y análisis de los datos experimentales. El framework ROOT, sobre el que se desarrolla AliRoot, proporciona un entorno para el desarrollo de paquetes de software para generación y reconstrucción de eventos, simulación de detectores, y análisis de datos. Ofrece, entre otras características, I/O integradas con evolución de esquemas de clase, un almacén de objetos jerárquico eficiente con un conjunto completo de contenedores de objetos, C++ como lenguaje de scripting e intérprete de C++, herramientas de análisis estadístico avanzadas, herramientas de documentación HTML y herramientas de visualización avanzadas.

2.2. Inner Tracking System (ITS)

El Inner Tracking System [13] está compuesto de seis capas cilíndricas de detectores de silicio localizadas radialmente entre 4 y 43 cm como se muestra en el esquema de la figura 2.3. Este

sistema cubre el rango de pseudorapidez de $|\eta| < 0.9$ para todos los vértices localizados dentro de la longitud del diamante de interacción (± 5.3 cm a lo largo de la dirección del haz). Las principales tareas de este sistema son: la localización del vértice primario con una resolución mejor que $100 \mu\text{m}$, reconstruir vértices secundarios de los decaimientos de los hiperones y los mesones D y B, rastrear e identificar partículas con momento menor a $200 \text{ MeV}/c$, mejorar la resolución de momento y ángulo para partículas reconstruidas por la TPC y reconstruir partículas que atraviesan regiones muertas de la TPC.

El Silicon Pixel Detectors (SPD) fue elegido para las dos primeras capas de ITS y el Silicon Drift Detectors (SDD) para las dos siguientes capas, esto debido a la alta densidad de partículas esperada en colisiones de iones pesados (50 partículas por cm^2) y con el fin de lograr la resolución requerida del parámetro de impacto. Las dos capas más externas, para una densidad de trazas esperada por debajo de una partícula por cm^2 , están equipadas con Silicon micro-Strip Detectors (SSD) de doble cara. Estas últimas capas proveen una medida bidimensional de la posición de la traza.

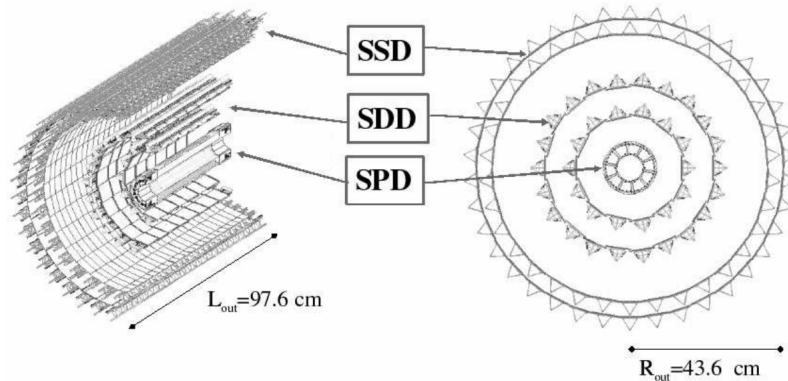


Figura 2.3: Esquema de ITS.

2.3. Time Projection Chamber (TPC)

Time-Projection Chamber (TPC) [14] es el principal detector de rastreo en el barril central de ALICE. Está optimizado para reconstruir el momento de partículas cargadas con buena separación de dos trazas, identificación de partículas, y determinación de vértices, esto en conjunto con otros detectores centrales. El rango cubierto en pseudorapidez es de $|\eta| < 0.9$ para trazas con coincidencias en los detectores ITS, TRD y TOF, para trazas con longitud de traza en la barrera central reducida, una aceptación de hasta aproximadamente $|\eta| = 1.5$ es accesible. La cobertura azimutal es completa a excepción de zonas muertas. En cuanto a momento transversal, el rango de cobertura con buena resolución de momento abarca desde bajos p_T de alrededor $0.1 \text{ GeV}/c$ hasta $100 \text{ GeV}/c$.

La TPC tiene forma cilíndrica, el volumen activo tiene un radio interior de 85 cm , un radio exterior de 250 cm y una longitud total a lo largo de la dirección del haz de 500 cm . Está hecho

de una gran caja cerrada de campo cilíndrica, la cual se encuentra llena de Ne/CO₂/N₂ (90/10/5), en la que los electrones primarios son transportados una distancia de hasta 2.5 m a cada lado del electrodo central a las placas finales. Las cámaras proporcionales de cables múltiples con lectura de almohadilla catódica están montadas en 18 sectores trapezoidales en cada placa final.

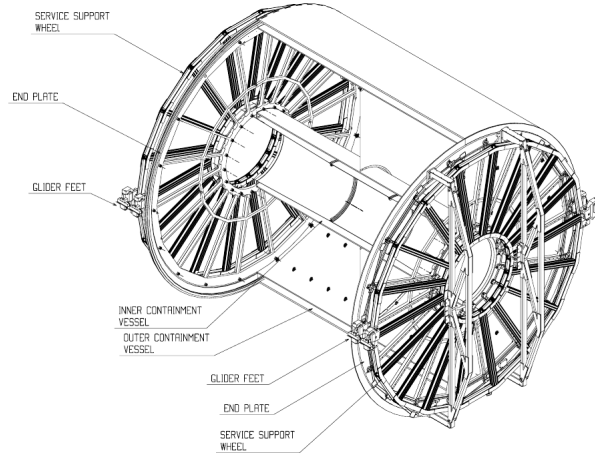


Figura 2.4: Vista 3D de la caja cerrada de campo TPC y las ruedas de soporte de servicio, sin cámaras de lectura.

2.3.1. Identificación de partículas en TPC

La TPC proporciona información para la identificación de partículas sobre un amplio rango de momento. Esto mediante la medición simultánea de energía perdida (dE/dx), carga, y momento de cada partícula que atraviesa el gas del detector. La energía perdida, descrita por la fórmula de Bethe-Bloch, es parametrizada por una función originalmente propuesta por la colaboración ALEPH,

$$f(\beta\gamma) = \frac{P_1}{\beta^{P_4}} \left[P_2 - \beta^{P_4} - \ln \left(P_3 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{P_5}} \right) \right], \quad (2.1)$$

donde β es la velocidad de la partícula, γ es el factor de Lorentz, y P_{1-5} son parámetros del ajuste. En la figura 2.5 se muestra el gráfico dE/dx vs momento de partícula en la TPC, y se evidencia la separación entre las diferentes especies de partículas. La separación de energía es expresada como número de desviaciones estándar. La resolución estimada de la medición dE/dx depende de la densidad de partículas cargadas, 5.5 % para $p + p$ y 6.5 % para colisiones centrales $Pb + Pb$. Las líneas corresponden a la parametrización con 2.1. A bajo momento ($p \leq 1\text{GeV}/c$) las partículas pueden identificarse traza por traza, a alto momento la identificación se puede realizar estadísticamente mediante ajustes multi Gaussianos.

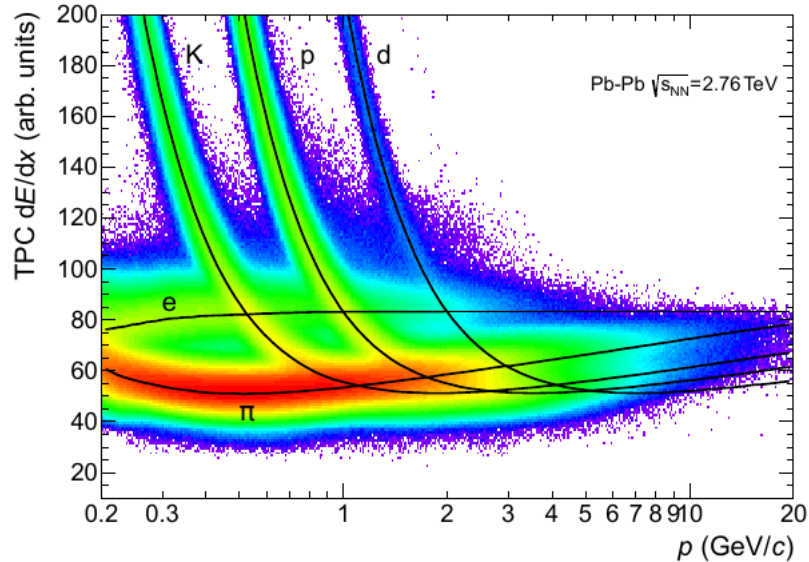


Figura 2.5: dE/dx vs momento en la TPC en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Las líneas muestran la parametrización de la energía media perdida esperada.

2.4. Detector Time-Of-Flight (TOF)

El detector Time-Of-Flight (TOF) [2] es un arreglo de área grande que cubre la región central de pseudorapidez ($|\eta| \leq 0.9$) para la identificación de partículas en un rango intermedio de momento, desde bajos momentos de $2.5\text{GeV}/c$ para piones y kaones, hasta $4\text{GeV}/c$ para protones. TOF, junto con ITS y TPC es usado para reconstrucción de vértices y medición de dE/dx en un rango de momento bajo (hasta cerca de $1\text{GeV}/c$), para proporcionar la identificación evento por evento de grandes muestras de piones, kaones y protones. El TOF tiene una estructura modular correspondiente a 18 sectores en ϕ y 5 sectores en la dirección z . Todos los dispositivos se encuentran en una estructura cilíndrica con un radio interno de 370 cm y un radio externo de 399 cm. En la figura 2.6 se muestra un esquema de un supermódulo a lo largo de z de TOF y como es la estructura de este detector. La unidad básica del sistema TOF es una tira de doble pila de Multi-gap Resistive-Plate Chamber (MRPC) de 10 gaps, cuyas dimensiones son 122 cm de largo y 13 cm de ancho, con un área activa de $120 \times 7.4 \text{ cm}^2$ subdividido en dos columnas de 48 pads de $3.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$. El sistema completo de TOF consiste en 90 módulos. La mezcla de gas está compuesta de $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ (90%), $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ (5%), SF_6 (5%)

2.5. Detector V0

El detector V0 [15] es un detector angular que consiste de dos arreglos de contadores de centelleo, llamados V0A y V0C, instalados en ambos lados del punto de interacción de ALICE. V0A se encuentra a 340 cm del punto de interacción en el lado opuesto al espectrómetro de muones mientras que V0C es localizado en la cara frontal del absorbedor hadrónico, 90 cm desde el punto de interacción. La cobertura en pseudorapidez está en el rango de $2.8 < \eta < 5.1$ para V0A y $-3.7 <$

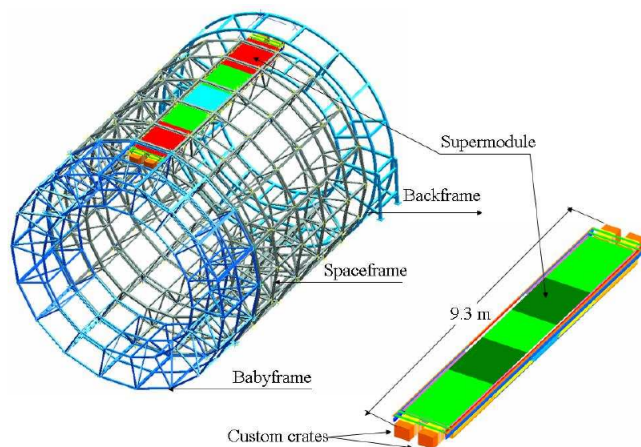


Figura 2.6: Esquema de un supermódulo de TOF, el cual consiste de 5 módulos, en la estructura espacial de ALICE [16]

$\eta < -1.7$ y se encuentran segmentados en 32 contadores individuales cada uno distribuido en cuatro anillos. El material elegido para su fabricación es el centellador BC404, de 2.5 y 2.0 cm de espesor para V0A y V0C respectivamente, con fibras BCF9929A Wave-Length Shifting (WLS) de 1 mm de diámetro, las cuales se encuentran separadas por 1 cm y embebidas en las dos caras transversales de los dos segmentos para el arreglo V0A, y agrupadas por capas de 9 unidades y se unen a lo largo de los dos bordes radiales de los segmentos para el arreglo V0C (figura 5.17). En el arreglo V0A existen 32 contadores elementales en un arreglo de 4 anillos y 8 sectores de 45°. Para V0C hay 48 contadores elementales distribuidos siguiendo dos anillos interiores de 8 contadores y dos anillos exteriores de 16 contadores. Estos últimos se conectan 2 a 2 para formar un único elemento de detección. La figura muestra una vista frontal de cada arreglo.

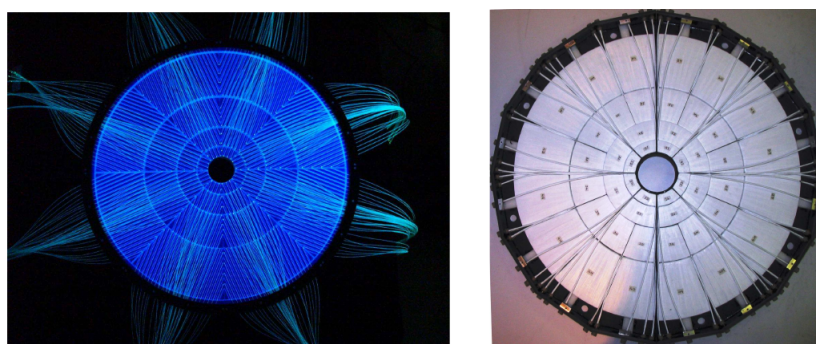


Figura 2.7: V0A (izquierda) y V0C (derecha).

V0 proporciona el trigger minimum-bias para los detectores centrales en colisiones pp y A-A. Además, V0 funciona como un estimador de la centralidad de la colisión mediante la multiplicidad de partículas registrada del evento [3]. La determinación de la centralidad mediante multiplicidad de partículas en V0 es ilustrada en la figura 2.8. La distribución de multiplicidad en V0 (suma de

amplitudes en V0A y V0C) es un ejemplo registrado en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, requiriendo coincidencias de V0 y SPD, y utilizando ZDC para reducir el ruido por disociación electromagnética. La parte de alta multiplicidad de la distribución fue ajustada mediante el modelo de Glauber (línea roja en la figura 2.8), y se utilizó extrapolación para determinar el número imparcial de eventos a baja multiplicidad. El modelo de Glauber describe la geometría de colisión utilizando el perfil de densidad nuclear, asumiendo que los nucleones siguen trayectorias en línea recta y encuentran colisiones binarias nucleón-nucleón de acuerdo con una sección eficaz nucleón-nucleón inelástica σ_{NN} [53].

En colisiones ultraperiféricas el arreglo V0 es usado como un detector veto, es decir, se requiere que no se tenga registro de partículas en este detector que en combinación con señales en detectores centrales se espera seleccionar eventos sin interacciones hadrónicas.

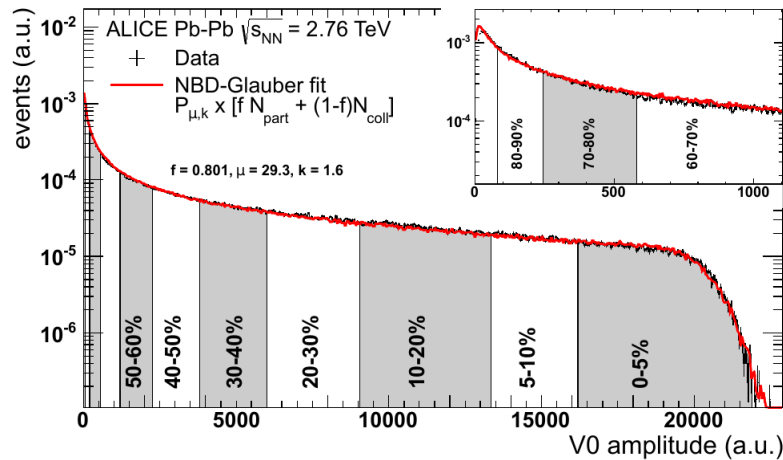


Figura 2.8: Distribución de multiplicidad en V0 [3]. El recuadro muestra una versión ampliada de la región más periférica.

2.6. Detector ALICE Diffractive (AD)

El detector AD fue instalado en diciembre de 2014 para la segunda fase de operaciones del LHC (RUN-II), esta compuesto de dos subdetectores llamados ADA a ~ 17 m del IP y ADC a ~ 19.5 m del IP. Cada uno está construido de dos capas de detectores, cada una formada por cuatro módulos de centelleo dispuestos alrededor del tubo de haz del LHC. Cada centellador mide aproximadamente 18 cm por 21 cm y está acoplado a un PMT (Photo Multiplier Tube) a través de una barra de desplazamiento de longitud de onda y una matriz de aproximadamente 200 fibras ópticas transparentes. El rango de cobertura para el lado C es $-7 < \eta < -4.9$ y para el lado A es de $4.8 < \eta < 6.3$ [64]. En la figura 2.9 se muestra el esquema de este detector.

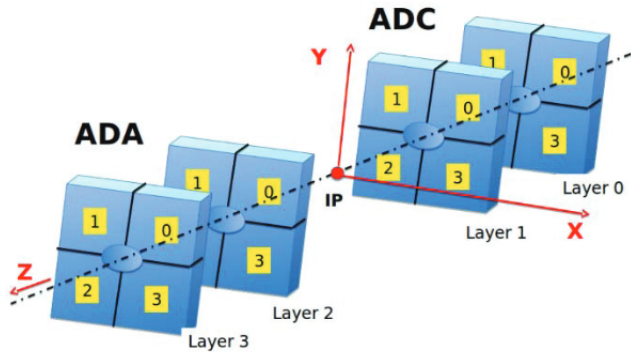


Figura 2.9: Esquema del detector AD [64].

2.7. Detectores Zero Degree Calorimeter (ZDC)

El número de nucleones participantes está relacionado con la geometría del sistema de colisión A-A. Esta se puede estimar midiendo la energía transportada en la dirección a 0° en relación con la dirección del haz por los nucleones que son espectadores. El Zero-Degree Calorimeter (ZDC) es el encargado de detectar nucleones espectadores en ALICE. Además, es un detector sensible a la posición que puede dar una estimación del plano de reacción en colisiones nucleares. Dos estaciones de ZDCs hadrónicos se encuentran colocados simétricamente respecto al punto de interacción a 116 m.

Protones espectadores son separados de los neutrones mediante elementos magnéticos de la línea de luz del LHC. Cada estación del ZDC está compuesta por dos distintos detectores. El primero para neutrones espectadores (ZN), colocado entre los tubos del haz a 0° en relación con el eje de LHC. El segundo set enfocado en protones espectadores (ZP), colocado externamente al tubo del haz saliente en el lado donde se desvían las partículas positivas. Los ZN y ZP se instalan en plataformas elevables para bajarlas fuera del plano del haz horizontal cuando no se usan (figura 2.10). Los ZDCs son calorímetros de muestreo de fibras de cuarzo; la lluvia generada por partículas incidentes en un absorbente denso (llamado material pasivo) produce radiación Cherenkov en fibras de cuarzo (material activo) intercaladas en el absorbente. La lectura óptica de las fibras es dividida en cuatro torres independientes. Una de cada dos fibras se envía a un único PMT, mientras que el resto de fibras se envían a cuatro PMT, cada uno de los cuales recoge la luz de una única torre.

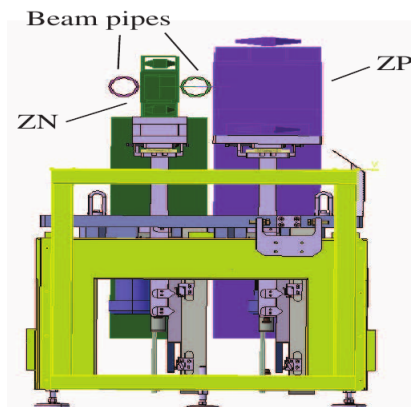


Figura 2.10: Vista frontal de un set ZDC colocado en una plataforma elevable en posición de toma de datos [16].

Capítulo 3

Colisiones Ultraperiféricas

Una colisión ultraperiférica (UPC) es aquella colisión relativista de núcleo-núcleo o protón-núcleo en la cual el parámetro de impacto b es mayor a la suma de los radios de los proyectiles participantes. La interacción hadrónica no ocurre en este tipo de colisión, en su lugar, los proyectiles participantes interactúan mediante su campo electromagnético. En colisiones relativistas las partículas participantes sufren una deformación en la dirección de su movimiento, y así también el campo electromagnético de estas debido a la contracción de Lorentz. Enrico Fermi propuso el método del fotón equivalente en 1924 [41] en el cual trata a los campos electromagnéticos en movimiento de una partícula cargada como un flujo de fotones virtuales. El número de estos fotones será proporcional al cuadrado del número atómico Z del elemento al que corresponde el núcleo, por lo que estas interacciones son favorecidas cuando los participantes de la colisión son iones pesados. En la figura 3.1 se muestra un esquema de una colisión ultraperiférica de dos iones con radios R_A y R_B y número atómico Z .

Dentro de las UPCs podemos encontrar la interacción fotón-fotón donde los fotones irradiados interactúan entre sí. Así también una UPC puede ocurrir cuando un fotón irradiado interactúa con un constituyente de otro núcleo, este proceso es llamado colisión fononuclear. Se puede decir que una interacción ultraperiférica podría ocurrir simultáneamente con una colisión hadrónica, estrictamente hablando. Sin embargo, no es posible separar los componentes hadrónicos y electromagnéticos en tales colisiones, así, los componentes electromagnéticos son excluidos por el corte en el parámetro de impacto.

Los fotones emitidos están radiados coherentemente por todo el núcleo, imponiendo un límite en la longitud de onda mínima del fotón mayor que el radio nuclear. En el plano transversal a la dirección de movimiento, donde no se presenta la contracción de Lorentz, de acuerdo con [10], el principio de incertidumbre establece un límite superior en el momento transversal de los fotones emitidos por un ión A dado por $p_T \lesssim \hbar c/R_A \approx 28$ (330) MeV/ c para haces de Pb (p). En la dirección longitudinal (dirección de movimiento), el máximo momento posible es multiplicado por un factor de Lorentz, γ_L , debido a la contracción de Lorentz en los iones en esta dirección: $k \lesssim \hbar c \gamma_L / R_A$.

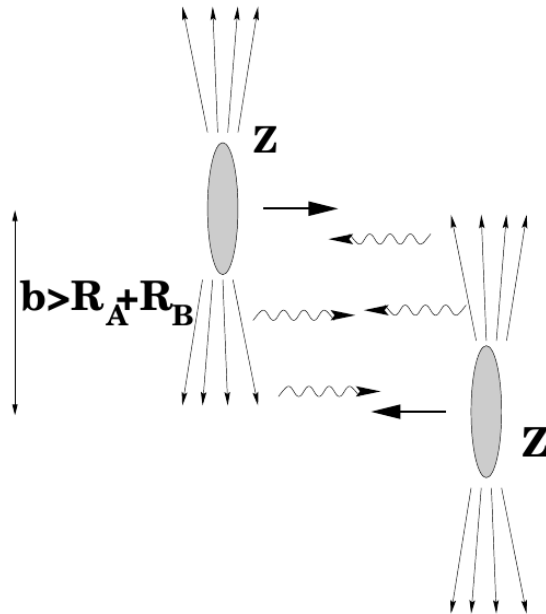


Figura 3.1: Esquema de una colisión ultraperiférica de dos iones.

En el LHC las energías alcanzadas son la frontera para la física fotonuclear y de interacción fotón-fotón, mientras que en RHIC se proporciona luminosidades integradas más altas. En la tabla 3.1 se muestran las energías máximas para diferentes sistemas de colisión que involucran iones y protones en estos experimentos. La tabla muestra el acelerador, sistema de colisión, $\sqrt{s_{NN}}$, la energía máxima de fotón (en marco de referencia de objetivo en reposo), $W_{\gamma p}$ (la energía de centro de masa fotonuclear γp), y la energía máxima para la interacción fotón-fotón.

Colisionador	Sistema	$\sqrt{s_{NN}}$	Max. E_{γ}	Max. $W_{\gamma p}$	Max. $\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$
RHIC	AuAu	200 GeV	320 GeV	25 GeV	6 GeV
	pAu	200 GeV	1.5 TeV	52 GeV	20 GeV
	pp	500 GeV	20 TeV	200 GeV	150 GeV
LHC	PbPb	5.1 TeV	250 TeV	1.5 TeV	840 GeV
	pPb	8.16 TeV	1.1 PeV	1.5 TeV	840 GeV
	pp	14 TeV	16 PeV	5.4 TeV	4.2 TeV

Tabla 3.1: Comparación de las capacidades de diferentes colisionadores, en términos de energía disponible para procesos fotonucleares y fotón-fotón obtenida de [48].

Para el estudio del sistema fotonuclear, haces nucleares presentan las siguientes ventajas:

- Una gran luminosidad de fotón efectivo proporcional a Z^2 para cada núcleo, compensar la menor luminosidad general de los haces nucleares.
- Reducción de la virtualidad de los fotones.

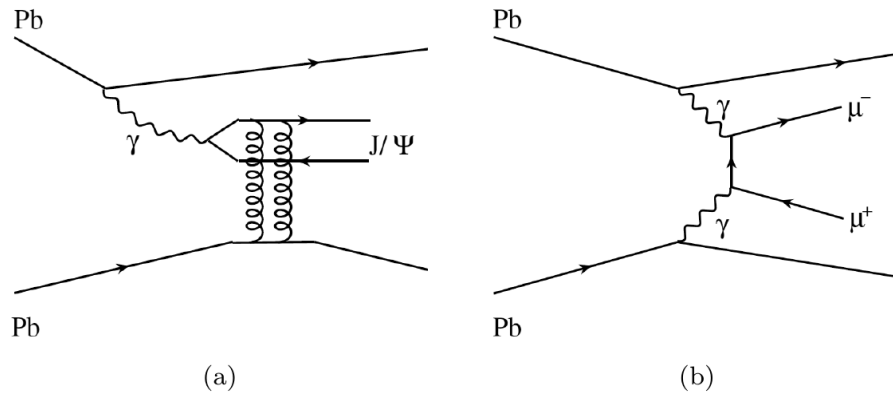


Figura 3.2: (a) Fotoproducción de mesones vectoriales y (b) proceso fotón-fotón en colisiones ultraperiféricas PbPb.

- La posibilidad de intercambio de multifotones entre un solo par de iones, permitiendo el etiquetado de diferentes distribuciones de parámetros de impacto y espectros de fotones.

Dos tipos de procesos UPC han sido medidos en el colisionador LHC: (I) La fotoproducción de mesones vectoriales en interacciones fotón-núcleo, donde el meson vectorial es reconstruido mediante sus productos de decaimiento, y (II) procesos fotón-fotón decayendo a un par de dileptones ($\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$), donde $l = e, \mu$. La señal experimental de estos eventos es caracterizada por un bajo momento transversal. Los diagramas de Feynman para dichos procesos están presentados en la figura 3.2. En colisiones Pb+Pb, la fotoproducción en los procesos UPC se clasifican de la siguiente manera

- I. **Producción coherente:** El fotón interactúa coherentemente con todo el núcleo. La condición de coherencia restringe el momento transversal del di-leptón o mesón vectorial producido para que sea del orden de $1/2R_{Pb}$, donde R_{Pb} es el radio del núcleo de plomo, que corresponde a un $p_T \sim 60 \text{ MeV}/c$.
- II. **Producción coherente con rompimiento nuclear:** Debido a los intensos campos electromagnéticos de los núcleos de plomo, es posible tener interacciones electromagnéticas independientes entre los núcleos. Estas interacciones adicionales pueden excitar al menos uno de los núcleos, dando como resultado la emisión de al menos un neutrón en la misma dirección que el núcleo emisor.
- III. **Producción incoherente:** El fotón no interactúa con todo el núcleo, sino que solo lo hace con un solo nucleón. El radio del nucleón es mucho más pequeño que el del núcleo, el momento transversal del sistema producido es grande, alrededor de $300 \text{ MeV}/c$. En el caso incoherente la interacción hace romper al núcleo produciendo, en la mayoría de los casos, neutrones “forward” (hacia adelante).

3.1. Flujo de fotones

La sección eficaz para un proceso fotón-fotón es [11]

$$\sigma_X = \int dk_1 dk_2 \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dk_1 dk_2} \sigma_X^{\gamma\gamma}(k_1, k_2). \quad (3.1)$$

donde $\sigma_X^{\gamma\gamma}(k_1, k_2)$ es la sección eficaz de producción fotón-fotón del estado final X y $dL_{\gamma\gamma}/dk_1 dk_2$ es la luminosidad fotón-fotón,

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}}{dk_1 dk_2} = \int_{b>R_A} \int_{r>R_A} d^2b d^2r \frac{d^3N_\gamma}{dk_1 d^2b} \frac{d^3N_\gamma}{dk_2 d^2r} \quad (3.2)$$

donde $d^3N_\gamma/dk_2 d^2r$ es el flujo de fotones desde un núcleo cargado Z a una distancia r . La sección eficaz de fotón-fotón puede ser también escrita en términos de la energía de centro de masa de fotón-fotón, $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{s_{\gamma\gamma}} = \sqrt{4k_1 k_2}$ por la introducción de la función $\delta(s_{\gamma\gamma} - \sqrt{4k_1 k_2})$ para integrar sobre k_1 y cambiando la variable de integración de k_2 a $W_{\gamma\gamma}$, por lo que

$$\sigma_X = \int \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}} W_{\gamma\gamma} \sigma_X^{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}) \quad (3.3)$$

La luminosidad fotón-fotón en la ecuación 3.2 puede ser multiplicada por la luminosidad ion-ion, L_{AA} , produciendo una luminosidad efectiva fotón-fotón, $dL_{\gamma\gamma}^{eff}/dW_{\gamma\gamma}$. La sección eficaz de fotoproducción puede ser factorizada en el producto de la sección eficaz fotonuclear y el flujo de fotones, dN_γ/dk ,

$$\sigma_X = \int dk \frac{dN_\gamma}{dk} \sigma_k^\gamma, \quad (3.4)$$

donde σ_k^γ es la sección fotonuclear.

3.1.1. Dependencia de parámetro de impacto

Un ión a velocidades relativistas conlleva a tener una contracción de Lorentz en la geometría del ión en la dirección de movimiento. La dirección del campo eléctrico es radial hacia fuera desde el ion, mientras que el campo magnético lo rodea. Estos campos perpendiculares pueden ser tratados como un flujo de fotones virtuales linealmente polarizados, el espectro de energía es dado por la transformada de Fourier de su dependencia espacial (a lo largo de la dirección del ión). En el límite relativista ($\beta \rightarrow 1$) a una distancia b desde un ion (donde $b > R_a$), el espectro de energía del fotón (k) desde un ion con carga Z , velocidad βc , Lorentz boost γ es

$$N(k, b) = \frac{Z^2 \alpha k^2}{\pi^2 \gamma^2 \hbar^2 \beta^2} \left[K_1^2(x) + \frac{K_0^2(x)}{\gamma^2} \right], \quad (3.5)$$

donde K_1 y K_0 son funciones de Bessel y $x = kb/\beta\gamma\hbar c$. Para $x < 1$, $N(k, b) \propto 1/x^2$, mientras que para $x > 1$, el flujo es exponencialmente suprimido. A mayor energía del fotón, menor es el rango de b que puede contribuir al flujo.

Los valores de β y γ dependen del marco. En colisionadores, el Lorentz boost del núcleo emisor de fotones en el marco de reposo del objetivo es $\Gamma = 2\gamma^2 = 1$, por lo que energías de fotón en el rango de PeV (1000 TeV) son accesibles en el marco objetivo en reposo. El marco objetivo en reposo es útil para comparaciones con lluvias de rayos cósmicos atmosféricos.

El flujo de fotones total es encontrado integrando la ecuación 3.5 respecto b . El rango de integración depende del rango respecto a b para el cual se busca conocer el flujo, para colisiones ultraperiféricas se excluyen colisiones donde el núcleo interactúa hadrónicamente para permitir la reconstrucción de estados finales exclusivos. Esto puede ser hecho tomando el parámetro de impacto mínimo b_{min} como $2R_A$. Así, el flujo total es

$$N(k, b) = \frac{Z^2 \alpha k^2}{\pi^2 \gamma^2 \hbar^2 \beta^2} \left[K_1^2(u) + \frac{K_0^2(u)}{\gamma^2} \right], \quad (3.6)$$

donde $\alpha \approx 1/137$ es la constante de estructura fina y $u = \gamma \hbar c / b_{min} = \gamma \hbar c / 2R_A$. La ecuación 3.6 ignora el espesor nuclear (alrededor de 0.5 fm) y el rango de la interacción fuerte. El flujo se puede calcular con mayor precisión con

$$N(k) = \int d^2b N(k, b) P_{0had}(b) \quad (3.7)$$

donde $P_{0had}(b)$ es la probabilidad de no tener una interacción hadrónica. $P_{0had}(b)$ se puede calcular con el método de Glauber [54] el cual explica la forma nuclear y la probabilidad de interacción. En estos cálculos, la distribución de nucleones de núcleos pesados es bien descrita por una distribución de Woods-Saxon, mientras que un factor de forma gaussiano es apropiado para núcleos más ligeros ($Z \leq 6$).

3.1.2. Disociación Nuclear

Para núcleos pesados, $Z\alpha \approx 0.6$, por lo que la probabilidad de intercambiar más de un fotón entre los dos iones en una colisión individual debe ser considerada. Estos fotones son esencialmente independientes unos con otros, incluso si ellos son emitidos por el mismo núcleo. Los fotones adicionales pueden disociar uno o ambos núcleos o, con menor frecuencia, introducir partículas adicionales en el detector. Debido a la dependencia radial del flujo de fotones, la presencia de estos fotones adicionales puede seleccionar preferentemente ciertos rangos de parámetros de impacto y, por lo tanto, puede influir en el espectro de fotones de los otros fotones.

Algunos análisis pueden requerir la presencia o la ausencia de neutrones en el detector ZDC. Fotones adicionales pueden romper uno o ambos núcleos, produciendo neutrones. La excitación mutua de Coulomb (MCE), a través de dos fotones intercambiados adicionales, generalmente conduce a neutrones en ambos ZDC. Si se desea un espectro de fotones más duro, se pueden requerir neutrones en uno o ambos ZDC para seleccionar eventos con excitación de Coulomb adicional, es decir, con parámetros de impacto más pequeños. Si se agregan condiciones de ruptura, la ecuación 3.7 conduce a:

$$n(k) = \int d^2b N(k, b) P_{0had}(b) p_1(b) P_2, \quad (3.8)$$

donde P_1 y P_2 son las probabilidades de excitación para los dos núcleos. Generalmente, $P_i \propto 1/b^2$, por lo que para tener excitación nuclear conduce a parámetros de impacto más pequeños.

3.1.3. Incertidumbres en el flujo de fotones

Las siguientes incertidumbres teóricas condicionan el cálculo del flujo de fotones:

- **Condición de traslape.** La implementación de P_{0had} se implementa mediante cálculos ópticos de Glauber, que se sabe que tienen una aplicabilidad limitada.
- **Restricción en puntos de producción.** Típicamente se asume que los procesos UPC no pueden ser originados dentro de un núcleo, es decir $b_i > R_i$, pero esto no está claramente establecido usando datos. Es posible que en algún rango dentro de un núcleo pudieran ser accesibles estos procesos., contribuyendo a la mayor producción de J/ψ observada en colisiones periféricas.
- **Suposición de un flujo uniforme.** El flujo de fotones es considerado constante a través de todo el núcleo objetivo, bien representado por una onda plana. Esta suposición ignora el hecho que la energía máxima (y el flujo) de fotón es más grande en el lado cercana del núcleo y más baja en el lado lejano.

3.2. Dominio de Mesones Vectoriales

En la década de 1960, los teóricos de partículas consideraban a todos los estados hadrónicos como igualmente elementales e iguales, se conjeturó que su dinámica estaba determinada por las “condiciones de arranque” presentadas por G.F. Chew. J.J. Sakurai, en su artículo “Theory of strong interactions” publicado en *Annals of Physics* [60], presentó un punto de vista diferente. Basándose en los principios de la teoría cuántica de campos en la electrodinámica cuántica (QED), enfatizando que estos principios generales también se aplican a la física de interacciones fuertes. En particular la noción de corrientes conservadas, el principio de gauge y la universalidad de los acoplamientos. Sakurai predijo la existencia de mesones vectoriales acoplados a las corrientes de hipercarga e isospín hadrónico. Los mesones vectoriales predichos se establecieron experimentalmente en los años entre 1961 y 1963.

En la década de 1950 se realizaron las primeras mediciones de los factores de forma electromagnéticos de los nucleones en experimentos de dispersión de electrones. La interpretación de las medidas del factor de forma fue el segundo camino que condujo a la existencia de mesones vectoriales. Posteriormente, esta interpretación de los factores de forma del nucleón se generalizó para la totalidad de todas las interacciones fotón-hadrón, formuladas en términos de una identidad de operador, conocida como identidad de campo actual (CFI). Según el CFI, las amplitudes para la

fotoproducción de mesones vectoriales y para la dispersión de mesones vectoriales son proporcionales entre sí. La fotoproducción de mesones vectoriales debe depender débilmente de la energía y desarrollar un pico de difracción en la dirección de avance, como se observa en las interacciones hadrón-hadrón. Estas características, conocidas como “comportamiento hadrónico del fotón”, fueron establecidas en la década de 1960 por los experimentos en DESY y SLAC.

3.2.1. Fotoproducción Coherente

Esta reacción no transfiere color, por lo que debe proceder a través de el intercambio de al menos dos gluones. A altas energías, este intercambio de dos gluones es a veces llamado “Intercambio de Pomerones”. El Pomeron tiene los mismos números cuánticos como el vacío, $J^{PC} = 0^{++}$, por lo que también se puede describir como la representación de la parte absorbente de la sección eficaz. A bajas energías del fotón, la fotoproducción de mesones también puede proceder via “Intercambio de Reggeon”, donde los Reggeones representan trayectorias colectivas de mesones. Reggeones portan un rango más amplio de números cuánticos que el Pomeron. y puede ser tanto neutro como cargado. La distribución de rapidity de mesones vectoriales $d\sigma/dy$ puede ser convertida a la energía del fotón y Pomeron en el marco de laboratorio mediante las relaciones siguientes

$$k_{1,2} = \frac{M_V}{2} e^{\pm y}, \quad q_{1,2} = \frac{M_V}{2} e^{\mp y}, \quad (3.9)$$

donde M_V es la masa del meson vectorial. Los signos \pm y \mp surgen de la doble ambigüedad sobre qué núcleo emitió el fotón.

3.2.2. Fotoproducción Incoherente

Mientras que la fotoproducción coherente prueba la configuración promedio nuclear, la fotoproducción incoherente es sensible a fluctuaciones, tanto fluctuaciones locales como nucleares espaciales. Esta relación proviene del teorema óptico y generalmente se incorpora en el formalismo Good-Walker para la difracción. En el enfoque Good-Walker, la sección transversal total es

$$\frac{d\sigma_{tot}}{dt} = \frac{1}{16\pi} \langle |A_\omega^2| \rangle, \quad (3.10)$$

donde el subíndice ω agregado depende de la configuración nuclear objetivo ω . En dispersión coherente, los estados nucleares finales e iniciales son el mismo, por lo que las amplitudes para diferentes estados son sumados y luego se elevan al cuadrado

$$\frac{d_{coherente}}{dt} = \frac{1}{16\pi} \langle |A_\omega^2| \rangle, \quad (3.11)$$

Debido a que el promedio ocurre antes de elevar al cuadrado, la fotoproducción coherente es sensible al promedio de las configuraciones. La sección transversal incoherente resulta de restar la sección transversal coherente del total.

$$\frac{d_{incoherente}}{dt} = \frac{1}{16\pi} (\langle |A_\omega^2| \rangle - \langle |A_\omega^2| \rangle), \quad (3.12)$$

A través del primer término, la sección transversal incoherente es sensible a las fluctuaciones de evento por evento en la configuración objetivo. Requiere que el objetivo tenga una estructura interna; sin estructura interna, no hay interacciones inelásticas. Una consecuencia del enfoque Good-Walker es que, a energías muy altas, la fotoproducción incoherente debería desaparecer. La sección transversal fotonuclear aumenta con la energía del fotón, ya que la fotoproducción se produce en gluones con valores de x cada vez más pequeños. Cuando la sección transversal fotonuclear es lo suficientemente grande, el núcleo parece un disco negro.

3.3. Principales resultados en ALICE

Todos los requerimientos para medidas en eventos UPC los tiene el experimento ALICE. La estrategia en la selección de eventos se basa en vetos en los detectores en la dirección frontal y trasera, por lo tanto, una gran cobertura de pseudorapidez es esencial para garantizar el vacío del evento. La aceptación angular casi continua en ALICE está asegurada con un cilindro central que cubre el rango de pseudorapidez $|\eta| < 0.9$, un espectrómetro de muones en la dirección frontal ($-4 < \eta < -2.5$) y un conjunto de detectores frontales, V0-A ($2.8 < \eta < 5.1$) y V0-C ($-3.7 < \eta < -1.7$) usados como sistema de disparo y medidas de multiplicidad. El detector ZDC, tiene una cobertura de $|\eta| < 8.8$, el cual es utilizado para detectar muones provenientes de disociación electromagnética o interacciones hadrónicas del núcleo Pb. Desde 2015, ALICE cuenta con los detectores ADA y ADC cubriendo las regiones de pseudorapidez ($4.9 < \eta < 6.3$) y ($-7 < \eta < -4.8$). Los eventos UPC son seleccionados usando vetos con los detectores frontales además de entradas de triggers desde el cilindro central y el espectrómetro de muones.

3.3.1. Fotoproducción de dileptones

La fotoproducción continua de dileptones es el proceso más simple que se puede estudiar en las colisiones ultraperiféricas de Pb-Pb en el LHC. Su sección eficaz puede ser expresada como un producto de flujo de fotones de los núcleos de Pb y la sección eficaz del proceso $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ que puede ser calculada con alta precisión. Los resultados de ALICE en la sección eficaz de fotoproducción continua de dielectron y dimuon son compatibles con los cálculos QED de orden superior en una amplia gama de masas invariantes de hasta $100 \text{ GeV}/c^2$ [19]. Lo cual justifica la validez de la aproximación de fotones equivalentes y abre nuevas oportunidades para estudiar otros procesos inducidos por fotones en UPC.

3.3.2. Fotoproducción de J/ψ

La fotoproducción exclusiva de quarkonia pesado es de particular interés para los estudios de UPC ya que, en QCD perturbativa de orden superior, su sección transversal es proporcional a la densidad de gluones al cuadrado del objetivo.

La fotoproducción exclusiva de quarkonium a partir de protones en colisiones $p + Pb$ UPC se puede utilizar para probar el comportamiento poco conocido de la densidad de gluones bajo Bjorken

x de hasta 10^5 TeV y buscar efectos de saturación de gluones. ALICE publicó dos artículos sobre la fotoproducción exclusiva J/ψ de protones en $p + Pb$ a una energía de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [?, 24]. La dependencia energética de la sección eficaz de la fotoproducción es compatible con una ley de potencia que no muestra cambios significativos en el crecimiento de la ley de potencia de densidad de gluones hasta $x \sim 10^{-5}$ a $Q^2 \sim \frac{1}{4}m_{J/\psi}^2$.

3.3.3. Fotoproducción de Charmonium

La fotoproducción de quarkonium coherente proporciona una herramienta directa para estudiar los efectos de sombreado de gluones nucleares, que son poco conocidos y juegan un papel crucial en las etapas iniciales de las colisiones de iones pesados. Los primeros resultados de ALICE de la Run 1 en la sección eficaz de fotoproducción J/ψ coherente en Pb-Pb UPC a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV en [19] muestra que la sección transversal medida está en buen acuerdo con los modelos basados en el sombreado moderado de gluones del ajuste global EPS09.

ALICE también recolectó un factor 5 de estadísticas más altas para J/ψ en rapidity central en comparación con los resultados de la Run 1. La señal coherente J/ψ también se ha observado en el sistema de colisión $p\bar{p}$. Estos resultados de rapidity media proporcionan más restricciones en el sombreado de gluones nucleares en $x \sim 10^{-3}$. ALICE también midió la sección eficaz coherente $\psi(2S)$ en rapidity media via el decaimiento de leptones (l^+l^-) y en el canal $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$ seguido por el decaimiento $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ [22]. La medida desfavorece los modelos sin efectos nucleares y aquellos con fuerte sombreado de gluones, sin embargo, diferentes predicciones se basan en diferentes secciones transversales de referencia $\gamma + p \rightarrow \psi(2S) + p$, lo que impide conclusiones más sólidas.

3.3.4. Fotoproducción coherente de ρ^0

Las mediciones coherentes de fotoproducción de ρ^0 en colisiones ultraperiféricas en el LHC son importantes para la verificación de modelos de fotoproducción de ρ^0 y la investigación de los efectos de sombreado nuclear en el régimen no perturbativo. ALICE publicó resultados en fotoproducción coherente de ρ^0 en Pb-Pb UPC a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [23], mostrando un buen acuerdo con predicciones de STARLIGHT. Un resultado más reciente de fotoproducción a rapidity media en Pb-Pb UPC a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [49] muestra que la distribución de momento transversal experimental parece ser mucho más estrecha que la plantilla coherente de STARLIGHT, lo que revela la importancia de los efectos nucleares dependientes de los parámetros de impacto.

Capítulo 4

Estado actual de los estudios de correlaciones angulares y momento transverso promedio

En este capítulo se revisan resultados de la literatura que influyen e implican directamente en el estudio realizado en este trabajo de tesis. Se divide en dos secciones: Correlación de dos partículas $\Delta\eta - \Delta\phi$, y Momento transverso promedio ($\langle p_T \rangle$). Estos resultados corresponden a investigaciones recientes que dada su relevancia son un trasfondo importante de los resultados de este trabajo que se presentan en el siguiente capítulo.

4.1. Correlación de dos partículas $\Delta\eta - \Delta\phi$

El comportamiento colectivo en correlaciones angulares de dos partículas ha sido observado también en sistemas pequeños de colisión tales como $p + p$ ó $p + Pb$. En años recientes la colaboración PHENIX reportó valores no nulos del coeficiente v_2 , que refiere al flujo elíptico, en el sistema $d + Au$ a bajas energías en el rango $19.6 - 200$ GeV/ c [36]. Considerando esto, podríamos preguntarnos de cuan pequeño o simple puede llegar a ser el sistema de colisión y llegar a observar un comportamiento colectivo. En [55] se explora esta interrogante con el sistema $e^+ + e^-$, donde es utilizado el framework A Multi-Phase Transport (AMPT) el cual considera cuerdas de color fundidas, dispersión de partones, hadronización y redispersión de hadrones. Resultado de este estudio se encontró que utilizando una sola cuerda de color en el modelo se obtiene un número modesto de dispersiones partón-partón y ninguna señal de colectividad es observada. No obstante, una simple expansión a dos cuerdas de color predice una correlación finita de largo alcance. Los autores refieren que aún quedan por explorar mecanismos adicionales que podrían generar condiciones de colectividad en el sistema de colisión estudiado para tener una visión más amplia de este comportamiento para interpretar adecuadamente la colectividad observada en $p + p$ y $p + Pb$.

Otro aspecto importante que se ha considerado es la importancia del estado inicial y final y como afectan a la correlación angular. Debido a que anisotropías de momento pueden estar

Estado actual de los estudios de correlaciones angulares y momento transverso promedio

4.1 Correlación de dos partículas $\Delta\eta - \Delta\phi$

presentes en el estado inicial y mantenerse en el estado final según el estudio realizado en [44]. Este estudio muestra que en colisiones $p + Pb$ a energías del LHC, la importancia relativa de los efectos de estado inicial y final depende de la multiplicidad de eventos, así como de los momentos transversales en consideración. A baja multiplicidad las correlaciones de estado inicial dominan y debe tenerse en cuenta en una descripción teórica cuantitativa.

Considerando lo anterior, se ha buscado probar experimentalmente estos aspectos en sistemas de colisión donde uno o ambos participantes tienen un estado inicial significativamente más simple. En [9] se estudió el sistema $e^+ + e^-$ a una energía de $\sqrt{s} = 91\text{GeV}$ con datos del detector ALEPH, donde las funciones de correlación se midieron en un amplio rango de pseudorapidez y ángulo azimutal completo en función de la multiplicidad de partículas cargadas y no se observó una correlación significativa de largo alcance. Por otro lado, la colaboración ZEUS midió la correlación angular en colisiones $e + p$ a energías de $\sqrt{s} = 316\text{ GeV}$ con el detector HERA en [38]. Realizó comparaciones con modelos de dispersión inelástica profunda y sus resultados sugieren que la correlación de dos partículas medida corresponde a contribuciones de la producción de multi jets y no indican un comportamiento colectivo.

Siguiendo con la idea de estudiar sistemas simples en su estado inicial en la búsqueda de entender la colectividad de sistemas pequeños, la colaboración ATLAS realizó un análisis considerando un sistema ultraperiférico en colisiones $Pb + Pb$ a energía de 5.02 TeV reportado en [29], siendo la primera vez que se realiza estas mediciones en dicho sistema hasta el momento. En este estudio se observó una correlación de largo alcance clara, la cual es mostrada en la figura 4.1, donde la correlación persiste aún cambiando el rango de multiplicidad de partículas cargadas (N_{ch}) pero conservando el mismo rango en momento transverso p_T , $0.4 < p^{a,b} < 2\text{ GeV}$ donde a y b indican los dos conjuntos de partículas utilizadas para la correlación angular de dos partículas.

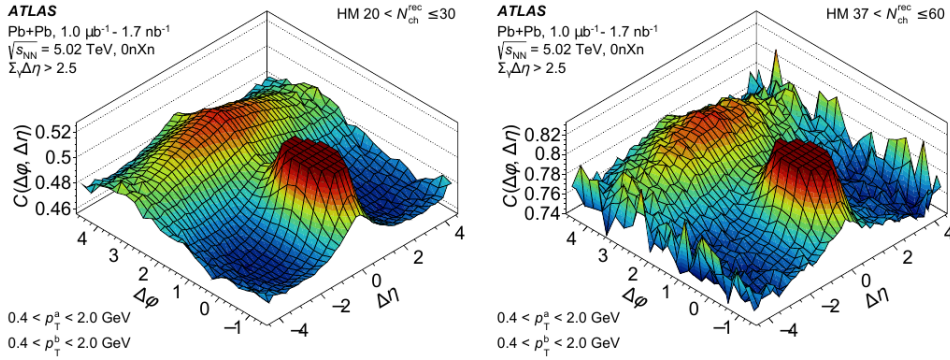


Figura 4.1: Imagen tomada de [29]. Función de correlación angular observada en eventos ultraperiféricos en colisiones $Pb + Pb$ variando el rango de N_{ch} .

Así mismo, cuando se mantiene el rango en N_{ch} pero se varía en momento transverso de uno de los dos conjuntos de partículas seleccionadas, persiste la observación de una correlación de largo alcance como se muestra en la figura 4.2. Además, un estudio cuantitativo de los coeficientes de flujo v_2 (elíptico) y v_3 (triangular) es realizado reportando valores no nulos. Los resultados son compa-

rados con los sistemas $p + p$ y $p + Pb$ donde el coeficiente v_2 presenta un comportamiento similar pero más pequeño, mientras que v_3 es compatible pero con se registran grandes incertidumbres.

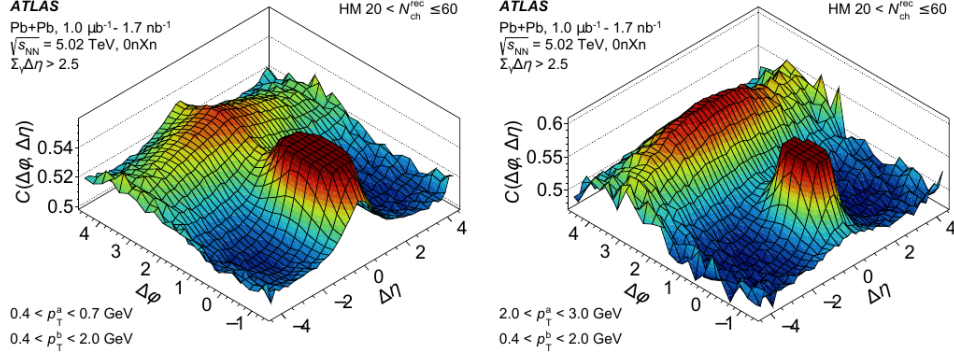


Figura 4.2: Imagen tomada de [29]. Función de correlación angular observada en eventos ultraperiféricos en colisiones $Pb + Pb$ variando el rango de p_T en uno de los dos conjuntos de partículas seleccionadas.

4.2. Momento transverso promedio ($\langle p_T \rangle$)

El momento transverso está definido en el plano transverso de una colisión como $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$. El espectro del momento transverso es una observable física fundamental en colisiones de iones pesados. Esta es utilizada para probar diferentes propiedades de la materia a alta temperatura y densidad producida. En la región de bajo momento transverso ($p_T \lesssim 2\text{GeV}/c$), los hadrones producidos vienen de una dispersión suave y proporcionan información de todo el sistema, como lo realizado recientemente en [45] donde exploran la energía cinética freeze-out y la velocidad de expansión colectiva basándose en el modelo hidrodinámico del sistema para colisiones $p + p$. Por otro lado, en la región de alto momento transverso ($p_T \gtrsim 10\text{GeV}/c$), los hadrones generados por dispersión dura de partones son descritos por cromodinámica cuántica perturbativa y proveen información para los cálculos en esta teoría.

La obtención del promedio $\langle p_T \rangle$ en correlación con la multiplicidad de partículas cargadas N_{ch} lleva consigo información acerca del mecanismo de producción de partículas resultantes de la colisión y puede ser una prueba experimental de modelos teóricos que buscan describir los mecanismos de producción en diferentes rangos de energía. Esta correlación ha sido estudiada por diferentes experimentos y comparados con modelos teóricos mediante generadores de evento Monte Carlo. Un resultado que da una visión amplia de este tipo de estudios es el presentado en [20] que se muestra en la figura 4.3. Resultado de este análisis se observa un fuerte incremento en la correlación para los sistemas $p + p$ y $p + Pb$ en comparación con $Pb + Pb$. Lo cual, para colisiones $p + p$ es atribuido a interacciones de múltiples partones y a un mecanismo de reconexión de color de estado final que implica un efecto de colectividad dentro de un modelo de hadronización de cadenas [59]. Pero en los sistemas $p + Pb$ y $Pb + Pb$ no se logra describir a los datos medidos y representan un desafío para la mayoría de generadores de eventos.

Una medida de la correlación entre $\langle p_T \rangle$ y N_{ch} más reciente se reporta en [25] y se muestra en la figura 4.4. Se incluye el sistema $Xe + Xe$ y diferentes energías para los sistemas y se puede observar de nuevo como existe un mayor incremento en la correlación para sistemas mas pequeños que los de núcleo-núcleo.

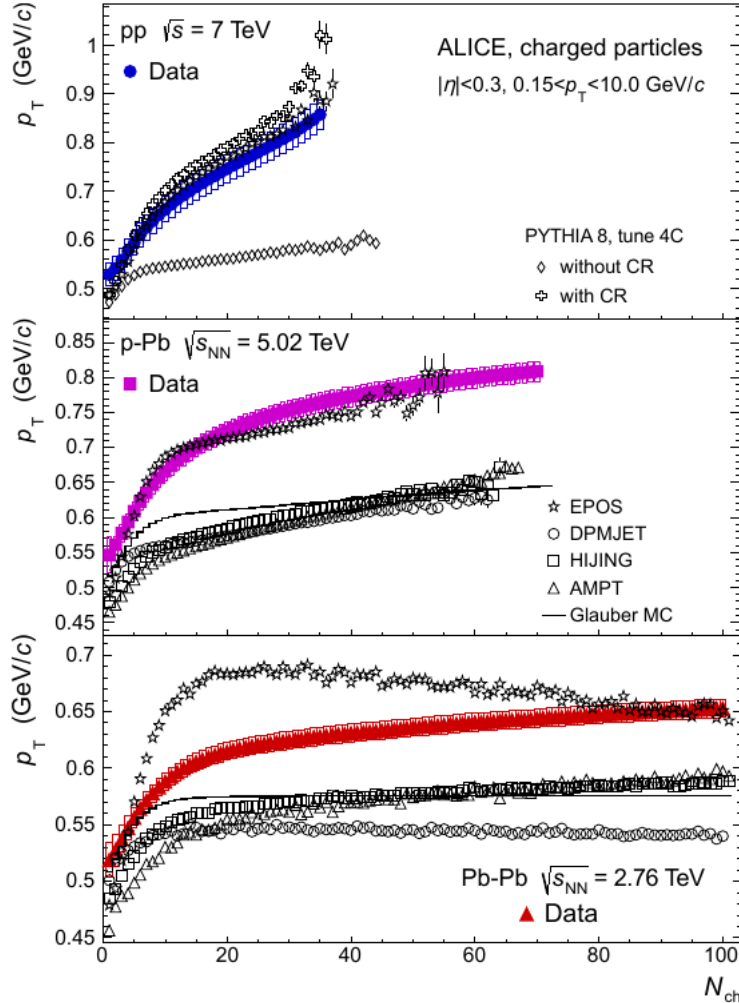


Figura 4.3: Imagen tomada de [20]. $\langle p_T \rangle$ y su correlación con N_{ch} . Se compara con resultados de diferentes generadores Monte Carlo.

Dado el comportamiento de la correlación estudiada en estos análisis para sistemas pequeños en comparación con las colisiones núcleo-núcleo, podría surgir el cuestionamiento si existe algún tipo de escalamiento entre sistemas. Lo cual ha sido estudiado en [39], donde se propone el cumplimiento del escalamiento para altas multiplicidades. Remarcando la importancia de la medición de la correlación entre $\langle p_T \rangle$ y N_{ch} entre estas dos observables; los resultados presentados en este trabajo de tesis son un primer estudio en un sistema ultraperiférico de dicha correlación.

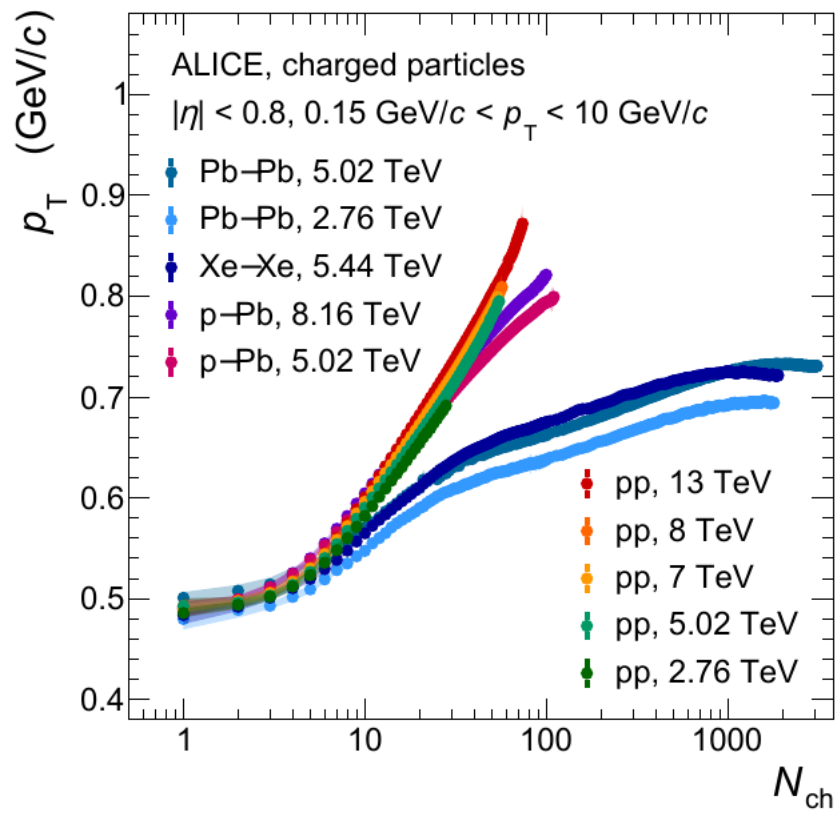


Figura 4.4: Imagen tomada de [25]. $\langle p_T \rangle$ y su correlaci3n con N_{ch} para diversos sistemas de colisi3n con diferentes energías.

Capítulo 5

Análisis y resultados

En este capítulo se detalla el análisis desarrollado para la obtención de la correlación angular y la correlación de momento transverso promedio con la multiplicidad de partículas cargadas para eventos ultraperiféricos.

5.1. Muestra de datos

El experimento ALICE cuenta con ALICE LogBook [6], una aplicación desarrollada por el equipo de adquisición de datos del experimento donde se registran las actividades operativas del detector durante la toma de datos. Además, se registran las condiciones de la toma de datos. Para el propósito del análisis realizado en este trabajo de tesis, las condiciones de toma de datos que fueron requeridas para obtener la muestra que fue procesada fueron:

- **Beam:** Yes
- **Beam Type:** Pb+Pb
- **Beam Mode:** STABLE BEAMS
- **Duration:** Min. 1.5 hrs
- **Energía en centro de masas:** 5.02 TeV
- **Run Type:** PHYSICS
- **Quality Flags:**
 - I. **Detector AD:** Good run
 - II. **Detector SPD:** Good run
 - III. **Detector TPC:** Good run
 - IV. **Detector TOF:** (Not) Bad run

Donde *Beam: Yes* se refiere a tener presencia de beams en la toma de datos, *Beam Mode* es una etiqueta del estado de los beams durante la tomado de datos, *Run Type* diferencia una toma de datos técnica o de prueba de una cuyos datos son usados para análisis físico (PHYSICS) y *Quality Flags* reporta el estado de un detector específico durante la toma de datos.

En ALICE, a cada toma de datos realizada se le es asignado un *Run Number* que la identifica como única. Dadas las condiciones descritas anteriormente la muestra utilizada para este trabajo de tesis esta compuesta por los 22 Number Run siguientes: 246989, 246984, 246980, 246488, 246434, 246272, 246222, 246217, 246153, 246148, 246272, 246153, 246049, 246042, 246001, 245963, 245954, 245952, 245831, 245775, 245683, 244918. Los cuales fueron tomados en el año 2015 en el periodo con etiqueta LHC15o con una energía en el centro de masa reportada de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. En [4] se encuentra el url a la selección realizada en el LogBook de ALICE.

5.2. Selección de eventos

Una vez seleccionada la muestra se seleccionan aquellos eventos de interés, que para el caso de este trabajo de tesis corresponden a eventos ultraperiféricos (UPC). La selección se realizó usando AliRoot en su versión vAN-20220628_ROOT6-1 y ROOT en la versión 6.24/06 y los archivos que contienen la información de cada toma de datos tienen un formato del tipo AOD (Analysis Object Data). La selección de eventos realizada se clasifica en dos, online y offline, las cuales se detallan a continuación.

5.2.1. Selección online

Dentro de los archivos AOD se encuentra guardada la información de disparo en línea utilizado durante la toma de datos. Para eventos UPC el disparo se encuentra definido por vetos en los detectores AD y V0 con combinaciones de señales en los detectores SPD y TOF en la barrera central de ALICE. Esto debido a que en procesos UPC no existe producción de partículas por interacciones partónicas en la dirección frontal y trasera de ALICE. En la figura 5.1 se muestra un esquema de los detectores utilizados para crear el sistema de disparo para seleccionar eventos UPC.

El procesamiento de datos (selección y análisis de eventos UPC) se realizó utilizando la herramienta de cómputo distribuido GRID del experimento ALICE. La obtención de los eventos que cumplen con las condiciones del trigger son obtenidos utilizando AliRoot sobre la Grid de ALICE.

5.2.2. Selección offline

Dentro de la selección offline, se realiza una preselección en la que solo se aceptan trazas que cumplen con lo siguiente:

- La traza debe ser una traza reconstruida tanto en TPC como en ITS

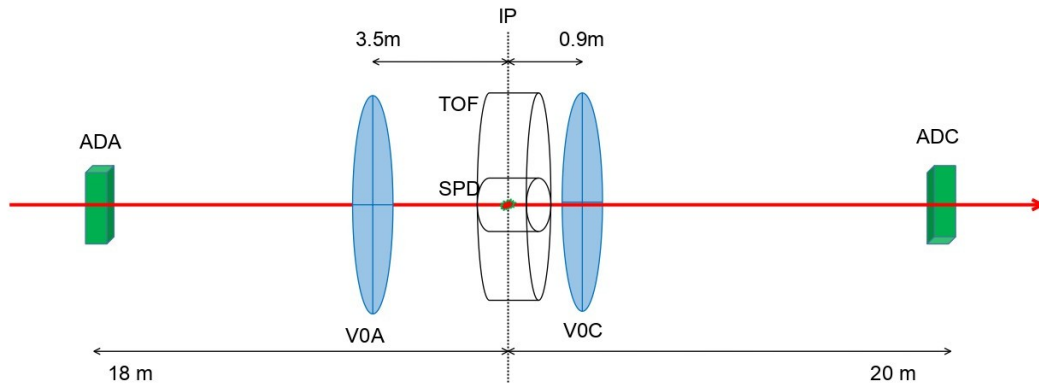


Figura 5.1: Esquema de detectores utilizados en trigger online.

- Distancia máxima de aproximación al vértice primario por debajo de 2 cm en el eje z y por debajo de $0.0182 + 0.035/1.01p_T$ en el plano xy .

Hechas estas restricciones junto con el trigger online, la cantidad de eventos almacenados es de 9 223 372 036 854 775 807. A partir de esto se utiliza la información de los detectores AD, V0, ZN, SPD, ITS y TPC para seleccionar eventos UPC.

Los criterios de selección son los siguientes:

- **AD y V0:** Se aceptan solo eventos con una decisión offline en estos detectores etiquetada como “empty”. Es decir, no se tiene registro de señal en ellos.
- **Tiempo en ZDC:** Dado que los módulos del detector A y C se encuentran a la misma distancia del punto de interacción de ALICE, se espera que a las partículas les tome el mismo tiempo en ser detectadas en cada módulo. Es por eso que se restringe el tiempo de respuesta para un evento en ambos lados (A y C) a ser menor a 2 unidades arbitrarias de tiempo. El efecto de este corte se muestra en la figura 5.2.

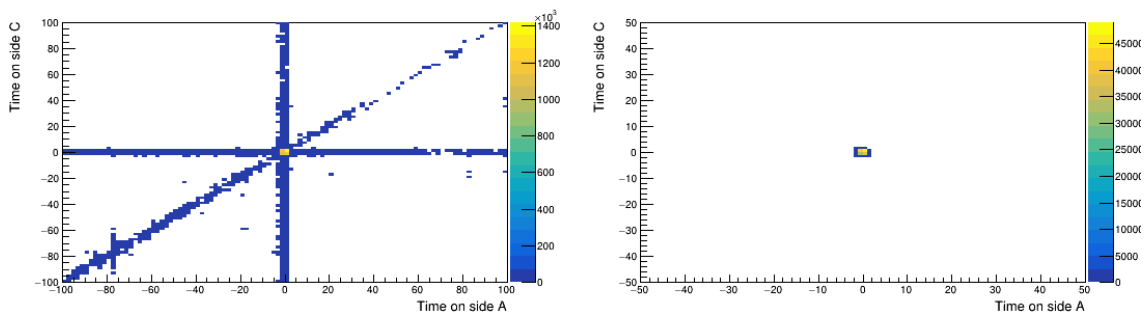


Figura 5.2: Tiempo en ZDC. Lado A vs lado C antes del corte (izquierda), lado A vs lado C después del corte (derecha). Esta tesis.

- **Energía en ZDC:** Eventos UPC se caracterizan por disociación nuclear. Se utilizó la

topología en la cual se tienen cero neutrones en uno de los módulos del ZDC y por lo menos un neutrón en el lado opuesto:

- I. ZNC con energía $E > 1$ TeV (presencia de uno o más neutrones)
- II. ZNA energía máxima $E < 1$ TeV, consistente con ausencia de neutrones.

El resultado de este corte se muestra en la figura 5.3, las unidades de los ejes son GeV.

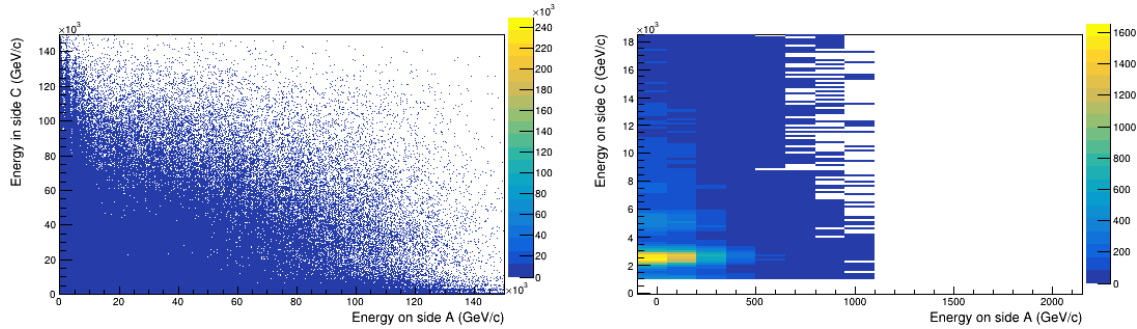


Figura 5.3: Energy medida en ZN. Lado A vs lado C antes del corte (izquierda), lado A vs lado C después del corte (derecha). Esta tesis

- **Vértice en z :** Utilizando el detector SPD se pide que el vertice en z este en el rango $-10 \text{ cm} \leq z \leq 10 \text{ cm}$ siendo $z = 0$ el punto de interacción de ALICE.
- **Apilamiento de eventos (Pile Up):** Los eventos almacenados guardan información de la condición de Pile up en el detector SPD. Si existe Pile up desde SPD se rechaza el evento.

Una vez realizados estos cortes, se estudió el Pile Up mediante la relación de número de *Tracklets* y *Clusters* de los detectores ITS y TPC. En [21] se define un cluster en ITS como un conjunto de señales adyacentes en los detectores de silicio (pixeles) del ITS que son activados por el paso de una partícula. La información del cluster, como su posición y energía depositada, se utiliza para reconstruir la trayectoria de la partícula a lo largo del barril central. En el caso de la TPC [14], una partícula cargada que atraviesa la TPC induce una señal en determinados pads adyacentes en una cierta hilera de pads. Si la carga depositada cumple con todos los criterios de calidad necesarios, se denomina cluster. En la dirección radial, la TPC tiene 159 pads por lo que este es el número máximo de clusters asociados al paso de una partícula. Por otro lado, un Tracklet es definido como la unión de un cluster en la primera capa de ITS con un cluster de su segunda capa de tal manera que esta unión reconstruya la trayectoria de una traza a través de ITS. Por lo tanto, la relación entre número de Tracklets y Clusters tanto en ITS como en TPC debe ser lineal si se consideran trazas que provienen del IP y llegan a ser reconstruidas por toda la TPC. La relación entre el número de Tracklets y Clusters medida se muestra en la figura 5.4. El ovalo rojo muestra eventos de Pile Up.

Posteriormente de la aplicación de la selección offline descritos anteriormente, la relación entre el número de Tracklets y Clusters tiene la forma mostrada en la figura 5.5. Como se observa, se han

eliminado eventos de ruido, sin embargo persisten eventos de Pile Up. Es por eso que se procede a realizar un ajuste a una relación lineal. De acuerdo al ajuste realizado se establecen las ecuaciones de la relación lineal como sigue:

$$N_{\text{ClusterITS}} = 209.393 + 6.7867N_{\text{Tracklets}} \quad (5.1)$$

$$N_{\text{ClusterTPC}} = 100000 + 1095.07N_{\text{Tracklets}} \quad (5.2)$$

Así, aquellos eventos que se encuentren por arriba de estas líneas rectas son rechazados. El resultado de estas restricciones se muestra en la figura 5.6.

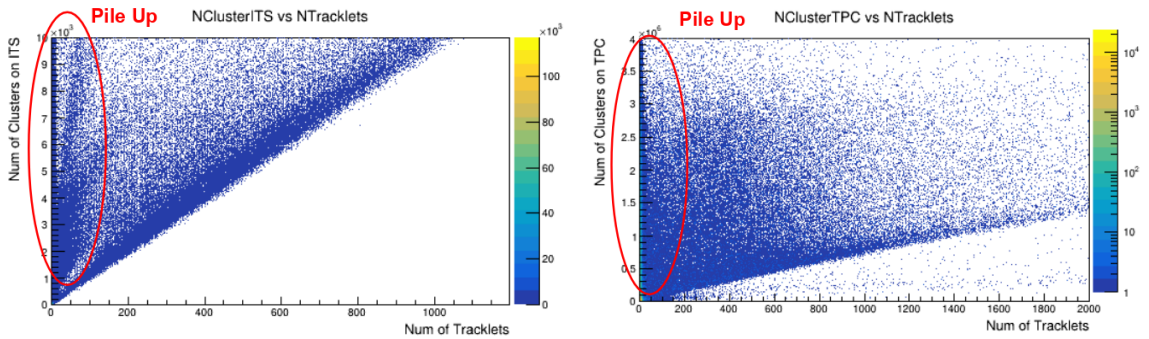


Figura 5.4: Correlación entre número de Clusters en ITS(izquierda) y TPC (derecha) con número de Tracklets. Esta tesis.

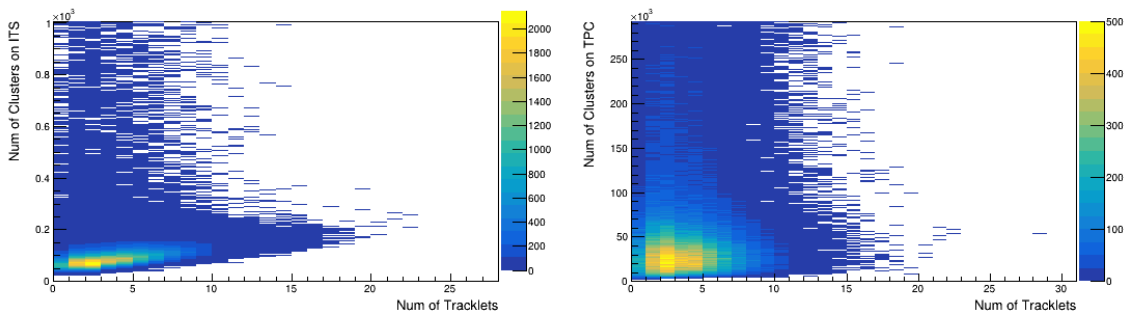


Figura 5.5: Correlación entre número de Clusters en ITS(izquierda) y TPC (derecha) con número de Tracklets después de cortes offline. Esta tesis.

Como consecuencia de la selección offline descrita hasta el momento, el número de eventos aceptados es de 165 474. Estos son los eventos con los que se realiza el análisis de correlación angular y momento transverso promedio. Tales eventos son considerados eventos UPC. En la tabla 5.1 se muestra un resumen de los cortes realizados hasta este punto y el número de eventos aceptados después de su implementación.

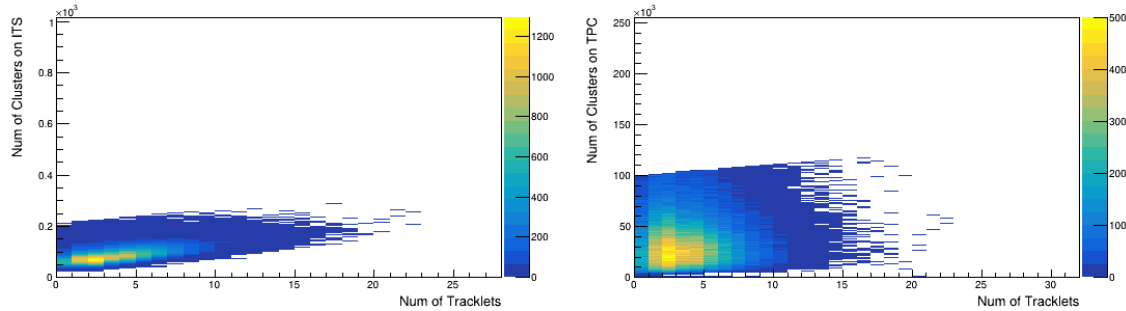


Figura 5.6: Correlación entre número de Clusters en ITS(izquierda) y TPC (derecha) con número de Tracklets después de cortes offline y relación lineal. Esta tesis.

Corte	Núm. de Eventos después de Corte
Trigger online y preselección	9 223 372 036 854 775 807
Vetos en AD y V0	4 745 286
Tiempo en ZN	3 599 718
Energía en ZN	364 669
Vértice en z desde SPD	304 509
Pile Up desde SPD	304 509
Relación Lineal NCluster ITS y NTracklets	292 778
Relación Lineal NCluster TPC y NTracklets	165 474

Tabla 5.1: Número de eventos después de cada corte realizado.

5.3. Selección de trazas

Con el conjunto de eventos UPC seleccionado se realiza una selección de trazas para obtener las de mayor calidad. Los cortes realizados con el fin de obtener trazas de mayor calidad son:

- **Vértice primario en z :** La posición reconstruida del vértice primario VPz de la traza a lo largo de z debe estar en el rango $-10 \text{ cm} \leq VPz \leq 10 \text{ cm}$ siendo $VPz = 0$ el punto de interacción de ALICE.
- **Momento transverso p_T :** Se restringe al rango $0.15 \text{ GeV} \leq p_T \leq 10 \text{ GeV}$.

Además, para estudiar el comportamiento físico de los resultados se trabaja con los siguientes rangos en pseudorapidez:

- I. $|\eta| < 2.5$
- II. $|\eta| < 1$
- III. $|\eta| < 0.3$

5.4. Identificación de partículas cargadas

La identificación de partículas cargadas es realizada con la información proporcionada por la TPC. Este detector puede identificar las siguientes partículas de acuerdo a lo descrito en el capítulo

2 sección 2.3.1.

- pion (π)
- kaon (K)
- protón
- electrón
- muon (ν)
- deuteron (${}^2_1\text{H}^+$)
- Triton (${}^3_1\text{H}^+$)
- ${}^3_2\text{He}^+$
- Alpha (${}^4_2\text{He}^+$)

La deposición de energía dE/dx en el detector en correlación con el momento de cada traza individual para los eventos UPC seleccionados se muestra en la figura 5.7. Se ha multiplicado el momento por la carga de cada track para mostrar la distinción entre partículas positivas y negativas. Tomando como referencia la figura 2.5 del capítulo 2, se puede observar la identificación en mayor medida de piones, kaones, protones y electrones. Para identificar una sola especie de partícula y diferenciarla de las otras, La TPC proporciona un número de desviaciones estándar (sigmas) para las cuales la medición de dE/dx de la traza se separa de la parametrización realizada de acuerdo a la ecuación 2.1 del capítulo 2 que se considera para la especie de partícula a identificar. Cuando el número de sigmas es menor a 3 la traza se considera una partícula de la especie parametrizada.

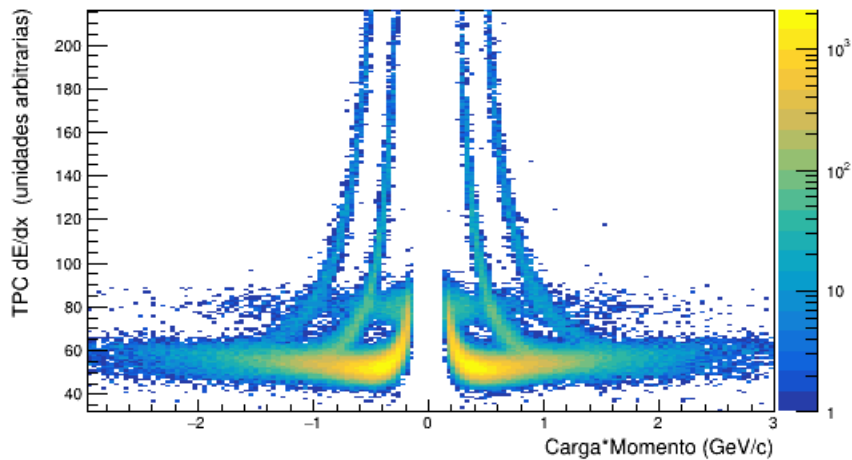


Figura 5.7: dE/dx versus momento multiplicado por la carga de tracks individuales en TPC de eventos UPC. Esta tesis.

5.5. Análisis $\langle p_T \rangle$ vs N_{ch}

El objetivo de este análisis es estimar $\langle p_T \rangle$ con la multiplicidades de partículas cargadas N_{ch} en eventos UPC. Con la identificación realizada, se obtiene la N_{ch} de cada evento y además se calcula $\langle p_T \rangle$ asociado al evento mediante la ecuación 5.3, donde el índice i representa la i -ésima traza del evento.

$$\langle p_T \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n p_{Ti}}{N_{ch}} \quad (5.3)$$

5.5.1. Distribuciones de $\langle p_T \rangle$ y N_{ch}

Conociendo el $\langle p_T \rangle$ y N_{ch} de cada evento, se obtienen las distribuciones correspondientes para los eventos UPC seleccionados. A continuación se muestran estas distribuciones para cada rango de η estudiado.

I. $|\eta| < 2.5$

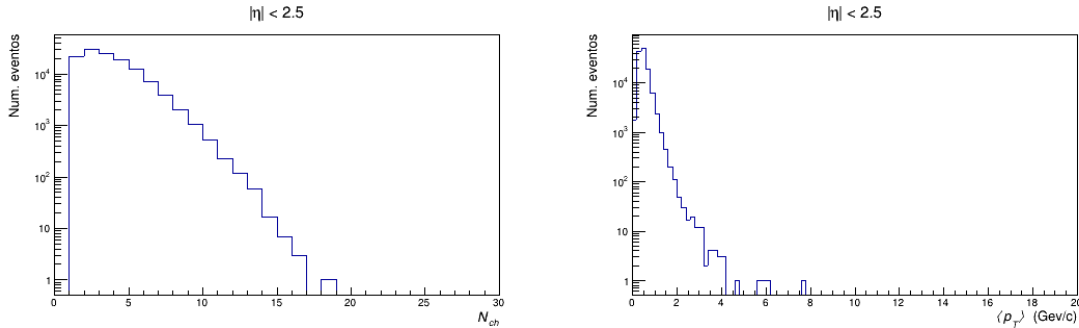


Figura 5.8: Izquierda, distribución de N_{ch} . Derecha, distribución de $\langle p_T \rangle$. Rango $|\eta| < 2.5$. Esta tesis.

En el rango $|\eta| < 2.5$ (Figura 5.8) se observan multiplicidades de partículas cargadas de hasta $N_{ch} = 17$ y un solo evento con $N_{ch} = 19$. El espectro de $\langle p_T \rangle$ presenta una mayor cantidad de eventos en un rango menor a 4 GeV/c, lo cual indica que no se tiene una contribución grande a la proyección en el plano transversal del momento de las partículas cargadas detectadas debido al amplio rango de η utilizado. La contribución de cada especie identificada por la TPC a la multiplicidad total N_{ch} en este rango de pseudorapidez se muestra en la figura 5.9. En ella se puede observar que la mayor contribución a la multiplicidad total de partículas cargadas es por parte de los π identificados, mientras que por otro lado no se detectaron partículas alpha o ${}^3_2\text{He}^+$.

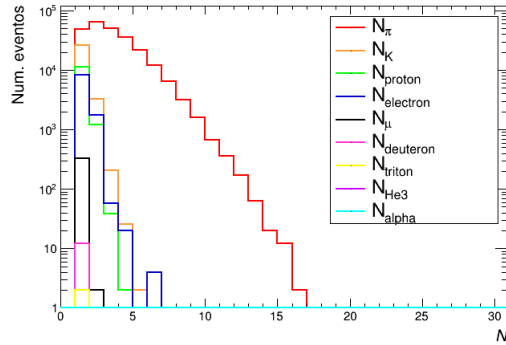


Figura 5.9: Multiplicidad diferenciada por especie en TPC en el rango $|\eta| < 2.5$. Esta tesis.

II. $|\eta| < 1$

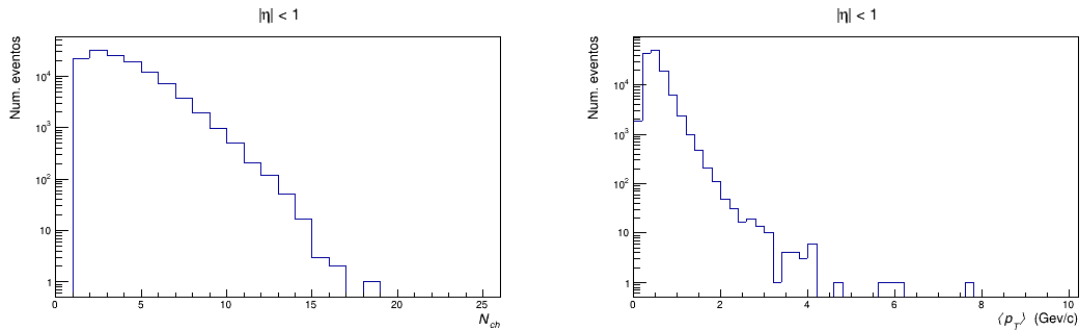


Figura 5.10: Izquierda, distribución de N_{ch} . Derecha, distribución de $\langle p_T \rangle$. Rango $|\eta| < 1$. Esta tesis.

Para el caso $|\eta| < 1$ (Figura 5.10) la distribución de N_{ch} es similar a lo observado para $|\eta| < 2.5$, esto debido a la aceptación máxima de la TPC ($|\eta| < 1.5$). Sin embargo, es notorio que la distribución de $\langle p_T \rangle$ tiene una mayor tendencia hacia valores mas altos de momento transversal promedio con respecto al rango anterior de pseudorapidez. Es decir, las partículas cargadas identificadas tienen mayor proyección en el plano transversal siendo trayectorias más centrales. La contribución de cada especie identificada es la mostrada en la figura 5.11.

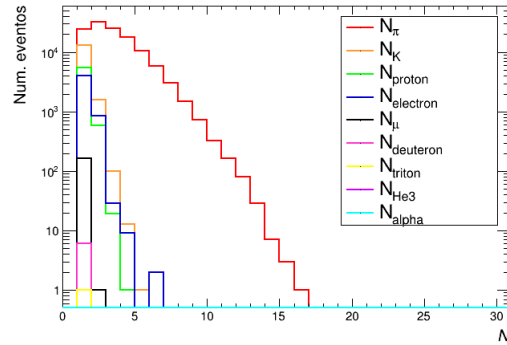


Figura 5.11: Multiplicidad diferenciada por especie en TPC en el rango $|\eta| < 1$. Esta tesis.

III. $|\eta| < 0.3$

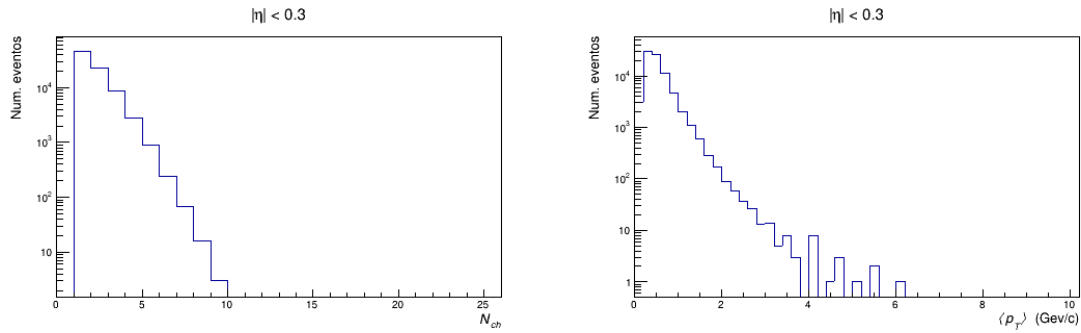


Figura 5.12: Izquierda, distribución de N_{ch} . Derecha, distribución de $\langle p_T \rangle$. Rango $|\eta| < 0.3$. Esta tesis.

Cuando $|\eta| < 0.3$ (Figura 5.12), el rango más estrecho de los tres estudiados, se obtiene la una N_{ch} baja, con eventos de hasta máximo $N_{ch} = 10$. Lo que se ve reflejado en la obtención de menos eventos en la distribución de $\langle p_T \rangle$, pero con una tendencia a tener más eventos con $\langle p_T \rangle > 4$ GeV/c debido a tener partículas con las trayectorias más centrales de los tres rangos de η estudiados, es decir, con la mayor proyección del momento sobre el plano transversal. La contribución de cada especie identificada es la mostrada en la figura 5.11.

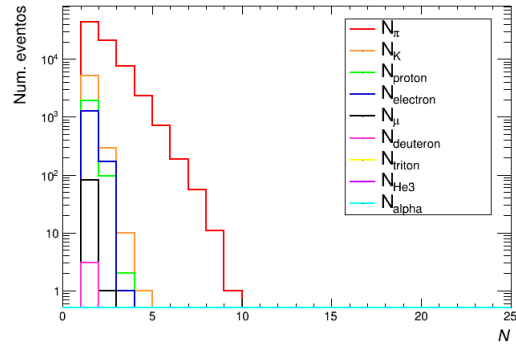


Figura 5.13: Multiplicidad diferenciada por especie en TPC en el rango $|\eta| < 0.3$. Esta tesis.

Con el objetivo de obtener la correlación entre estas dos observables, en un histograma tipo 2D se registra la información de $\langle p_T \rangle$ y N_{ch} para los tres rangos de η de estudio. Los histogramas con esta información se exponen enseguida.

I. $|\eta| < 2.5$

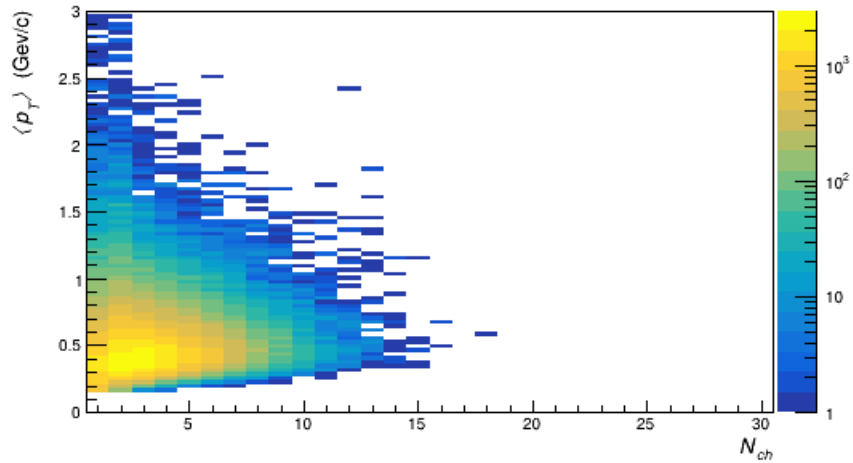


Figura 5.14: Histograma 2D con la información $\langle p_T \rangle$ vs N_{ch} para $|\eta| < 2.5$. Esta tesis.

II. $|\eta| < 1$

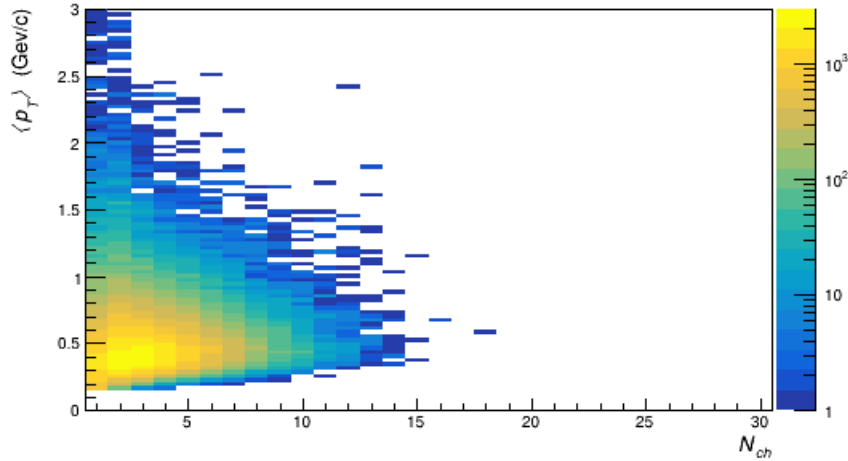


Figura 5.15: Histograma 2D con la información $\langle p_T \rangle$ vs N_{ch} para $|\eta| < 1$. Esta tesis.

III. $|\eta| < 0.3$

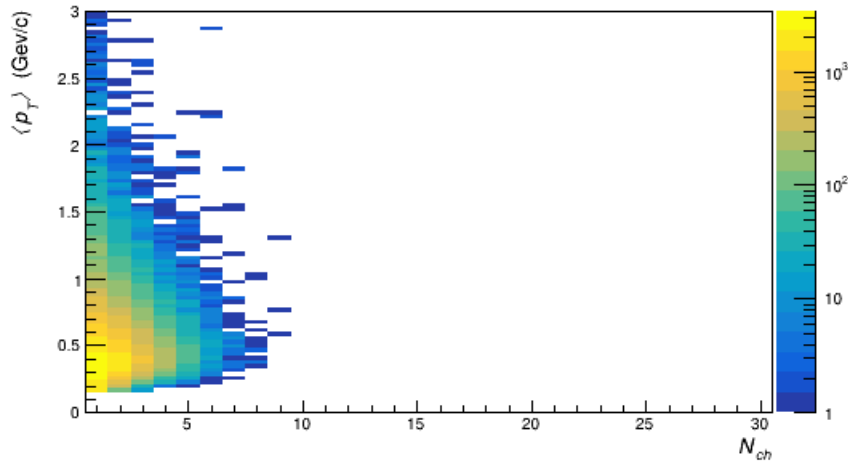


Figura 5.16: Histograma 2D con la información $\langle p_T \rangle$ vs N_{ch} para $|\eta| < 0.3$. Esta tesis.

5.5.2. Resultados y Discusión

La tendencia de la correlación $\langle p_T \rangle$ vs N_{ch} es obtenida a partir de los histogramas en las figuras 5.14, 5.15 y 5.16. Por cada bin en N_{ch} se obtiene la media y el error estadístico de $\langle p_T \rangle$, para valores arriba de $N_{ch} = 9$ se combinan bins para obtener una mejor representación dada la poca estadística. Resultado de esto, se obtiene la gráfica de la figura 5.17. Las barras horizontales en cada punto representan el rango en N_{ch} en el que se calcula la media en $\langle p_T \rangle$ cuyo error estadístico es representado en la barras verticales.

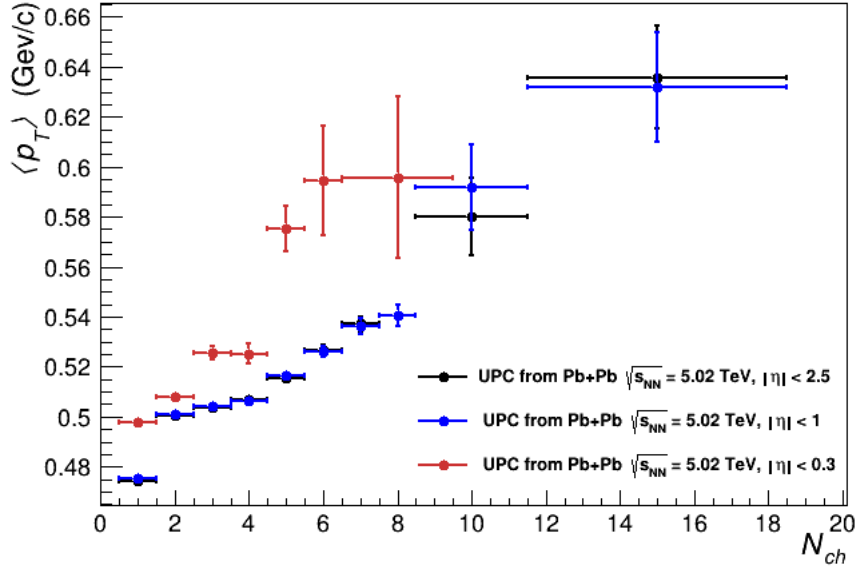


Figura 5.17: Correlación de $\langle p_T \rangle$ con N_{ch} para los tres rangos de η estudiados. Esta tesis.

El comportamiento de la correlación tiende a incrementarse rápidamente, lo cual es más pronunciado cuando $|\eta| < 0.3$ debido a tener trayectorias de partículas más centrales y con mayor proyección en el plano transversal. En los rangos $|\eta| < 1$ y $|\eta| < 2.5$ los puntos en su mayoría están superpuestos a multiplicidades bajas, esto se atribuye a la aceptación en η de la TPC ($\eta < 1.5$). Así, la diferencia de 0.5 en η parece tener mayor influencia a las más altas multiplicidades medidas. En el rango $3 \leq N_{ch} \leq 5$ la pendiente en la tendencia parece cambiar, lo que en algunos modelos propuestos para sistemas $p+p$ y $p+Pb$ es interpretado como una señal de colectividad ó transición de fase. Dicha interpretación no es concluyente con la medición realizada en el sistema ultraperiférico estudiado, un contraste con modelos teóricos ó fenomenológicos mediante generadores Monte Carlo es necesaria para comprender el mecanismo de producción de partículas. Es la primera vez que se reporta la correlación en la figura 5.17 para un sistema ultraperiférico, lo que da nueva información en la descripción de estos sistemas además de proporcionar una base para probar los diferentes modelos del origen físico de este comportamiento.

Para tener una perspectiva más amplia del estudio realizado se comparan en la figura 5.18 los resultados de este trabajo de tesis (en rojo) con los obtenidos por ALICE en los sistemas $p+p$ (azul), $p+Pb$ (amarillo) y $Pb+Pb$ (verde) reportados en [20]. Se observa que el cambio en la pendiente en la correlación en el sistema UPC estudiado se encuentra aproximadamente en el mismo rango de N_{ch} ($10 < N_{ch} < 20$) que el observado en los sistemas estudiados por ALICE, lo que podría indicar que la causa de este comportamiento en las partículas finales es común para los sistemas presentados o al menos una contribución en común que implique este efecto. Sin embargo, un comportamiento diferente en este cambio de pendiente es notorio para $|\eta| < 2.5$, $|\eta| < 1$ en el sistema UPC respecto a los sistemas estudiados por ALICE. Considerando que el sistema UPC

tiene un sistema inicial más simple, los resultados pueden dar información importante para modelos teóricos o fenomenológicos que estudian los mecanismos de producción de partículas considerando las condiciones iniciales y finales para los efectos de colectividad observados en sistemas pequeños. Si se considera el rango $|\eta| < 0.3$ para todos los sistemas (cuadro más abajo en la figura 5.18) se podría pensar en cierto escalamiento a bajas multiplicidades para los sistemas UPC, $p + p$ y $p + Pb$. Para estos dos últimos sistemas se ha comprobado en [20] que presentan un escalamiento geométrico considerando el modelo de Color-Glass Condensate [47] y un área transversal de colisión. Un estudio del area transversal de la colisión en eventos UPC es necesario para obtener un resultado más concluyente.

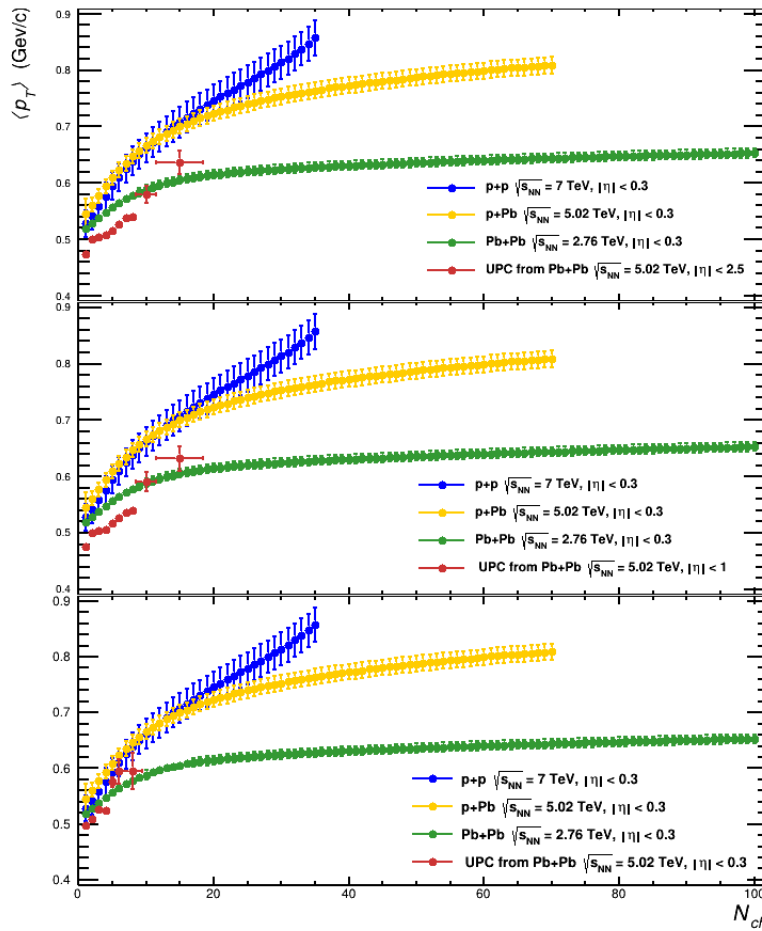


Figura 5.18: Comparación de resultados obtenidos con los reportados en sistemas $p + p$, $p + Pb$ y $Pb + Pb$ por ALICE en [20]. Esta tesis.

5.6. Análisis Correlación de dos partículas $\Delta\eta - \Delta\phi$

En esta sección se describe el análisis de correlación angular de dos partículas realizado a los eventos UPC seleccionados. El procedimiento desarrollado ha sido usado en el análisis por el experimento ATLAS en [29]. La correlación entre pares de partículas cargadas se reporta como

función de las variaciones relativas de pseudorapidez, $\Delta\eta = \eta^a - \eta^b$, y azimutal, $\Delta\phi = \phi^a - \phi^b$. Las etiquetas denotan selecciones cinemáticas (rangos usados en p_T , vertice primario y η) de la primer y segunda partícula, las cuales son generalmente diferentes pero con las mismas selecciones cinemáticas. Por convención, la distribución en $\Delta\eta$ y $\Delta\phi$ en la selección a , $S(\Delta\eta, \Delta\phi)$, es promediada sobre el total de pares de partículas que se calcularon en la selección.

$$S(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N_a} \frac{d^2 N_{pair}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}. \quad (5.4)$$

Los efectos de aceptación se pueden corregir dividiendo la distribución de pares de partículas $S(\Delta\eta, \Delta\phi)$ del mismo evento por las de eventos mixtos. Así, la función de correlación bidimensional para efectos de aceptación es

$$C(\Delta\phi, \Delta\eta) = \frac{1}{N_a} \frac{d^2 N_{pair}}{d\Delta\phi d\Delta\eta} \bigg/ \frac{1}{N_{pair}^{mixed}} \frac{d^2 N_{mixed}}{d\Delta\phi d\Delta\eta} \quad (5.5)$$

donde N_{mixed} son los pares de partículas calculados en eventos mixtos, y N_{pair}^{mixed} es el total de pares de partículas en los eventos mixtos. Los conjuntos de eventos mixto y mismo evento para calcular las diferencias angulares tuvieron las restricciones cinemáticas mencionadas en la sección 5.3. Los resultados se presentan a continuación.

5.6.1. Resultados y Discusión

Los resultados son presentados para los tres rangos en η usados en este trabajo de tesis.

I. $|\eta| < 2.5$

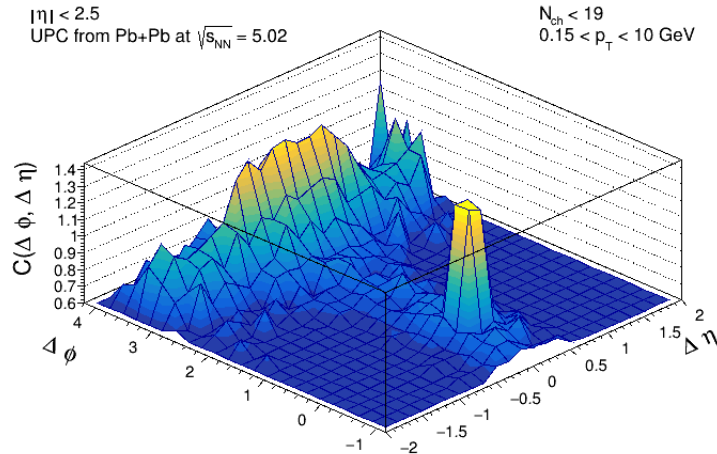


Figura 5.19: Función de correlación $C(\Delta\phi, \Delta\eta)$ para $|\eta| < 2.5$. Esta tesis.

II. $|\eta| < 1$

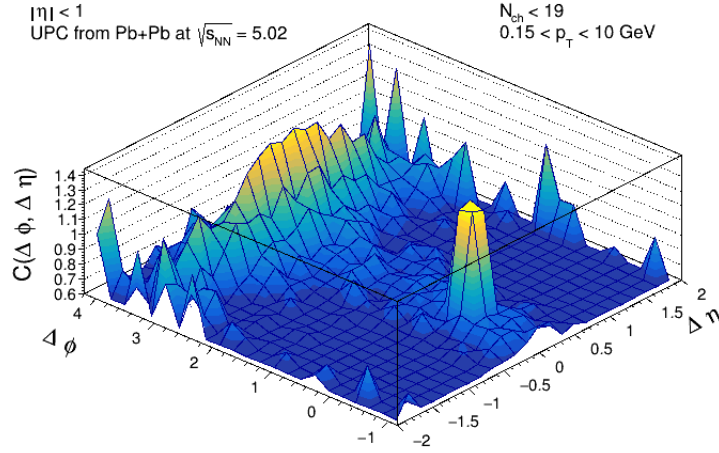


Figura 5.20: Función de correlación $C(\Delta\phi, \Delta\eta)$ para $|\eta| < 1$. Esta tesis.

III. $|\eta| < 0.3$

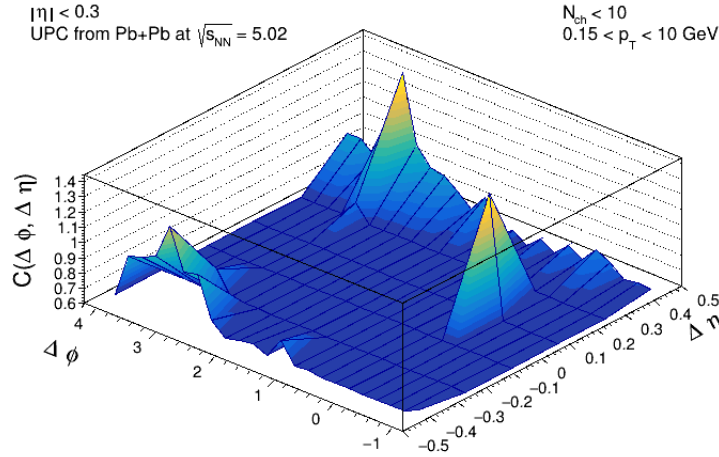


Figura 5.21: Función de correlación $C(\Delta\phi, \Delta\eta)$ para $|\eta| < 0.3$. Esta tesis.

Una correlación de largo alcance en el lado lejano ($\Delta\phi \approx \pi$) es claramente observada en los rangos $|\eta| < 2.5$ y $|\eta| < 1$, mientras que en $|\eta| < 0.3$ no se observa correlación alguna. Dado que este tipo de correlaciones es caracterizada por grandes rangos angulares y en este último caso las partículas tienen una distribución demasiado central. Lo cual se puede notar cuando $|\eta| < 2.5$, donde se aceptan todas las partículas reconstruidas debido el rango de aceptación de la TPC ($|\eta| < 1.5$), la correlación es más definida y clara. Los resultados presentados son los primeros de este tipo realizados con datos del experimento ALICE en un sistema UPC, cubriendo un rango de baja multiplicidad de partículas cargadas. Lo cual resulta de importancia ya que ALICE ha

reportado este año la observación de colectividad mediante la medición de una correlación angular de largo alcance en colisiones $p + p$ de baja multiplicidad [5], a lo que se refieren como la colisión más simple hasta ahora. En primera instancia la correlación observada en este trabajo de tesis se podría atribuir a un efecto de colectividad de las partículas finales del sistema UPC en similitud con lo observado en colisiones $p + p$, sin embargo, correlaciones en el lado lejano suelen tener contribuciones de no flujo procedentes de jets. Por lo cual, es necesario un estudio cuantitativo para discernir contribuciones totales o parciales de un origen de no flujo para comprender el origen de la cresta observada en los resultados presentados aquí. Estas mediciones proporcionan nueva información en la comprensión de los fenómenos de colectividad en sistemas pequeños y contribuye al estudio de las propiedades del QGP.

Conclusiones

Se utilizó una muestra de colisiones $Pb + Pb$ a energía de centro de masa $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV colectada por el experimento ALICE-LHC del CERN en el año 2015 para el desarrollo de los análisis realizados en este trabajo de tesis. Se empleó la información de los detectores AD, V0, ZDC, ITS, TPC y TOF, para filtrar, identificar y caracterizar eventos que corresponden a procesos ultraperiféricos y partículas cargadas resultantes de dichos procesos. Lo cual fue realizado mediante el uso del software AliRoot y ROOT con la ejecución del primero sobre la Grid de ALICE.

Se obtuvieron las distribuciones de multiplicidad de partículas cargas y momento transversal promedio de los eventos UPC en tres diferentes rangos de pseudorapidez, con lo cual fue posible estimar la correlación entre estas dos observables físicas y se observó su tendencia respecto al rango de pseudorapidez observado. Así mismo fue notorio un cambio en la pendiente de la correlación en un rango intermedio de N_{ch} para los tres rangos de η estudiados, para lo cual el siguiente paso es la comparación de estos resultados con modelos teóricos o fenomenológicos que ayuden a comprender el origen de este comportamiento. Además, se compararon los resultados obtenidos con los sistemas de colisión $p+p$, $p+Pb$ y $Pb+Pb$, donde se observó una diferencia en el comportamiento del cambio en la pendiente de la correlación de los eventos UPC respecto a los sistemas comparados. Además de percartarse de un posible escalamiento de esta correlación entre los eventos UPC, $p+p$ y $p+Pb$, para lo cual es necesario un estudio del área transversal de colisión en UPC de acuerdo a [20] para obtener una comparación más asertiva. El análisis realizado es el primero de este tipo en un sistema UPC, dando un herramienta de prueba para comprender los mecanismos físicos involucrados en estos procesos relacionados con posibles efectos de colectividad en sistemas pequeños.

La correlación angular de dos partículas en eventos UPC fue estimada en tres rangos de pseudorapidez diferentes para multiplicidades de partículas cargadas menores a 20, donde se observó la formación del “ridge” en el lado lejano solo para los rangos $|\eta| < 2.5$ y $|\eta| < 1$. El resultado obtenido se encuentra en semejanza con lo observado en sistemas $p+p$. Los resultados aportan nueva evidencia de la existencia de correlación angular en un rango de baja N_{ch} para un sistema UPC con condiciones iniciales diferentes a los sistemas de colisión más habituales. Sin embargo, es preciso sustraer contribuciones de no flujo que suelen estar presentes en correlaciones de largo alcance y poder discernir si el comportamiento observado proviene de colectividad en estado final del sistema estudiado.

Bibliografía

- [1] Study of relativistic nucleus-nucleus reactions induced by ^{16}O beams of 9-13 GeV per nucleon at the CERN PS. Technical report, CERN, Geneva, 1982.
- [2] *ALICE Time-Of-Flight system (TOF): Technical Design Report*. Technical design report. ALICE. CERN, Geneva, 2000.
- [3] Performance of the ALICE experiment at the CERN LHC. *International Journal of Modern Physics A*, 29(24):1430044, sep 2014.
- [4] Condiciones en el logbook de alice para el análisis realizado en esta tesis. https://alice-logbook.cern.ch/logbook/date_online.php?p_cont=lc&p_cpn=1&p_cvm=Compact&pcf_ctc=%2C%2C20, 2023. Accedido en Marzo de 2023.
- [5] ALICE Collaboration. ALICE sees “the ridge” in simplest collisions yet. https://alice-collaboration.web.cern.ch/Moriond2023_ridge, 2023. Accedido el 16 de mayo de 2023.
- [6] V. Altini et al. The ALICE electronic logbook. *J. Phys. Conf. Ser.*, 219:022027, 2010.
- [7] B. Alver et al. High transverse momentum triggered correlations over a large pseudorapidity acceptance in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 104:062301, Feb 2010.
- [8] B. Alver and G. Roland. Collision-geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions. *Physical Review C*, 81(5), may 2010.
- [9] Anthony Badea et al. Measurements of two-particle correlations in $e^+ + e^-$ collisions at 91 GeV with ALEPH archived data. *Physical Review Letters*, 123(21), nov 2019.
- [10] A BaltZ et al. The physics of ultraperipheral collisions at the LHC. *Physics Reports*, 458(1-3):1–171, mar 2008.
- [11] Carlos A. Bertulani and Gerhard Baur. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions. *Physics Reports*, 163(5):299–408, 1988.
- [12] J. Castillo Castellanos, F. Grosa, and Martin A. Völkl. Going with the flow, CERNCOURIER. <https://cerncourier.com/a/going-with-the-flow/>, 2021. Accedido el 25 de Junio de 2023.
- [13] ALICE Collaboration. ALICE technical design report of the Inner Tracking System (ITS). 6 1999.

- [14] ALICE Collaboration. *ALICE Time Projection Chamber: Technical Design Report*. Technical design report. ALICE. CERN, Geneva, 2000.
- [15] ALICE Collaboration. ALICE technical design report on forward detectors: FMD, T0 and V0. 9 2004.
- [16] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08002, 2008.
- [17] ALICE Collaboration. Long-range angular correlations on the near and away side in p -Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Phys. Lett. B*, 719:29–41, 2013.
- [18] ALICE Collaboration. Long-range angular correlations on the near and away side in p - p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Physics Letters B*, 719(1-3):29–41, feb 2013.
- [19] ALICE Collaboration. Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton–proton collisions at the LHC with ALICE. *The European Physical Journal C*, 73(6), jun 2013.
- [20] ALICE Collaboration. Multiplicity dependence of the average transverse momentum in pp , p -Pb, and Pb–Pb collisions at the LHC. *Physics Letters B*, 727(4-5):371–380, dec 2013.
- [21] ALICE Collaboration. Technical design report for the upgrade of the ALICE Inner Tracking System. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 41(8):087002, jul 2014.
- [22] ALICE Collaboration. Coherent $\psi(2s)$ photo-production in ultra-peripheral pb pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Physics Letters B*, 751:358–370, dec 2015.
- [23] ALICE Collaboration. Coherent ρ^0 photoproduction in ultra-peripheral Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2015(9), sep 2015.
- [24] ALICE Collaboration. Energy dependence of exclusive j/ψ photoproduction off protons in ultra-peripheral p -Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *The European Physical Journal C*, 79(5), may 2019.
- [25] ALICE Collaboration. Multiplicity dependence of charged-particle production in pp , p -Pb, Xe–Xe and Pb–Pb collisions at the lhc, 2022.
- [26] ATLAS Collaboration. Measurement with the ATLAS detector of multi-particle azimuthal correlations in p +Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Phys. Lett. B*, 725:60–78, 2013.
- [27] ATLAS Collaboration. Observation of long-range elliptic azimuthal anisotropies in $\sqrt{s} = 13$ and 2.76 TeV pp collisions with the ATLAS detector. *Phys. Rev. Lett.*, 116:172301, Apr 2016.
- [28] ATLAS Collaboration. Measurement of the nuclear modification factor for inclusive jets in $pb+pb$ collisions at $s_{nn}=5.02$ TeV with the ATLAS detector. *Physics Letters B*, 790:108–128, 2019.
- [29] ATLAS Collaboration. Two-particle azimuthal correlations in photonuclear ultraperipheral Pb + Pb collisions at 5.02 tev with atlas. *Phys. Rev. C*, 104:014903, Jul 2021.

- [30] CMS Collaboration. Observation of long-range, near-side angular correlations in proton-proton collisions at the LHC. *Journal of High Energy Physics*, 2010(9), sep 2010.
- [31] CMS Collaboration. Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Lead Collisions at the LHC. *Phys. Lett. B*, 718:795–814, 2013.
- [32] CMS Collaboration. Evidence for collective phenomena in pp collisions. *Nucl. Phys. A*, 967:373–376, 2017.
- [33] CMS Collaboration. Evidence for collectivity in pp collisions at the LHC. *Physics Letters B*, 765:193–220, 2017.
- [34] PHENIX Collaboration. J/ψ suppression at forward rapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ gev. *Phys. Rev. C*, 84:054912, Nov 2011.
- [35] PHENIX Collaboration. Measurements of azimuthal anisotropy and charged-particle multiplicity in d Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200, 62.4, 39,$ and 19.6 GeV. *Physical Review C*, 96(6), dec 2017.
- [36] PHENIX Collaboration. Measurements of multiparticle correlations in d +Au collisions at 200, 62.4, 39, and 19.6 GeV and p +Au collisions at 200 GeV and implications for collective behavior. *Physical Review Letters*, 120(6), feb 2018.
- [37] STAR Collaboration. Distributions of charged hadrons associated with high transverse momentum particles in pp and Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 95:152301, Oct 2005.
- [38] ZEUS Collaboration. Two-particle azimuthal correlations as a probe of collective behaviour in deep inelastic ep scattering at HERA. *Journal of High Energy Physics*, 2020(4), apr 2020.
- [39] E Cuautle, E D Rosas, and M Rodríguez-Cahuantzi. Scaling of kinematical, global observables, energy and entropy densities in $p+p$, $p+Pb$ and $Pb+Pb$ collisions from 0.01 to 13 TeV. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 49(10):105006, sep 2022.
- [40] K.J. Eskola, H. Paukkunen, and C.A. Salgado. EPS09 — a new generation of NLO and LO nuclear parton distribution functions. *Journal of High Energy Physics*, 2009(04):065, apr 2009.
- [41] Enrico Fermi. On the theory of collisions between atoms and electrically charged particles. In *Electromagnetic Probes of Fundamental Physics*. WORLD SCIENTIFIC, sep 2003.
- [42] Sean Gavin, Larry McLerran, and George Moschelli. Long range correlations and the soft ridge in relativistic nuclear collisions. *Physical Review C*, 79(5), may 2009.
- [43] Francois Gelis, Edmond Iancu, Jamal Jalilian-Marian, and Raju Venugopalan. The color glass condensate. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 60(1):463–489, nov 2010.
- [44] Moritz Greif, Carsten Greiner, Björn Schenke, Sören Schlichting, and Zhe Xu. Importance of initial and final state effects for azimuthal correlations in $p+Pb$ collisions. *Physical Review D*, 96(9), nov 2017.

- [45] Jinbiao Gu, Chenyan Li, Qiang Wang, Wenchao Zhang, and Hua Zheng. Collective expansion in pp collisions using the tsallis statistics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 49(11):115101, oct 2022.
- [46] R. Hagedorn. Statistical thermodynamics of strong interactions at high-energies. *Nuovo Cim. Suppl.*, 3:147–186, 1965.
- [47] Edmond Iancu and Raju Venugopalan. *The Color Glass Condensate and high-energy scattering in QCD*, pages 249–363. 3 2003.
- [48] Spencer R. Klein and Peter Steinberg. Photonuclear and two-photon interactions at high-energy nuclear colliders. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 70(1):323–354, oct 2020.
- [49] Evgeny Kryshen. Overview of ALICE results on ultra-peripheral collisions. *EPJ Web Conf.*, 204:01011, 2019.
- [50] J. Kuti, J. Polonyi, and K. Szlachanyi. Monte carlo study of SU(2) gauge theory at finite temperature. *Phys. Lett. B*, 98:199, 1981.
- [51] J. Kuti, J. Polónyi, and K. Szlachányi. Monte carlo study of su(2) gauge theory at finite temperature. *Physics Letters B*, 98(3):199–204, 1981.
- [52] L.Betev and P.Chochula. Definition of the ALICE Coordinate System and basic rules for Sub-Detector Components numbering. <https://edms.cern.ch/document/406391/2>, 2005.
- [53] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. Glauber modeling in high-energy nuclear collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57(1):205–243, nov 2007.
- [54] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. Glauber modeling in high-energy nuclear collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57(1):205–243, nov 2007.
- [55] J. L Nagle, Ron Belmont, Kurt Hill, Javier Orjuela Koop, Dennis V. Perepelitsa, Pengqi Yin, Zi-Wei Lin, and Darren McGlinchey. Minimal conditions for collectivity in e^+e^- and $p+p$ collisions. *Physical Review C*, 97(2), feb 2018.
- [56] James L. Nagle and William A. Zajc. Small system collectivity in relativistic hadronic and nuclear collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 68(1):211–235, oct 2018.
- [57] R. Nouicer. New state of nuclear matter: Nearly perfect fluid of quarks and gluons in heavy-ion collisions at RHIC energies. *The European Physical Journal Plus*, 131(3), mar 2016.
- [58] Jean-Yves Ollitrault. Anisotropy as a signature of transverse collective flow. *Phys. Rev. D*, 46:229–245, Jul 1992.
- [59] Antonio Ortiz and Lizardo Valencia Palomo. Probing color reconnection with underlying event observables at the lhc energies. *Phys. Rev. D*, 99:034027, Feb 2019.

- [60] J. J. Sakurai. Theory of strong interactions. *Annals Phys.*, 11:1–48, 1960.
- [61] Anne M. Sickles. d+Au Hadron Correlation Measurements from PHENIX. In *pA Physics Workshop at MIT*, 10 2013.
- [62] P. Skands. Introduction to QCD. In *Searching for New Physics at Small and Large Scales*. WORLD SCIENTIFIC, sep 2013.
- [63] Ajit Mohan Srivastava. Quark-gluon plasma: An overview. In Raghavan Rangarajan and M. Sivakumar, editors, *Surveys in Theoretical High Energy Physics - 2, Lecture Notes from SERC Schools*, pages 1–54. Springer, 2016.
- [64] Abraham Villatoro Tello. AD, the ALICE diffractive detector. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1819, page 040020. AIP Publishing LLC, 2017.
- [65] Li Yi. *Study of Quark Gluon Plasma By Particle Correlations in Heavy Ion Collisions*. Springer Theses. Springer New York, NY, first edition, 2016.