



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
FÍSICA DE ALTAS ENERGÍAS, FÍSICA NUCLEAR,
GRAVITACIÓN Y FÍSICA MATEMÁTICA

PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS PRIMARIAS CARGADAS COMO FUNCIÓN
DE LA ACTIVIDAD SUBYACENTE EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN,
PROTÓN-PLOMO Y PLOMO-PLOMO USANDO EL DETECTOR ALICE DEL
LHC

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRA EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:
PAOLA VARGAS TORRES

TUTOR PRINCIPAL:
DR. ANTONIO ORTIZ VELÁSQUEZ
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, UNAM

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:
DR. ERIC VÁZQUEZ JÁUREGUI
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM
DR. HERMES LEÓN VARGAS
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM

México, CD. MX. (Octubre) 2022



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

*A mis papás, Samy, Manuel y amigos:
Gracias por su apoyo y amor incondicional.*

Agradecimientos

A mis padres Maricela Torres Ávila y Fortino Vargas Salazar, por su apoyo y amor incondicional. Gracias por confiar en mi, por impulsarme a seguir adelante y por estar para mi siempre que los he necesitado. Gracias a la vida por permitirme tenerlos como padres.

A mi hermana Samanta Vargas Torres, por ser más que una hermana y haber estado para mi durante toda mi vida, gracias por toda tu comprensión y ayuda, por escucharme y por todos tus consejos que me han hecho ser una mejor persona.

A Manuel Mondragón Monroy, por haber sido parte de este proceso a pesar de todo, por los años de comprensión, apoyo, compañía y amor. Por creer en mí y darme fuerzas para seguir adelante siempre que lo necesité.

A mi asesor el Dr. Antonio Ortiz Velásquez, por permitirme trabajar con usted, por enseñarme, apoyarme y guiarme en todo este proceso de investigación, por toda su paciencia y confianza depositada en mí.

A mis amigos Alfredo, Eduardo, Fausto, Manuel, Romano, Luis, Duncan, Marlene y Esteban por sus enseñanzas, apoyo y ayuda brindada, por hacerme feliz y sobre todo por todos estos años de amistad.

A mis colegas Sushanta, Feng y Luz por su ayuda y colaboración en la elaboración de este proyecto.

A mis colegas del grupo ALICE-ICN, incluyendo David, Feng, Marco y Luz por la atención durante las reuniones semanales. En especial a Luz por su apoyo y amistad.

A mi comité tutor, así como también, a todos los doctores miembros de de mi jurado por sus comentarios, sugerencias y aportaciones para la mejora del presente trabajo.

A la Universidad Nacional Autónoma de México, la Facultad de Ciencias, el Instituto de Física y el Instituto de Ciencias Nucleares por prepararme como Física. En especial al Instituto de Ciencias Nucleares por proporcionarme el equipo computacional para desarrollar este proyecto.

Finalmente un agradecimiento a CONACyT por la beca de maestría que me fue otorgada, así como también a los proyectos CONACyT CB A1-S-22917 y CF-2042 por los recursos brindados para la elaboración de este trabajo.

Índice general

Agradecimientos	III
Resumen	IX
Introducción	XI
1 Marco teórico	1
1.1 El Modelo Estándar	1
1.1.1 Partículas elementales	2
1.2 Interacción fuerte y QCD	5
1.3 El Plasma de Quarks y Gluones y diagrama de fase de QCD	9
1.4 Colisiones de iones pesados	14
1.4.1 Variables cinemáticas	14
1.4.2 Geometría	16
1.4.3 Evolución espacio-temporal de las colisiones de iones pesados	17
1.4.4 Detección de señales del QGP	20
1.5 Sistemas pequeños	25
1.6 Evento subyacente	26
1.7 Clasificador de actividad transversal relativa	27
1.8 Generadores de eventos Monte Carlo	28
2 El experimento ALICE	31
2.1 Sistema interno de trayectorias (ITS)	32
2.2 Cámara de proyección de tiempo (TPC)	34
2.3 Detector V0	36

3 Metodología	39
3.1 Selección de eventos	40
3.2 Selección de trazas	41
3.2.1 Criterios de selección de traza 2015	42
3.2.2 Criterios de selección de traza híbridos	44
3.3 Procedimiento de deconvolución	45
3.3.1 Deconvolución de las distribuciones de $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$: estrategia 1D	46
3.3.2 Prueba de cerradura MC: estrategia 1D	49
3.3.3 Deconvolución del espectro del p_{T} : estrategia 2D	50
3.3.4 Prueba de cerradura MC: estrategia 2D	52
3.4 Producción de partículas integrada completamente corregida	52
3.5 Correcciones	58
3.5.1 Eficiencia	58
3.5.2 Contaminación por partículas secundarias	65
3.6 Incertidumbres sistemáticas	68
4 Resultados y discusión	73
4.1 Distribuciones de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$	73
4.2 Espectro del p_{T} como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$	74
4.3 Espectro del $\langle p_{\text{T}} \rangle$ como función de R_{T}	78
4.4 Producción de partículas cargadas	78
5 Conclusiones	81
Índice de tablas	85
Índice de figuras	87
Apéndices	95
A Matriz de respuesta del detector y matriz de correlación de multiplicidad	95
B Distribución del p_{T} vs N_{ch}	97

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	VII
C Prueba de cerradura MC: estrategia 2D	99
D Espectros medidos de una sola partícula	103
E Espectro construido de una sola partícula para Σ^+ y Σ^-	107
F Espectro de una sola partícula y abundancias relativas	109
G Eficiencias para cada especie	111
H Contaminación por partículas secundarias	113
I Comparación del espectro del p_T	121

Resumen

Las colisiones de iones pesados de alta energía en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) ofrecen la posibilidad de estudiar un estado desconfinado, caliente y denso de la materia conocido como Plasma de Quarks y Gluones fuertemente acoplado (sQGP). Recientemente, diversos estudios sugieren la existencia del sQGP también en colisiones protón-protón (pp) y protón-núcleo (p-A). Un observable comúnmente utilizado para estudiar las propiedades de dicho medio es el espectro del momento transversal (p_T) de las partículas cargadas producidas. Por ese motivo, a fin de estudiar y entender los sistemas pequeños (colisiones pp y p-A), refinando la búsqueda del sQGP, se utilizan técnicas que involucran el evento subyacente (UE) a través del clasificador de actividad transversal relativa (R_T). Esta tesis muestra un estudio del espectro del p_T de partículas primarias cargadas como función de R_T en colisiones pp, protón-plomo (p-Pb) y plomo-plomo (Pb-Pb) a una energía en el centro de masa por par de nucleón de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Los observables del UE considerados en este estudio se basan en partículas reconstruidas en el rango de pseudorapidez $|\eta| < 0.8$, con un rango del momento transversal de $8 < p_T^{\text{trig}} < 15$ GeV/c para la partícula líder¹ (p_T^{trig}) y un umbral de $p_T > 0.5$ GeV/c para las partículas asociadas utilizadas en los estudios de correlación. Los espectros del p_T fueron estudiados en tres regiones topológicas distintas (región cercana (NS), región lejana (AS) y región transversal (TS)), definidas a partir del ángulo azimutal relativo a la dirección de la partícula líder. Los factores de corrección aplicados a los datos fueron calculados a partir de generadores de propósito general Monte Carlo (MC) que incluyen la generación de colisiones hadrónicas y el transporte de partículas a través del detector simulado con GEANT3. Los MC usados para simular las colisiones fueron PYTHIA 8 para las colisiones pp, EPOS

¹Partícula que tiene el mayor momento transversal en el evento.

LHC para p-Pb y HIJING para Pb-Pb a través de la técnica de deconvolución de distribuciones (deconvolución Bayesiana), que permite corregir por efectos del detector los espectros del momento transversal y multiplicidad de partículas cargadas, además de aplicarse correcciones relacionadas con la aceptación, eficiencia y contaminación por partículas secundarias. En general, esta tesis se centró en mejorar los resultados obtenidos en la prueba de cerradura, obtenidos en resultados preliminares de la colaboración ALICE-ICN (1), a partir de la implementación de los criterios de selección de trazas híbridos que permitió obtener una distribución uniforme en φ , que a su vez garantizó una mejora en la producción de partículas del método de deconvolución a bajas multiplicidades y a bajo p_T . Con esta nueva implementación, los resultados mostraron que los espectros del p_T de partículas cargadas en diferentes regiones topológicas a diferentes bins del R_T para colisiones pp y p-Pb exhiben un comportamiento similar, donde la región TS presenta efectos de autocorrelación que originan el endurecimiento de los espectros con el aumento del R_T , en comparación con las regiones AS y NS, donde se produce un ablandamiento de los espectros con el aumento del R_T . En contraste con los sistemas pequeños, las colisiones Pb-Pb, no muestran el efecto de autocorrelación en la región transversal. En este caso, el comportamiento de las tres regiones topológicas parece estar dominado por interacciones de naturaleza suave. Por otro lado, el estudio del $\langle p_T \rangle$ de las partículas cargadas en las tres regiones topológicas como función de R_T para los tres sistemas de colisión mostró que a $R_T=0$, el $\langle p_T \rangle$ es independiente del tamaño del sistema en las regiones NS y AS.

Introducción

En física el progreso en la comprensión de la naturaleza se ha logrado gracias a la interacción entre la teoría y el experimento. En el caso particular de la física de partículas, el experimento depende principalmente de los aceleradores de partículas y de los detectores que lo constituyen. A medida que se ha dispuesto de distintos tipos de haces, como lo son los haces de protones y núcleos a energías ultrarelativistas, el estudio de colisiones de protones con protones, protones con núcleos y de núcleos con núcleos (A–A) ha sido cada vez más detallado (2).

El objetivo principal de la física de iones pesados a energías ultrarelativistas es estudiar la materia que interactúa fuertemente en condiciones extremas de temperatura y densidad de energía, donde la cromodinámica cuántica (QCD, por sus siglas en inglés)², es decir, la teoría de la interacción fuerte dentro del modelo estándar (SM), predice una transición de fase³ de la materia ordinaria al plasma de quarks y gluones (QGP). El descubrimiento y la caracterización de esta fase requieren de un gran volumen de materia caliente y densa, por lo tanto, se lleva a cabo en colisiones de núcleos pesados a altas energías (3).

Datos proporcionados por distintos aceleradores, en particular, del LHC de la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN), proveen distintas señales que sugieren la existencia del QGP no solo en colisiones A–A, donde existe evidencia sólida, sino también en sistemas pequeños. En estos últimos, la formación del sQGP sigue siendo objeto de debate, ya que hasta ahora no se han observado señales de la atenuación del

²A lo largo de esta tesis se usarán las abreviaciones tomadas del idioma inglés.

³Se trata de un crossover continuo entre la materia ordinaria y el QGP y no una transición de fase de primer orden.

jet⁴. Por consiguiente, a fin de entender los sistemas pequeños, en esta tesis se utiliza una técnica que involucra al evento subyacente, definiendo clasificadores de actividad, a saber, el clasificador de actividad transversal relativa (R_T). En este sentido, la tesis presentada muestra un estudio del espectro del p_T de partículas cargadas como función de R_T en colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb a una energía en el centro de masa por par de nucleón de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV donde, a fin de garantizar mejoras en el espectro del p_T , se implementaron los criterios de selección de traza híbridos que, al tener distribuciones uniformes en φ , permitieron mejorar la producción de partículas del método de deconvolución a bajas multiplicidades y a bajo p_T tras aplicar la prueba de cerradura.

Esta tesis se encuentra organizada de la siguiente manera: el Capítulo 1 tiene como propósito brindar al lector un panorama general sobre la física de partículas, profundizando en la QCD. Asimismo, se aborda el QGP y se establecen algunas de las posibles señales que indican la formación de dicho estado. Además, se señala la motivación de estudiar sistemas pequeños introduciendo al UE, así como también, al clasificador de actividad transversal relativa y se establece el propósito general del presente trabajo. Finalmente, se describe el uso del método MC incluyéndose una breve descripción de los generadores de eventos MC tales como PYTHIA 8 para colisiones pp, EPOS LHC para p-A y HIJING para A-A. Por otro lado, en el Capítulo 2 se habla de forma breve sobre el LHC, ahondando en el Gran Experimento Colisionador de Iones (ALICE⁵) de modo que se describen los subsistemas de ALICE que fueron utilizados en esta tesis. El capítulo 3 está dedicado a los procedimientos del análisis. En él se incluyen los criterios de selección de traza y se detalla la técnica de deconvolución Bayesiana utilizada para reducir los efectos del detector en las mediciones junto con la prueba de cerradura. Además, se introduce el procedimiento usado para la corrección de los datos. A continuación, en el Capítulo 4 se presentan y discuten los resultados finales. Para terminar, las conclusiones se exponen en el Capítulo 5.

⁴Término que será definido en el Capítulo 1.

⁵A Large Ion Collider Experiment.

Capítulo 1

Marco teórico

1.1. El Modelo Estándar

El objetivo principal de la física de partículas ha sido identificar las unidades fundamentales de la materia y del mismo modo comprender la naturaleza de las fuerzas que actúan sobre ellas. En la actualidad, el modelo estándar de la física de partículas (SM), desarrollado a principios de la década de 1970, incorpora a dichas partículas elementales. El SM es una teoría de campos en interacción cuya construcción se ha guiado por principios de simetría, es decir, es un conjunto de teorías que describen todas las interacciones conocidas de las partículas elementales, exceptuando a la gravedad debido a que a las escalas de la física de partículas, las fuerzas gravitacionales son insignificantes (4). Esta teoría incorpora la electrodinámica cuántica (QED¹), la teoría de los procesos electrodébiles de Glashow-Weinberg-Salam (GWS)² y la QCD³ (5). Además, ha explicado con éxito casi todos los resultados experimentales, a pesar de no incluir una descripción sobre la fuerza gravitacional, la materia oscura, la energía oscura, la antimateria y la masa de los neutrinos (6; 7). Asimismo, ha predicho con precisión una gran variedad de fenómenos. Con el tiempo y a través de muchos experimentos, el SM se ha establecido como una teoría física bien fundamentada (6).

¹La QED describe la interacción del electrón con el campo electromagnético.

²La teoría GWS, que es una generalización de la QED, describe de forma (parcialmente) unificada las interacciones débiles y electromagnéticas de los quarks y los leptones.

³La QCD describe las interacciones fuertes de los quarks y gluones.

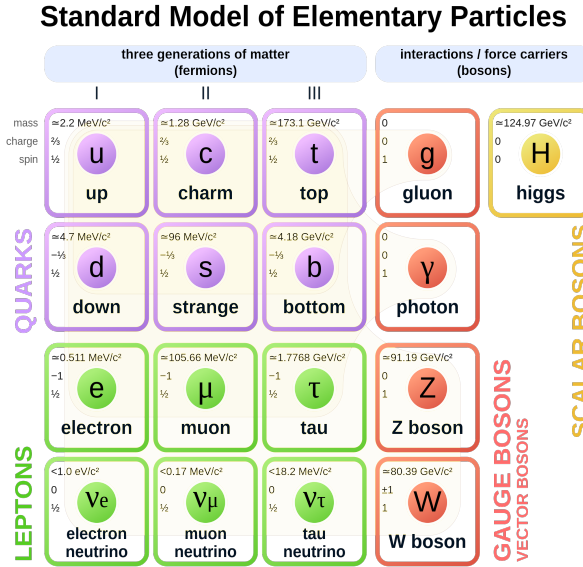


Figura 1.1: Partículas del Modelo Estándar (8).

1.1.1. Partículas elementales

Dentro de la física de partículas, las partículas elementales son caracterizadas de acuerdo a su masa, espín y carga. A partir de su espín estas se dividen en dos grandes grupos: los fermiones y los bosones, los cuales se muestran en la figura 1.1. El SM afirma que la materia del Universo está formada por fermiones elementales que interactúan a través de campos, en los que dichas partículas son las fuentes.

Los fermiones son partículas cuyo comportamiento sigue la estadística de Fermi-Dirac, en la cual se cumple el principio de exclusión de Pauli⁴. Estos se dividen a su vez en leptones y quarks acomodados por generaciones (véase figura 1.1). Dichas partículas poseen un espín semi-entero ($s = \frac{1}{2}$), en unidades de h^5 , además de carecer de estructura interna, por lo que, son consideradas partículas puntuales. Los leptones interactúan únicamente a través de la interacción electromagnética (si están cargados) y la interacción débil, asimismo se rigen por la ley de conservación del número leptónico (L)⁶. Por otro lado, los quarks

⁴Dos partículas no pueden estar en el mismo estado cuántico.

⁵Constante de Plank.

⁶En cualquier proceso físico, la suma de los números leptónicos antes del evento debe ser igual a la suma de los números leptónicos después. Cada leptón posee un $L = 1$, siendo $L = 0$ para el resto de partículas. Existen tres tipos de números leptónicos: el electrónico, el muónico y el tauónico.

pueden interactuar a través de las interacciones electromagnéticas, débil y fuerte (4).

Tanto los leptones como los quarks llevan números cuánticos de “sabor”. Los leptones poseen tres sabores que identifican a cada partícula, así como a su neutrino asociado. En el caso de los quarks se presentan seis tipos o sabores. El sabor de c es encanto, con el valor $C = +1$, el de b tiene el valor $\tilde{B} = -1$ (identificado de ese modo para distinguirlo del número bariónico B), y para el sabor t su valor corresponde a $T = +1$. Es importante mencionar que las interacciones electromagnéticas y fuertes de los quarks dependen únicamente de la carga electromagnética y de la carga fuerte respectivamente, esto significa, que el sabor se conserva en tales interacciones.

Por otra parte, cada quark se presenta en tres variedades que se distinguen por un número cuántico llamado “color”. El color es una especie de carga generalizada para las interacciones fuertes de la QCD. Es precisamente este número cuántico el que subyace en la dinámica de la QCD. Los tres colores de un quark están denotados por “rojo (R)”, “azul (B)” y “verde (G)”. Una característica de los quarks, que será discutida más adelante, es su propiedad de confinamiento en sistemas compuestos (hadrones) que se extiende sobre distancias de aproximadamente 1 fm, formando así una partícula con carga de color neutra. Los hadrones se clasifican a su vez en bariones, compuestos por tres quarks, y mesones, formados por un par quark-antiquark ($q\bar{q}'$), siendo ambos los sistemas de quarks más elementales (9).

Ya que la QCD está bien establecida como teoría de las interacciones fuertes, como tal, uno de los objetivos de la QCD es predecir el espectro de las partículas que interactúan fuertemente. La descripción de las propiedades hadrónicas que se enfoca en la parte del contenido mínimo de quarks de la función de onda de un hadrón se llama modelo de quarks (12). En este esquema los hadrones se clasifican en función de sus quarks de valencia, es decir, los quarks y antiquarks que dan lugar a los números cuánticos de los hadrones. Estos números cuánticos son de dos tipos. El primer conjunto proviene de la

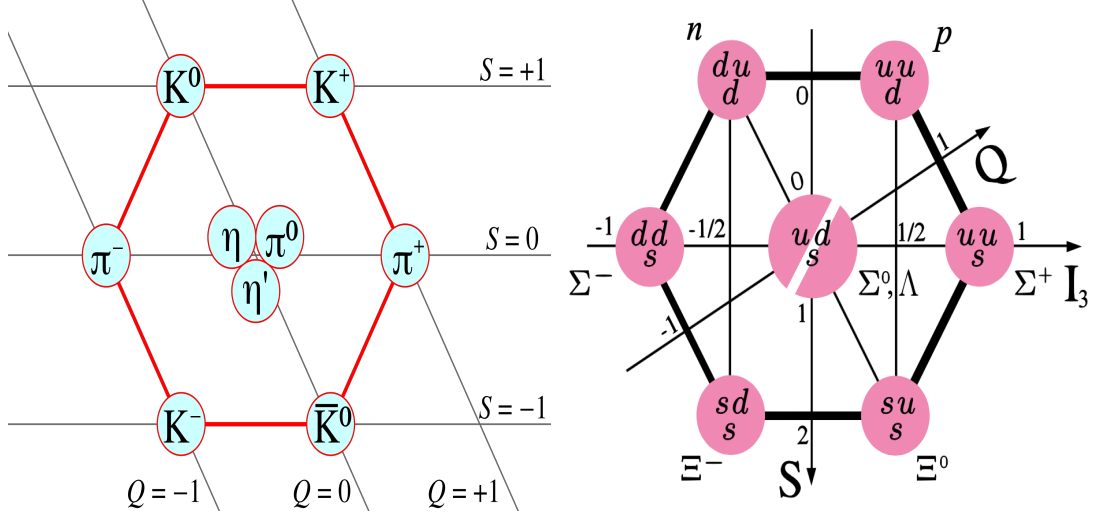


Figura 1.2: Izquierda: Noneto pseudoscalar de mesones con $J^P = 0^-$ (10). Derecha: Octeto de bariones con $J^P = \frac{1}{2}^+$ (11).

simetría de Poincaré⁷ (J^{PC}), donde J representa el momento angular total, P la paridad y C la conjugación de la carga. El segundo conjunto incluye a los números cuánticos de sabor (10). Para los mesones, cuando se toman 3 sabores de quarks (u , d y s), siguiendo la simetría $SU(3)_C$ ⁸, las nueve posibles combinaciones de $q\bar{q}'$ se agrupan en un octeto y un singulete de mesones de quarks ligeros. Donde la notación para esta descomposición es $\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$. Por otro lado, para el caso de los bariones, dado que los quarks son fermiones, el principio de exclusión de Pauli implica que la función de onda de un barión debe ser antisimétrica bajo el intercambio de dos quarks cualesquiera. Esta función de onda antisimétrica se obtiene haciéndola totalmente antisimétrica en color y simétrica en sabor, espín y espacio juntos. Los bariones “ordinarios” están formados por quarks u , d y s . Con tres sabores, la descomposición en sabor es $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10}_S \oplus \mathbf{8}_M \oplus \mathbf{8}_M \oplus \mathbf{1}_A$, donde el decuplete es simétrico (S) en sabor, el singulete es antisimétrico (A) y los dos octetos tienen simetría mixta (M). Las partes de espacio y de espín de los estados quedan así fijadas una vez dado el momento angular orbital (l) (12; 10). En la figura 1.2 se muestran los espectros de hadrones de las partículas de estado final observadas en esta tesis.

⁷Se refiere la invariancia de un sistema físico bajo traslaciones uniformes cuadridimensionales con el grupo de Lorentz en el espacio-tiempo (13)

⁸Matrices unitarias de dimensión 3×3 ($U(3)$) con la restricción extra de que son especiales, es decir, su determinante es la unidad.

Por otro lado, los bosones siguen la estadística de Bose-Einstein donde no se cumple el principio de exclusión de Pauli, de modo que puede haber más de una partícula o incluso todas compartiendo el mismo estado cuántico. Este tipo de partículas poseen un espín entero y son los mediadores de las interacciones electromagnéticas, fuerte, débil y gravitacional. Para el caso de la fuerza gravitacional se propuso al gravitón como cuanto de interacción, partícula para la cual aún no se tiene evidencia experimental. Por otra parte, los cuantos del campo de interacción electromagnética entre fermiones cargados eléctricamente son los fotones. Los cuantos de los campos de interacción débil entre fermiones son los bosones cargados W^+ y W^- y el bosón neutro Z^0 , los cuales al poseer masa hacen que la interacción débil sea de corto alcance $\approx 10^{-3}$ fm. Los cuantos del campo de interacción fuerte son los gluones que se presentan en 8 tipos distintos, quienes tienen masa cero y un alcance $\approx 10^{-15}$ m debido a la propiedad de confinamiento que poseen dichas partículas (4).

1.2. Interacción fuerte y QCD

La QCD es una teoría de campos cuánticos de norma que describe las interacciones fuertes entre: fermiones, los quarks; y los bosones de norma, los gluones. Corresponde a la componente $SU(3)_C$ del SM de la física de partículas cuyo grupo de simetría interna local es $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde $SU(3)_C$ es una simetría asociada a la carga de color C , $SU(2)_L$ ⁹ es una simetría que involucra al isospín cuya tercera componente actúa solo sobre campos izquierdos L y, finalmente, la simetría $U(1)_Y$ ¹⁰ que implica a la hipercarga Y .

En el formalismo de la QCD y asumiendo una simetría no rota, la densidad lagrangiana esta dada por la ecuación 1.1

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_q^i (i\gamma^\mu) (D_\mu)_{ij} \psi_q^j - m_q \bar{\psi}_q^i \psi_{qi} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} \quad (1.1)$$

Donde ψ_q^i son los espinores del campo de quark con índice de sabor q , índice de color i o

⁹Matrices unitarias de dimensión 2×2 ($U(2)$) cuyo determinante es la unidad.

¹⁰Matrices unitarias de dimensión 1×1 .

j y masa asociada vía el mecanismo de Higgs m_q , $F_{\mu\nu}^a$ es un tensor de fuerza de campo del gluón cuyo índice a corre sobre los 8 posibles generadores de la representación $SU(3)$, γ^μ es una matriz de Dirac que expresa la naturaleza vectorial de la interacción fuerte (12; 14) y D_μ es la derivada covariante definida como

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij}\partial_\mu + ig_s t_{ij}^a A_\mu^a \quad (1.2)$$

En la ecuación 1.2 g_s ($\alpha_s \equiv \frac{g_s^2}{4\pi}$) es la constante de acoplamiento de la QCD , t_{ij}^a los generadores del grupo de color $SU(3)$ los cuales definen la simetría de norma y son proporcionales a las 8 matrices de Gell-Mann λ_{ij}^a ¹¹ y A_μ^a son los campos de gluones, existiendo 8 tipos de gluones que se transforman bajo la representación adjunta del grupo de color $SU(3)$. Los gluones son octetos de color bajo este grupo de simetría, mientras que los quarks forman solo tripletes de color.

Finalmente, el tensor de campo de gluones $F_{\mu\nu}^a$ se muestra en la ecuación 1.3

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.3)$$

Donde f_{abc} son las constantes de estructura¹² del grupo de simetría $SU(3)$. De igual forma, es importante mencionar que la densidad lagrangiana es invariante bajo transformaciones de norma locales.(12)

En la QCD , la intensidad de la interacción fuerte es descrita mediante la constante de acoplamiento α_s que depende del momento transferido en la interacción. En numerosos procesos de la QCD , secciones transversales¹³ y otras cantidades relacionadas pueden ser calculadas usando técnicas de la teoría de perturbaciones si la constante de acoplamiento es suficientemente pequeña, es decir, usando la QCD perturbativa (pQCD). Dado que la

¹¹Por convención estas matrices se relacionan de la forma $t_{ij}^a = \frac{1}{2}\lambda_{ij}^a$ dicha elección determina a su vez la normalización de la constante de acoplamiento, así como también de los valores de los operadores de Casimir y las constantes de estructura (14).

¹²Definen la representación adjunta del grupo $SU(3)$ relacionándose con los generadores de la representación fundamental a través de las relaciones del conmutador $t^a t^b - t^b t^a = [t^a, t^b] = i f_{abc} t^c$ (14).

¹³Medida de la probabilidad de que un determinado proceso ocurra en una colisión.

teoría de la QCD es renormalizable permite manejar contribuciones infinitas de integrales en diagramas de bucle redefiniendo los parámetros y campos utilizados en la teoría. Una observable física adimensional debe ser, por definición, independiente del esquema de renormalización y por lo tanto del valor arbitrario de la escala de renormalización, mientras que, las cantidades intermedias, como las constantes de acoplamiento renormalizadas, las masas y los factores de normalización de campo dependen de esta escala (15; 16). En el marco de referencia de la pQCD, las observables físicas se expresan en términos de la constante de acoplamiento fuerte renormalizada $\alpha_s(\mu_R^2)^{14}$. Si se establece la escala física Q cerca de la escala de renormalización, α_s da información de la fuerza efectiva de la interacción fuerte en ese proceso, lo que significa que el valor de la constante de acoplamiento para un proceso determinado de la QCD depende de la escala energética de la interacción, comportamiento que es conocido como “running” (12; 17).

La dependencia de la constante de acoplamiento renormalizada con la escala de renormalización se expresa mediante la ecuación del grupo de renormalización (RGE), con ella se puede hallar la dependencia de las constantes de acoplamiento con la energía a través de una función beta definida como 1.4

$$\mu_R^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu_R^2} = \beta(\alpha_s) = - (b_0\alpha_s^2 + b_1\alpha_s^3 + b_2\alpha_s^4 + \dots) \quad (1.4)$$

donde el coeficiente de 1-bucle (LO) es $b_0 = \frac{4\pi}{11 - \frac{2}{3}n_f}$ (que a su vez contiene el término n_f el cual indica el número de sabores de quarks en los diagramas de bucle y se considera a los quarks sin masa), b_1 el coeficiente de 2-bucles (NLO) y b_3 el coeficiente de 3-bucles (NNLO). La naturaleza no abeliana de la QCD refleja la autointeracción de gluones que hace que la función β sea negativa, este signo y el hecho de que $b_0 > 0$ provoca que la constante de acoplamiento decrezca con el incremento del momento transferido en la interacción, comportamiento que es llamado “libertad asintótica” por cuyo descubrimiento se concedió el Premio Nobel de Física a D. Gross, H. Politzer y F. Wilczek en 2004 (12; 14). Una aproximación a primer orden de la ecuación 1.4 es

¹⁴ μ_R escala de renormalización.

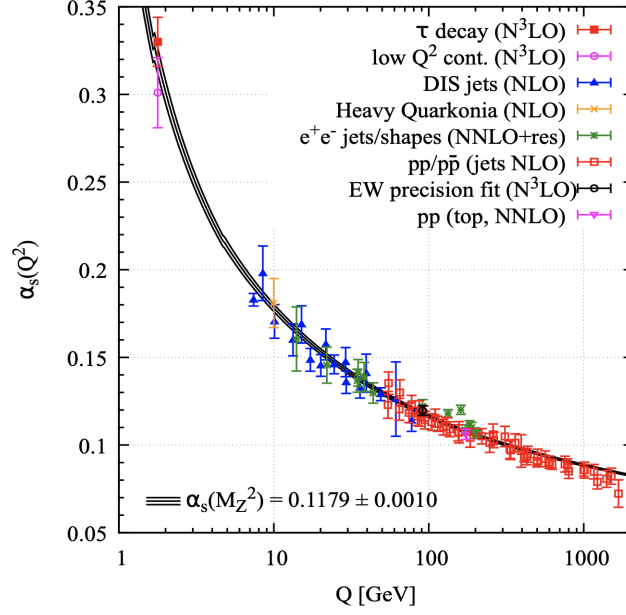


Figura 1.3: Recapitulación de las mediciones de α_s en función de la escala energética Q . El grado respectivo de perturbación de la teoría QCD utilizada para la obtención de α_s se indica entre paréntesis (NLO: orden próximo al primer orden; NNLO: orden próximo al próximo del primer orden; NNNLO: orden próximo a NNLO). Figura tomada de la referencia (12).

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}\right)} \quad (1.5)$$

En la ecuación 1.5 $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200$ MeV es una constante de integración, que corresponde a la escala en la que divergería el acoplamiento definido de forma perturbativa (polo de Landau). Su valor es indicativo del rango energético en el que predomina la dinámica no perturbativa (12). A primera aproximación, QCD es un invariante de escala, escalamiento que está estrechamente relacionado con la clase de simetrías que preservan ángulos, llamadas simetrías conformes, por lo que, se tendría una invariancia conforme; invariancia que no se respeta debido a la existencia de Λ_{QCD} (14).

Los resultados de las mediciones de α_s se resumen en la figura 1.3. En general, en interacciones a grandes distancias, que involucran pequeñas transferencias de momento (procesos suaves), los procesos QCD se rigen por el régimen no perturbativo asociado con

valores grandes de α_s , esto explica el hecho de que los quarks están confinados en sistemas ligados o estados de color neutro, este “confinamiento” implica que los quarks no existen como partículas individuales aisladas, sino como grupos confinados en volúmenes hadrónicos, comportamiento que se conoce como “confinamiento de color” o estados de color neutro. En el caso contrario, donde la distancia de interacción entre quarks se vuelve lo suficientemente pequeña, lo que responde a procesos que implican grandes transferencias de momento (procesos duros), la interacción fuerte se debilita y en el límite de las energías infinitas desaparece completamente. Este fenómeno es llamado “libertad asintótica” donde los quarks ya no están acoplados, por lo que, el movimiento relativo entre quarks y gluones es casi libre en el vacío de QCD. Estas dos propiedades son características importantes de dicha teoría.

En el régimen donde el valor de la constante de acoplamiento es pequeño se pueden realizar cálculos muy precisos utilizando la teoría de perturbaciones. Por esta razón, las colisiones de partículas a altas energías son muy importantes para verificar las predicciones de la pQCD.

1.3. El Plasma de Quarks y Gluones y diagrama de fase de QCD

Una consecuencia directa de la libertad asintótica es la predicción de una posible transición de la materia nuclear o hadrónica ordinaria a bajas energías, a un plasma de quarks y gluones desconfiados a altas temperaturas y altas densidades de energía (3). Las teorías actuales (3) sugieren que durante algunos microsegundos después del Big Bang, la densidad de energía en nuestro Universo era tan alta que los quarks, antiquarks y gluones permearon todo el universo en forma de QGP. Esto hace que los estudios del QGP sean importantes para la comprensión del Universo temprano. Dado que se requiere de un gran volumen de materia caliente y densa, dicho estado se presenta en colisiones de núcleos pesados (A–A) a altas energías, hecho que ha sido demostrado en numerosos experimentos del Colisionador

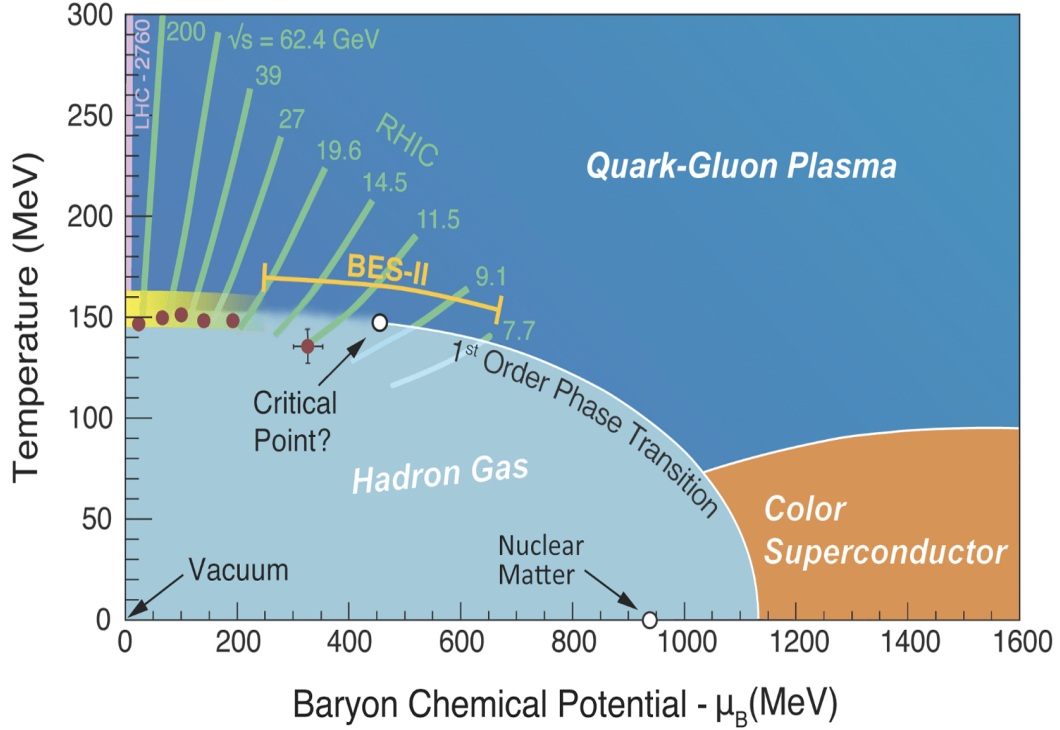


Figura 1.4: Diagrama de fase de QCD. Figura tomada de la referencia (2).

de Iones Pesados Relativistas (RHIC) en el Laboratorio Nacional de Brookhaven, USA (18; 19), así como también del LHC en el CERN (18).

Las diferentes fases de la materia de la interacción fuerte y las transiciones entre ellas pueden representarse como regiones en un diagrama de fases en función del potencial químico bariónico μ_B ¹⁵ y la temperatura T . La figura 1.4 muestra el diagrama de fases de la materia en interacción fuerte junto con etiquetas que indican las regiones aproximadas exploradas utilizando diferentes aceleradores. El estudio de las colisiones de iones pesados ultrarelativistas ha demostrado que la materia calentada a una temperatura aproximada de 155 MeV (equivalente a 1.8×10^{12} K) y una densidad de $0.7 \pm 0.2 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ (20) se comporta como un líquido, o bien una sopa de quarks y gluones, en la que no hay hadrones, pero en la que cada quark y gluón está fuertemente acoplado a sus vecinos. En este sentido, es útil usar a la viscosidad específica (η/s) ¹⁶ para cuantificar la “liquidez” de un líquido

¹⁵Cuantifica la diferencia entre el número de quarks y antiquarks en el sistema.

¹⁶Medida adimensional natural de los efectos de la viscosidad de corte en un fluido relativista, donde η es la viscosidad de cizallamiento y s la densidad de entropía.

formado por componentes ultrarelativistas, dicha propiedad resulta ser adimensional en unidades en las que \hbar y k_B se han fijado en 1. En el caso del QGP dicho valor es muy cercano a $1/4\pi$, valor que es menor al de cualquier otro fluido conocido (2).

En la sección anterior se señaló que la transición entre el confinamiento de quarks y el desconfinamiento es un proceso no perturbativo, por lo que los enfoques de la pQCD dejan de ser válidos. A bajas energías, QCD en la red (LQCD) aborda el reto de caracterizar la transición de la materia hadrónica a la fase del QGP (4), dicha técnica se basa en la aproximación del espacio y el tiempo mediante una red discreta de puntos, permitiendo que las ecuaciones de QCD se resuelvan numéricamente, normalmente, usando una supercomputadora (21).

Parámetros de la transición de fase así como las propiedades del plasma son calculadas usando LQCD, donde los cálculos muestran un cambio de las propiedades del sistema a un intervalo de temperatura crítica de $T_c \approx 145 - 163$ MeV (2; 22). Además, a μ_B distintos de cero, el QGP y el gas hadrónico, que se muestra en la figura 1.4, están separados por una línea crítica de densidad de energía crítica aproximadamente constante $\epsilon_c = 0.6 - 0.7$ GeV/ fm^3 (18). La transición a $\mu_B = 0$ del gas de resonancia hadrónica (HRG) al QGP en la T_c es un cruce rápido pero continuo, mientras que a valores distintos de cero en μ_B el límite entre el gas hadrónico y el QGP se convierte en una transición de primer orden.

A bajas temperaturas y densidades bariónicas asintóticamente grandes, los quarks también se desconfinan formando un estado superconductor de color. Se especula que el estado superconductor se separa del QGP mediante una transición de primer orden a una $T_c \approx 30 - 50$ MeV. Dado que no se pueden utilizar colisiones de iones pesados para comprimir la materia nuclear sin producir mucha entropía y, por lo tanto, también calentarla; parece imposible sondear con ellas la fase superconductora del color de la materia que interactúa fuertemente (18).

Estudios teóricos muestran que se trata realmente de transiciones de dos fases. La

primera fase está asociada a la restauración de la simetría quiral donde, a medida que la materia nuclear se transforma en plasma, las masas dinámicamente generadas de quarks desaparecen, es decir, esta simetría se restaura en la medida en que los quarks se vuelven más ligeros¹⁷. Esta fase densa sigue siendo confinada pero quiralmente simétrica, y se denomina fase quarkónica (24). Ese estado se caracteriza por el hecho de que la ϵ y la presión (P) se aproximan a los límites correspondientes de Stefan-Boltzmann para un gas libre de quarks y gluones (25). En dicho límite, a modo de ejemplificar, consideremos la densidad energética de un gas ideal de piones sin masa en equilibrio con n_{dof} grados de libertad, se obtiene

$$\epsilon_{\pi} = n_{\text{dof}} \cdot \frac{\pi^2}{30} T^4 = 3 \frac{\pi^2}{30} T^4 \approx T^4 \quad (1.6)$$

donde $n_{\text{dof}} = 3$ corresponde a las tres cargas posibles del pion. La constante que multiplica al número de grados de libertad refleja que las partículas son bosones, para el caso de un gas de fermiones la constante adecuada es $\frac{7}{8} \frac{\pi^2}{30}$.

Para una densidad energética QGP ideal con dos sabores y sin masa para un gas de piones

$$\epsilon_{\text{QGP}} = n_{\text{dof}} \cdot \frac{\pi^2}{30} T^4 = [(2_f \cdot 2_s \cdot 2_q \cdot 3_c) \frac{7}{8} + (2_s \cdot 8_c)] \frac{\pi^2}{30} T^4 \approx 12.2 T^4 \quad (1.7)$$

donde $n_{\text{dof}} = 37$ corresponde a las diversas posibilidades de sabor (f), espín (s), quark (q) y color (c) de los piones en la fase desconfiada. En la figura 1.5 podemos observar un aumento de ϵ/T^4 y s/T^3 lo que es una manifestación directa del aumento significativo del número de grados de libertad de 3 a 37 para un gas de piones.

Por otro lado, a temperaturas superiores a la T_c ocurre una transición a la fase de desconfiamento que conduce a la liberación de un gran número de gluones que pueden producir pares adicionales de quarks y antiquarks. Este proceso se ve facilitado por la dis-

¹⁷Esta simetría se rompe espontáneamente en la materia nuclear ordinaria, dando lugar a masas de quarks efectivas que son mucho mayores que las masas reales (23).

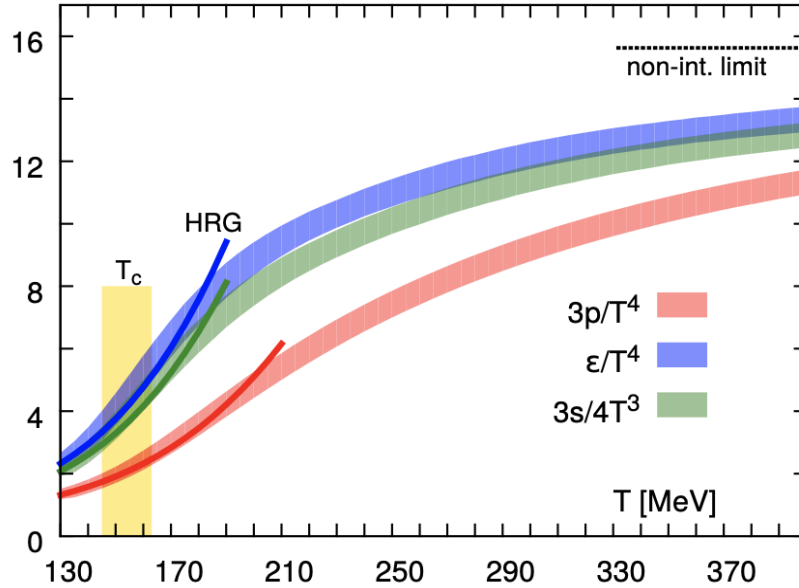


Figura 1.5: Presión, densidad energética y densidad de entropía normalizadas en función de la temperatura usando cálculos de LQCD. Figura tomada de la referencia (22).

minución de las masas de quarks y permite al sistema alcanzar un equilibrio químico entre quarks de sabor ligero, antiquarks y gluones, lo que es especialmente importante para la producción de quarks extraños (18).

Los resultados de las mediciones de colisiones de iones pesados a diferentes energías han confirmado que el QGP puede recrearse en condiciones de laboratorio y estudiarse extensamente. La primera evidencia de un nuevo estado de materia se observó en el año 2000 en el supersincrotrón de protones (SPS) del CERN en colisiones de iones de plomo a una energía de haz 33 TeV o bien a una energía de 160 GeV por par de nucleón con blanco fijo (26; 23). La confirmación de la formación de QGP en colisiones de iones pesados fue anunciada en 2010 basándose en los resultados de colisiones de iones de Au–Au en el RHIC (18; 19). En 2010, el LHC del CERN se unió a este esfuerzo de caracterizar el QGP con su programa de colisiones de núcleos de plomo a una energía del centro de masa por par de nucleón de $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Posteriormente, tras distintas mejoras hechas entre los años de 2013-2014, el LHC fue capaz de producir colisiones Pb–Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV durante la corrida 2 en 2015. Los resultados mostrados a lo largo de esta tesis corresponden con datos de colisiones a tal energía.

1.4. Colisiones de iones pesados

La mayor parte de nuestro conocimiento sobre las partículas elementales y sus interacciones proviene de experimentos realizados en aceleradores y colisionadores, el estudio de la producción de partículas en colisiones de alta energía en la QCD ha sido estudiada desde Heisenberg y Heitler en los años 1930 y 1940 (2). Como ya se mencionó, el objetivo central de las colisiones ultrarelativistas de iones pesados es utilizar los experimentos para recrear el sQGP en el laboratorio, de modo que se puedan estudiar sus propiedades y su diagrama de fases. Algo que no sería posible hacer a través de observaciones cosmológicas ya que la comprensión moderna de la nucleosíntesis del Big Bang indica que la materia caliente primordial de la QCD sufrió una transición de cruce continua en la que se formaron por primera vez los protones y neutrones ordinarios, lo que significa que la ausencia de fluctuaciones no dejó huella alguna del QGP que pudiera ser visible de alguna manera hoy en día (2).

Antes de pasar a una descripción cualitativa sobre la física detrás de las colisiones es importante conocer algunos conceptos básicos de dichas interacciones dentro de los colisionadores.

1.4.1. Variables cinemáticas

El estudio de procesos duros en la QCD suele estar interesado en los grandes momentos transversales de las partículas finales, ya que dichas partículas permiten identificar a los chubascos de partículas (jets) producidas tras la colisión. En una colisión hadrón-hadrón, el centro de masa (CM) de los hadrones incidentes no coincide generalmente con el CM del subproceso de dispersión dura de interés. Por estas razones, es conveniente trabajar en coordenadas cilíndricas, con el eje z a lo largo de la dirección del haz. En este tipo de colisiones, p_T y φ representan la magnitud del momento transversal y el ángulo azimutal de una partícula producida, definiéndose el cuadrimomento como se muestra en la ecuación 1.8

$$p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z) = (E, p_T \cos\varphi, p_T \sin\varphi, p_z) \quad (1.8)$$

donde $E = \sqrt{m^2 + p^2}$, $p_T = p \sin \theta$ y $p_z = p \cos \theta$ con θ el ángulo polar.

Otra variable que es comúnmente usada en los aceleradores de partículas es la rapidez, la cual es definida como

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \ln \frac{E + p_z}{m_T} = \tanh^{-1} \frac{p_z}{E} \quad (1.9)$$

donde $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$. Tomando el cosh y el sinh de la ecuación 1.9 el cuadrimomento puede escribirse como

$$p^\mu = (m_T \cosh y, p_T \cos \varphi, p_T \sin \varphi, m_T \sinh y) \quad (1.10)$$

Las cantidades p_T y φ son invariantes bajo transformaciones propias de Lorentz longitudinales, es decir, en la dirección $\pm z$, dirección en la que la y se transforma aditivamente ante estas transformaciones, por ello es especialmente útil para expresar los efectos de los impulsos longitudinales pero debido a su dificultad de medición para partículas altamente relativistas, donde además es necesario medir tanto p_z como E , con frecuencia es conveniente utilizar a la pseudorapidez, una cantidad que es similar a la rapidez pero mucho más fácil de medir para partículas altamente energéticas

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.11)$$

Esta nueva variable es medida directamente de la dirección de la partícula con un rango de $0 \leq \theta \leq \pi$ que corresponde a un rango en la pseudorapidez de $+\infty \geq \eta \geq -\infty$. Además, está asociada al límite de la rapidez cuando se considera que la masa de las partículas es muy pequeña $p \gg m$ siendo idéntica a y cuando $m = 0$.

En las colisiones los eventos se muestran frecuentemente en diagramas que indican la energía transversal total

$$E_T = E \sin \theta = \frac{E}{\cosh \eta} \quad (1.12)$$

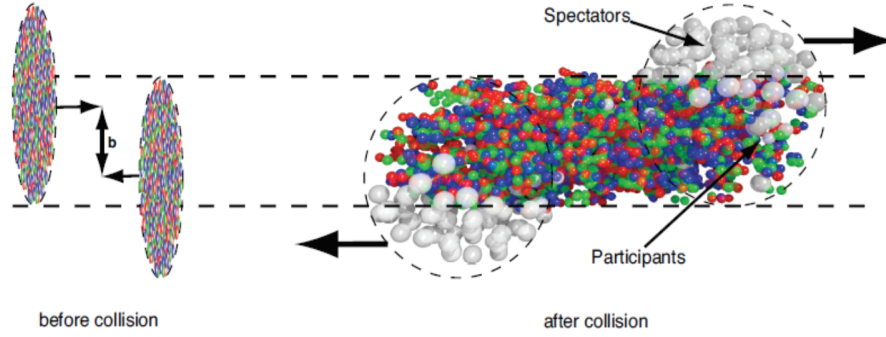


Figura 1.6: Representación esquemática de la colisión de dos iones pesados, donde la distancia en el plano transversal entre los centros de los dos núcleos contraídos de Lorentz es el parámetro de impacto (b). Figura tomada de la referencia (27).

Esta energía es depositada en los calorímetros electromagnéticos y/o hadrónicos en celdas en el plano $\eta - \varphi$ o $y - \varphi$ (21).

1.4.2. Geometría

Las propiedades y la distribución espacial de las partículas producidas en las colisiones dependen en gran medida de la geometría inicial del sistema de núcleos que colisionan. La propiedad que caracteriza el tamaño y la forma de la región de interacción es el parámetro de impacto (b), como se observa en la figura 1.11. El parámetro b está asociado con la centralidad que sirve para describir la geometría de una colisión y que está directamente relacionada con la región de superposición inicial de los núcleos en la colisión, en este sentido la centralidad puede ser expresada como un porcentaje de la sección transversal total de la interacción de dos núcleos, por lo que, las colisiones más centrales (correspondientes a $b \approx 0$) se asocian con una centralidad del 0% mientras que las colisiones más periféricas con una centralidad del 100% (27; 28).

Es habitual en la física de iones pesados caracterizar la centralidad en términos del número de participantes (N_{part}), es decir, el número de nucleones que sufren al menos una colisión, o en términos del número de colisiones binarias entre nucleones de los dos núcleos (N_{coll}). Los nucleones que no participan en alguna colisión son los espectadores (N_{spec}) que esencialmente siguen viajando sin desviarse cerca de la dirección del haz (27). Los

procesos suaves son sensibles al valor de N_{part} , mientras que N_{coll} es la escala de los procesos duros (18). El modelo de Glauber permite establecer una relación entre la centralidad y b usando las cantidades geométricas anteriormente mencionadas, sin embargo, ninguna de ellas (b , N_{part} , N_{coll} ni N_{spec}) puede ser medida directamente de forma experimental. Dos observables experimentales relacionados con la geometría de la colisión son la multiplicidad de las partículas cargadas (N_{ch}), que disminuye monotónicamente con el aumento de b ; y, en el caso del experimento ALICE, la energía transportada por las partículas cercanas a la dirección del haz y depositada en los Calorímetros de cero grados (ZDC), llamada energía de grado cero (E_{ZDC}). La energía E_{ZDC} , está directamente relacionada con N_{spec} , no obstante, la relación monótona entre E_{ZDC} y b es válida solo para eventos centrales (27; 28). Finalmente, la centralidad de cada evento en las interacciones hadrónicas se puede clasificar utilizando la multiplicidad de partículas y la energía del espectador depositada en el ZDC (27).

1.4.3. Evolución espacio-temporal de las colisiones de iones pesados

La figura 1.7 ilustra los principales estados por los que pasa una colisión de iones pesados:

Estado inicial: en este primer estado, en el marco de referencia del CM donde los colisionadores permiten altas energías (21), cada núcleo ultrarelativista incidente viaja en forma de disco contraído de Lorentz. En el caso de núcleos grandes, como Pb o Au, el diámetro del disco es de unos 14 fm y su grosor de unos $14/\gamma$ fm. Cada disco incluye quarks y antiquarks coloreados que son, a su vez, fuentes de campos de color fuertes y de los correspondientes cuantos de campo, los gluones que también llevan color (2).

Estado de pre-equilibrio: en términos de campos y partículas, cuando los dos discos de campos de color transversales que interactúan fuertemente y las cargas de color asociadas se solapan o colisionan, se origina un intercambio de cargas de color entre los discos, y se producen campos de color longitudinales. Esta materia gluónica saturada de

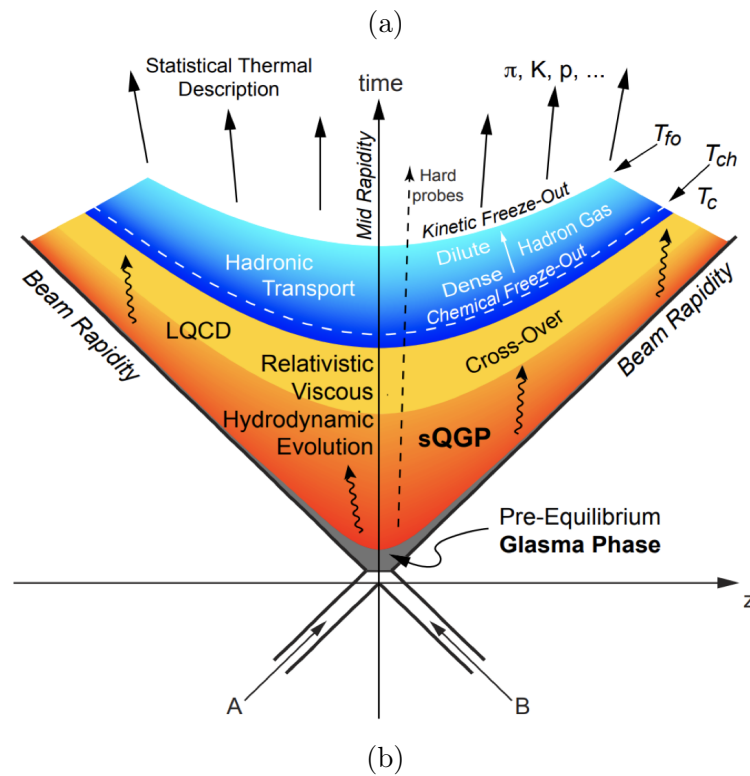
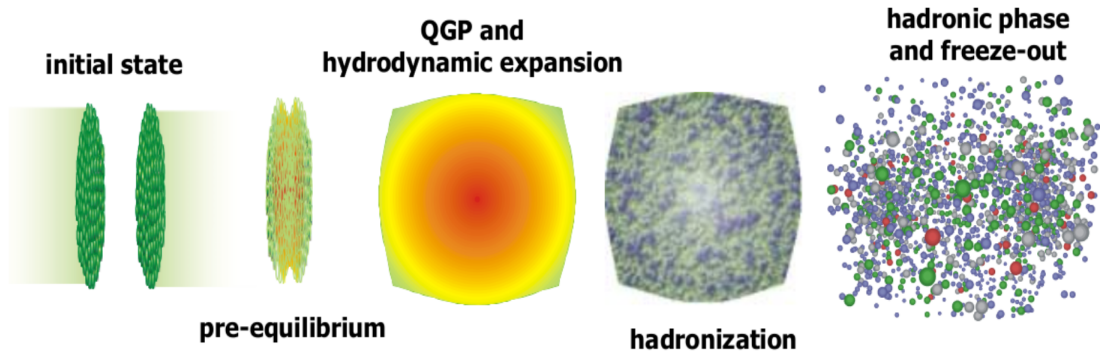


Figura 1.7: (a) Representación esquemática de las distintas etapas de una colisión nuclear ultrarelativista(29). (b) Evolución espacio-tiempo de un sistema creado en la colisión de iones pesados. Los diferentes estados son especificados del lado derecho, mientras que las herramientas teóricas usadas para describirlos se muestran del lado izquierdo. Figura tomada de la referencia (30).

alta densidad energética se puede describir con el llamado Condensado de Vidrio de Color (CGC) (29). Este llena el espacio entre los dos discos que se alejan, reduciendo la energía en los propios discos, que luego decaen gradualmente en pares $q\bar{q}$ y gluones. La mayoría de los partones incidentes pierden algo de energía en este estado donde la mayor parte de las interacciones suelen ser suaves, solo una pequeña fracción sufre interacciones perturbativas duras, cuando los discos se solapan inicialmente, que conducen a una producción de hadrones colimados con alto momento transversal (jets) y/o fotones de alta energía, leptones o pares $Q\bar{Q}$ pesados (2; 29).

Estado de termalización o QGP: el CGC se acerca rápidamente a un régimen hidrodinámico, termalizando en el QGP alrededor del punto donde se produjo la colisión. La evolución de este estado se describe mediante la hidrodinámica viscosa relativista. Tanto para colisiones centrales como periféricas en la región de solapamiento, el proceso de formación de QGP es el mismo, pero para este último, la gota de QGP se forma con una forma inicial aproximadamente lenticular¹⁸ en el plano transversal a diferencia de la forma “circular” de las colisiones centrales. La anisotropía geométrica inicial del QGP da lugar a anisotropías en la presión del fluido hidrodinámico, que a su vez conducen a anisotropías en la velocidad de expansión y, por tanto, en la distribución azimutal del momento de las partículas finales dando lugar a diferentes flujos colectivos (2; 29; 30).

Estado de congelamiento químico: los gradientes de presión del QGP producen una expansión isotrópica, la expansión de este fluido hidrodinámico se mantiene hasta que el sistema cae por debajo de una T_c , cuando la densidad de energía es demasiado baja para permitir que las colisiones inelásticas produzcan nuevas partículas, se alcanza el congelamiento químico, momento en el que tiene lugar el proceso de hadronización¹⁹. Durante este estado se fijan las abundancias relativas de las partículas del evento (2; 30).

Estado de congelamiento cinético: después de la hadronización, la tasa de disper-

¹⁸En forma de almendra.

¹⁹Proceso de formación de hadrones por confinamiento de color a partir de quarks y gluones.

sión disminuye rápidamente y una descripción cinética se vuelve más apropiada que la hidrodinámica. Posteriormente, los hadrones continúan dispersándose elásticamente hasta que alcanzan la temperatura de congelamiento cinético (T_{fo}), donde se desacoplan y fluyen libremente hacia los detectores (30).

En los experimentos de años recientes, nuevos conocimientos (que vayan más allá de la comprensión de la dinámica de las colisiones ultrarelativistas) pueden obtenerse del estudio en diferentes regímenes que involucran la variación de la energía y el tipo de núcleos que colisionan. Las demás cantidades geométricas deben inferirse lo mejor posible o según sea necesario, evento por evento, a partir del resultado observado de la colisión (2).

1.4.4. Detección de señales del QGP

Debido al confinamiento y a su corto tiempo de vida (10^{-21} - 10^{-20} s)(31) la observación directa del QGP es imposible. La estrategia experimental para sondear el diagrama de fases de la QCD es mediante la variación de la energía de colisión y el tamaño del sistema buscando discontinuidades en la función de excitación de observables sensibles a las propiedades del QGP. Durante las últimas décadas se propusieron numerosas señales experimentales que muestran indicios de la presencia del QGP en colisiones A-A a partir de estudios hechos en los colisionadores RHIC y LHC . En la siguiente sección, solo se esbozarán brevemente algunas de ellas; para una discusión más detallada, véase (3; 32; 31).

Flujo radial: en la sección anterior se precisó que los gradientes de presión, que suelen ser mayores en el plano de reacción ²⁰, dan lugar a diferentes flujos colectivos. En el caso de colisiones centrales, el flujo radial es el único tipo posible de flujo transversal permitido dada la simetría. La búsqueda de este flujo en sistemas de iones pesados sigue el modelo Boltzmann - Gibbs Blast - Wave (BGBW) basado en cómo se ven afectados los espectros del momento transversal de una partícula cargada²¹ (véase figura 1.8) (18; 34) donde los

²⁰Plano definido por b y el eje del haz.

²¹Los espectros del momento transversal de las partículas cargadas son de las primeras y más importantes medidas en las colisiones de alta energía ya que revelan la dinámica del sistema producido, incluyendo la temperatura y el grado de expansión colectiva del sistema(33).

modelos de dos componentes se han utilizado para ajustar los espectros ya que no existe un enfoque teórico único que pueda describir simultáneamente la producción de hadrones a bajo y alto p_T . La parametrización de ambos regímenes de producción se hace mediante la suma de una distribución exponencial (como la de Boltzmann) y una distribución de potencia

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = A_e \exp\left(\frac{-E_{T_{\text{kin}}}}{T_e}\right) + \frac{A}{\left(1 + \frac{p_T^2}{T^2}\right)^N} \quad (1.13)$$

En la ecuación 1.13 $E_{T_{\text{kin}}} = \sqrt{p_T^2 + m^2} - m$, m es igual a la masa del hadrón producido y A_e , A , T_e , T y N son los parámetros libres que deben determinarse por el ajuste a los datos. Se ha demostrado que en este enfoque los datos de colisión de iones pesados son descritos de manera eficaz cuando el término exponencial se sustituye por la fórmula Blast - Wave, la cual toma en cuenta la expansión hidrodinámica del sistema de colisión (35), para ello se supone un equilibrio térmico local y que el sistema producido se expande colectivamente con un campo de velocidad común que sufre un enfriamiento instantáneo a una temperatura de enfriamiento cinética (T_{kin}) y una velocidad de flujo radial transversal común en la superficie de congelación ($\beta_T(r)$) (36)

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} \propto \int_0^R r dr m_T \mathbf{I}_0\left(\frac{p_T \text{Sinh} \rho}{T_{\text{kin}}}\right) \mathbf{K}_1\left(\frac{p_T \text{Cosh} \rho}{T_{\text{kin}}}\right) \quad (1.14)$$

En 1.14 $\rho = \tanh^{-1} \beta_T$, \mathbf{I}_0 y \mathbf{K}_1 son las funciones modificadas de Bessel, $\beta_T = \beta_s \left(\frac{r}{R}\right)^n$ con $\beta_s = \frac{(n+2)}{2} \langle \beta_T \rangle$ la velocidad superficial, R es el radio más externo del sistema y n el parámetro que describe la forma del perfil. Debido a la suposición del equilibrio térmico local el modelo BGBW es más eficaz para describir espectros a bajo p_T ($< 2 - 3 \text{ GeV}/c$); a alto p_T los procesos perturbativos de la QCD, dominados por la producción de jets, comienzan a hacer contribuciones visibles y, en consecuencia, se ha observado una desviación de las distribuciones habituales de tipo Boltzmann; por ello se usa la combinación del modelo BGBW a bajo p_T y una ley de potencia a alto p_T (33; 34; 37).

Algo que es importante mencionar es que las señales relevantes de la colectividad pueden extraerse mejor de las partes de bajo p_T , pero se sabe que para algunas especies, en

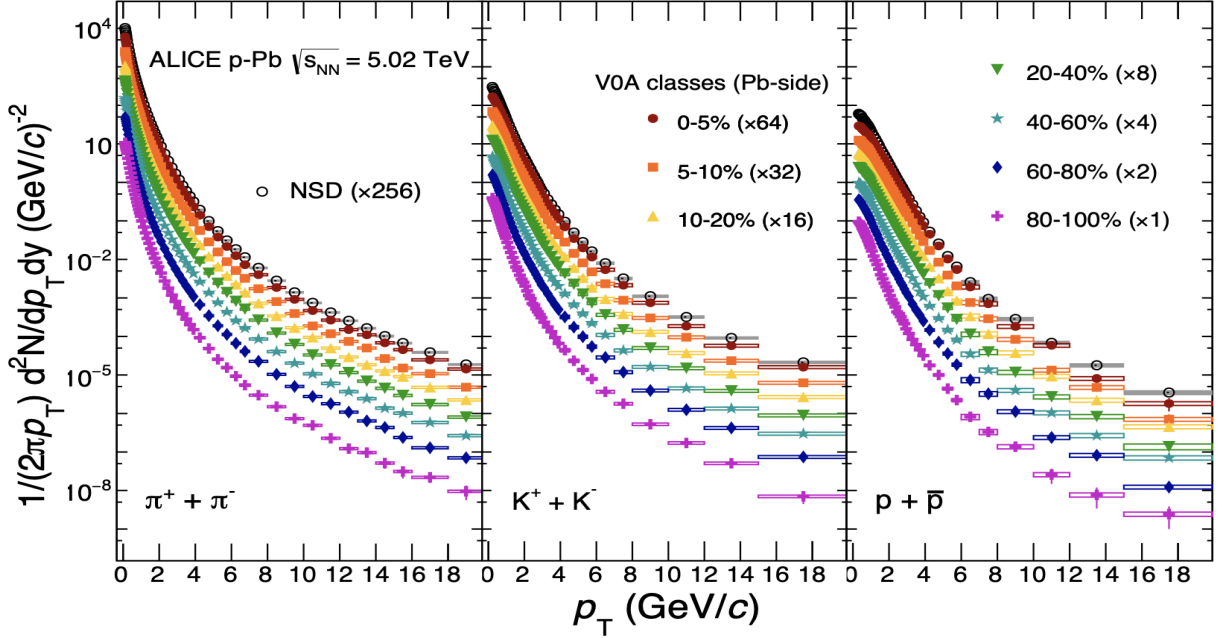


Figura 1.8: Espectros del momento transversal de piones cargados (izquierda), kaones (centro) y (anti)protones (derecha) medidos en colisiones $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Figura tomada de la referencia (38).

particular para los piones, se tienen grandes contribuciones de decaimientos de resonancias y, por tanto, los valores de los parámetros del ajuste se vuelven sensibles al rango de ajuste utilizado, por ello, en estudios anteriores de espectros de piones procedentes de colisiones de iones pesados, el corte inferior del p_T se fijó a 0.5 GeV/ c (34), corte que es utilizado en este análisis para los espectros de todas las especies.

Flujo anisotrópico: considerando colisiones periféricas la anisotropía espacial se convierte en una anisotropía del p_T denominada flujo elíptico. Experimentalmente, los movimientos colectivos dependientes del ángulo azimutal²² se suelen analizar en términos de una expansión de Fourier con respecto al plano de reacción como se muestra en la ecuación 1.15 (3; 32)

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\varphi - \Psi_n)) \right) \quad (1.15)$$

donde Ψ_n es el ángulo del plano de reacción que fluctúa en cada evento y v_n corresponde al n -ésimo coeficiente de flujo. Los coeficientes se identifican como v_1 (flujo radial), del

²²Ángulo de las partículas producidas con respecto al plano de reacción (φ).

que se habló anteriormente, v_2 (flujo elíptico), v_3 (flujo triangular) y v_4 (flujo cuadrangular). Para las colisiones semicentrales cerca de la región donde $y = 0$ (39), el coeficiente de flujo dominante es v_2 . En la práctica toda la información conocida sobre los coeficientes de flujo se infiere de correlaciones azimutales. (40; 41).

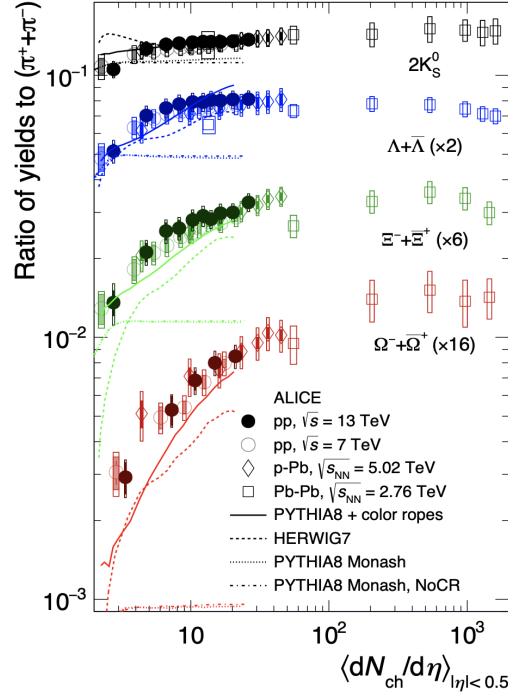


Figura 1.9: Relación entre la producción de partículas integrada del p_T de hadrones extraños con respecto al de los piones ($\pi^+ + \pi^-$) en función de $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ para colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb a las energías del LHC del CERN. Las distintas líneas representan predicciones de diferentes generadores de MC para colisiones pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Figura tomada de la referencia (42).

Aumento de la extrañeza: el aumento de la extrañeza en colisiones A-A se propuso como una de las características clave en la búsqueda del sQGP (32). En las colisiones pp o de iones pesados, los constituyentes de los nucleones que colisionan son quarks ligeros (u, d), sin embargo, en el estado final se observan hadrones formados por u, d y otros sabores de quarks más pesados, entre ellos los quarks extraños (s). En equilibrio, dado que la temperatura del sQGP es mayor que la masa de un quark extraño, los quarks y antiquarks extraños pueden producirse abundantemente a través de varios procesos que conducen a un aumento de la extrañeza. Estos procesos son la creación de sabores ($qq \rightarrow s\bar{s}, gg \rightarrow s\bar{s}$), la

división de gluones ($g \rightarrow s\bar{s}$) y la excitación de sabores ($qs \rightarrow qs, gs \rightarrow gs$). Este aumento puede ser estudiado a partir de la comparación entre la producción de piones (partícula que no posee un quark s) y de partículas con un quark s como constituyente(33). Los resultados de la figura 1.9 muestran que las colisiones pp y p-Pb de alta multiplicidad exhiben grados similares de aumento de extrañeza como las colisiones Pb-Pb.

Atenuación del jet: como se mencionó anteriormente las colisiones partónicas más energéticas producen jets. Antes de que los partones iniciales se fragmenten formando los jets, los partones de alto p_T dispersados atraviesan el sQGP perdiendo energía mediante colisiones y procesos radiativos efecto que es conocido como atenuación del jet o jet quenching. Dentro de la QCD la pérdida de energía por colisión se debe a la dispersión elástica entre el partón primario inicial y un partón del medio denso de color y se espera que dependa linealmente con el camino libre medio del partón inicial, mientras que la pérdida de energía radiativa tiene lugar debido a la radiación de los gluones. Este fenómeno parece no estar presente en colisiones pp donde se observan dos jets colineales, mientras que en las colisiones A-A se observa una supresión de uno de los jets. De este modo la atenuación del jet se ha estudiado midiendo el llamado factor de modificación nuclear (R_{AA}), definido a partir de la relación de la producción de partículas individuales normalizada en las colisiones pp y A-A (32):

$$R_{AA} = \frac{\frac{d^2 N_{AA}}{dy dp_T}}{\langle N_{\text{coll}} \rangle \frac{d^2 N_{PP}}{dy dp_T}} \quad (1.16)$$

Se espera que la ecuación 1.16 sea consistente con la unidad en ausencia del medio denso de color. El efecto de la atenuación del jet en las colisiones A-A se hace más prominente en las reacciones más centrales y de mayor multiplicidad a medida que aumenta la trayectoria media en el medio atravesado por los partones(2), un ejemplo de esto se muestra en la figura 1.10, donde para colisiones Au-Au se observa una fuerte supresión de la producción de hadrones ligeros ($R_{AA} < 1$) a alto p_T , mientras que el $R_{AA} < 1$ de los fotones directos²³ es consistente con la unidad ya que estos no interactúan a través de la fuerza fuerte.

²³Fotones producidos en todas las etapas de la evolución del sistema, exceptuando a los procedentes de desintegraciones hadrónicas.

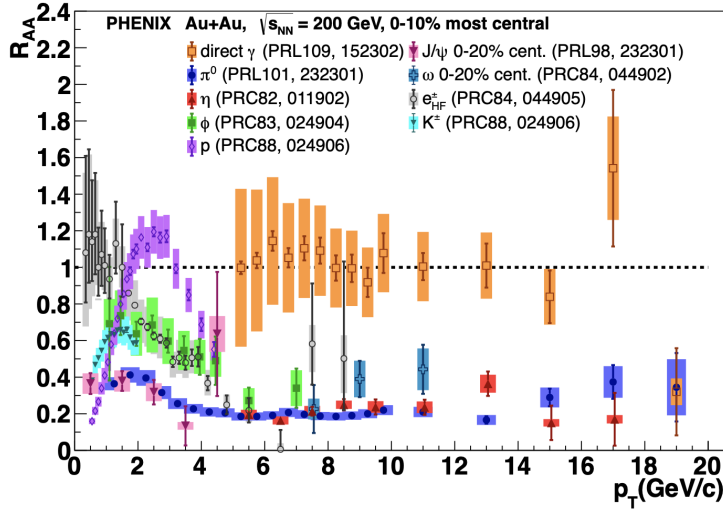


Figura 1.10: Factor de modificación nuclear R_{AA} para diferentes partículas en función del momento transversal en colisiones Au–Au a $s_{NN} = 200$ GeV en el experimento PHENIX del RHIC. Figura tomada de la referencia (32).

1.5. Sistemas pequeños

Las señales que indican la formación de QGP en colisiones de iones pesados (como Au o Pb) a energías ultrarelativistas han sido ampliamente estudiadas y solían ser comparadas con mediciones hechas en colisiones pp donde no se habían encontrado indicios de la formación de QGP. Recientemente, datos experimentales de sistemas pequeños en el LHC también han mostrado muchas de las características del comportamiento encontrado en las colisiones de núcleos pesados, como la colectividad, observando un flujo elíptico en colisiones de alta multiplicidad, y el aumento de la extrañeza, que podrían ser explicados a partir de la formación del sQGP. Esto abre el camino para buscar señales del sQGP en eventos pp de alta multiplicidad a las energías del LHC (32; 33; 37; 41).

A pesar de las similitudes de los sistemas pequeños con las colisiones de iones pesados, la formación del sQGP sigue siendo un tema de debate ya que hasta ahora no se han observado señales de la atenuación del jet (2; 41). En este sentido, para comprender los sistemas de colisiones pequeñas refinando la búsqueda del QGP se utilizan técnicas que involucran al UE, definiendo cantidades que se espera que sean sensibles a la atenuación del jet. La influencia de las interacciones partónicas múltiples (MPI, por su siglas en inglés)

para producir efectos parecidos al sQGP fue propuesta por investigadores del ICN(43) por lo que en esta tesis se hace un análisis en función de un clasificador de eventos sensible a las MPI que parecen ser una alternativa para explicar el origen de los fenómenos colectivos presentes en colisiones pp y p—Pb.

1.6. Evento subyacente

En una colisión hadrón-hadrón además de las partículas que se originan a partir de la dispersión partónica dura son inevitables las partículas adicionales de bajo p_T procedentes de la ruptura del protón (“remanentes del haz”) y de otras dispersiones denominadas MPI. Comprender y modelar con precisión las dispersiones suaves adicionales es vital para garantizar una interpretación adecuada de tales procesos duros en colisionadores hadrónicos, por tal motivo, para describir la naturaleza suave en la evolución de un evento de dispersión dura se suele separar la región cinemática que contiene los productos de fragmentación de la dispersión partónica principal de la parte restante (UE), que también suele contener partículas de la radiación de estado inicial (ISR) y final (FSR) relacionadas con la interacción dura. En consecuencia, se definen tres regiones a partir del ángulo azimutal relativo, $|\Delta\varphi| = \varphi - \varphi^{\text{trig}}$, a la dirección de la partícula líder como se muestra en la figura 1.11 (44).

Dado que es imposible separar de forma exclusiva el UE del proceso de dispersión dura evento por evento, las tres regiones topológicas tienen contribuciones del UE (45). La región cercana ($|\Delta\varphi| < 60^\circ$) contiene, además, al jet principal; la región lejana ($|\Delta\varphi| > 120^\circ$) involucra a los fragmentos del jet de retroceso. En general, en estas dos regiones predomina la producción de partículas del proceso duro, por tanto, son relativamente insensibles al UE más blando. Por el contrario, la región transversal ($60^\circ < |\Delta\varphi| < 120^\circ$) es más sensible al UE ya que esta región está menos afectada por las contribuciones de la dispersión más dura. Los observables definidos dentro de esta zona son el objetivo principal de las mediciones del UE (46). La actividad del UE está dominada por las MPI, razón por la cual, su análisis permite estudiar simultáneamente las interacciones partónicas múltiples.

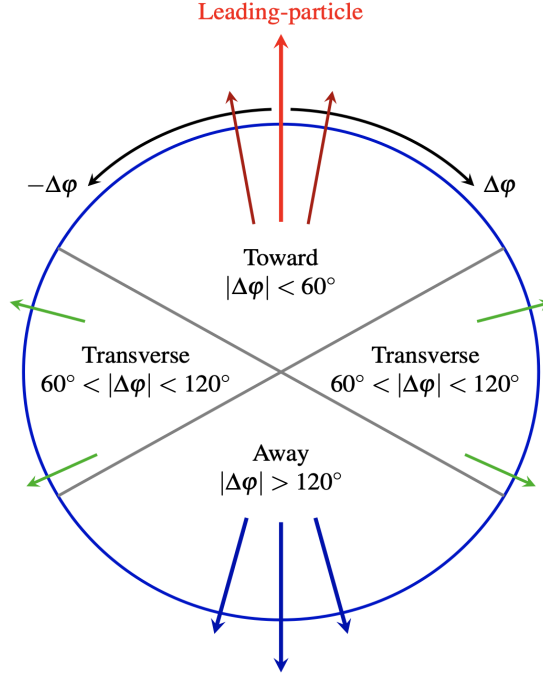


Figura 1.11: Representación esquemática de las regiones topológicas cercana (toward (NS)), lejana (away (AS)) y transversal (transverse (TS)) en colisión de dos iones pesados. Figura tomada de la referencia (44).

1.7. Clasificador de actividad transversal relativa

Se espera que si el sQGP produce los efectos que vemos en sistemas pequeños, entonces, se debe observar la atenuación del jet. En este contexto, la actividad del UE en la región transversal puede utilizarse para construir un clasificador de actividad del evento con baja sensibilidad al proceso duro estudiado, que en comparación con los clasificadores inclusivos puede reducir los efectos de autocorrelación triviales. Con esto en mente, se define al R_T como la medición de la distribución de la multiplicidad en la región transversal normalizada a su media 1.17 (44)

$$R_T = \frac{N_{\text{ch}}^{\text{TS}}}{\langle N_{\text{ch}} \rangle} \quad (1.17)$$

Se sabe que por encima de cierto umbral en el p_T ($p_T > 8 - 10 \text{ GeV}/c$) la multiplicidad promedio de partículas primarias²⁴ cargadas en la región transversal ($\langle N_{\text{ch}}^{\text{TS}} \rangle$) tiene una

²⁴La definición del experimento ALICE indica que las partículas cargadas primarias se definen como todas las partículas de estado final, incluyendo los productos de desintegración, excepto los procedentes de desintegraciones débiles de partículas extrañas (47), dichas partículas se producen en el punto nominal

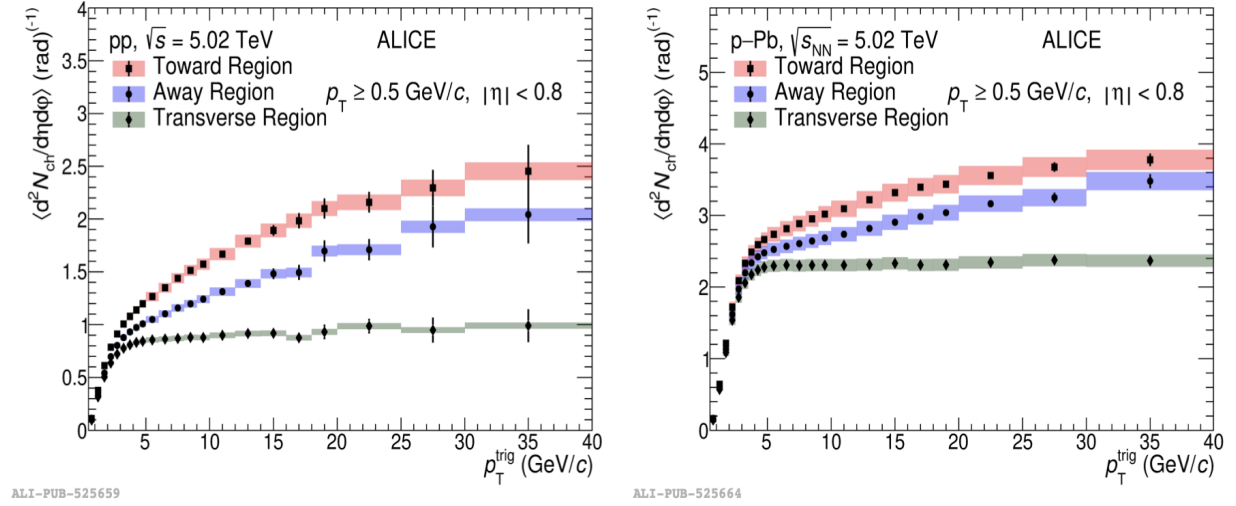


Figura 1.12: N_{ch} como función de p_T^{trig} en las tres regiones topológicas en colisiones pp (izquierda) y p-Pb (derecha) a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Figura tomada de la referencia (48).

menor dependencia del p_T^{trig} , por esa razón, el estudio realizado en esta tesis se enfoca en eventos por arriba de dicho umbral y se clasifica a los eventos con una partícula líder en el rango $8 < p_T^{trig} < 15$ GeV/c. El límite superior está en concordancia con resultados experimentales existentes que también garantizan un régimen en el que las correlaciones tipo jet dominan sobre los efectos de tipo colectivo (43). En la figura 1.12 se puede apreciar el espectro de N_{ch}^{TS} .

1.8. Generadores de eventos Monte Carlo

Utilizando la discretización del espacio y del tiempo, como lo sugiere la LQCD, resulta ser que el muestreo para la mayoría de las cantidades en este espacio se realiza mediante métodos de MC (25; 49). La técnica de MC consiste en un proceso estocástico numérico que permite la simulación de variables aleatorias gobernadas por funciones de densidad de probabilidad complicadas, en la práctica se utilizan números pseudoaleatorios $((0, 1))$ (49). Esta técnica es usada en los generadores Monte Carlo de propósito general (GPMC) que brindan simulaciones detalladas de eventos en colisiones de alta energía. Estos son usados junto con simulaciones del detector para estimar la respuesta del detector en la colisión de interacción.

permitiendo realizar el análisis de datos correspondiente.

Los generadores permiten modelar la QCD desde escalas de distancia muy cortas, usando teoría de perturbaciones, hasta escalas típicas de formación y desintegración de hadrones, donde los fenómenos hadrónicos blandos tienen que ser tratados utilizando enfoques fenomenológicos y dependen de cada generador (12). A continuación se hablará de los generadores de eventos PYTHIA 8, EPOS LHC y HIJING que fueron usados para modelar colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb, respectivamente.

PYTHIA 8: es uno de los generadores de eventos más utilizados con énfasis en las interacciones pp(50). En PYTHIA, la generación de eventos parte de descripciones partónicas de la pQCD de bajo orden (LO o NLO), posteriormente se incluyen correcciones más significativas (14). En este trabajo, se utilizó el Tune²⁵ Monash 2013 que tiene como parametrización predeterminada el modelo basado en las MPI y reconexión por color (CR), los cuales usan cuerdas de color (51). La CR se sustenta en la minimización de la longitud de la cuerda(49), es decir, en las colisiones con varias MPI²⁶, las cuerdas largas individuales conectadas a los remanentes del haz son reemplazadas por cuerdas adicionales más cortas que conectan partones de diferentes MPIs. Este mecanismo se introdujo para reproducir el aumento del momento transversal medio con la multiplicidad observado en los datos (44). En el modelo de MPI a bajos p_T , se tienen en cuenta los efectos de apantallamiento del color, razón por la cual, se introduce un corte (p_{T0}) que amortigua la sección transversal QCD para $p_T \ll p_{T0}$. Los procesos partónicos siguientes calculables en la pQCD son la ISR y FSR intercaladas con MPI, y la estructura de los remanentes del haz. Después de esto, se obtiene una estructura partónica realista incluyendo jets y actividad del UE. El mecanismo de hadronización se basa en el modelo de fragmentación de cuerdas de Lund(50), seguido de las desintegraciones de las partículas inestables.

EPOS LHC: el generador de eventos EPOS puede ser utilizado en la simulación de

²⁵Conjunto particular de parámetros que determinan el comportamiento de los modelos físicos (49).

²⁶El número de MPI en este modelo depende del parámetro de impacto de la colisión pp.

colisiones pp, p–A y A–A. El proceso de generación de eventos está basado en la teoría de dispersión múltiple de Gribov Regge²⁷, la pQCD y el modelo de cuerdas de Lund (52). Una dispersión elemental corresponde a un partón primario, que contiene una dispersión dura (pQCD), incluyendo ISR y FSR. La hadronización de cuerdas en EPOS se basa en la densidad local de segmentos de cuerdas por unidad de volumen con respecto a un parámetro de densidad crítica. Cada cuerda se clasifica como una región coronal de baja densidad o una región de núcleo de alta densidad (enfoque núcleo-corona(50)). Evento a evento, los segmentos de cuerda en las regiones de baja densidad se hadronizan de forma normal e independiente, creando la región coronal, mientras que los segmentos de cuerda en las regiones de alta densidad crean un núcleo sujeto a evolución hidrodinámica, es decir, su hadronización incluye aportaciones adicionales de los efectos de flujo longitudinal y radial (44; 53).

HIJING: este generador de eventos hace hincapié en los mini jets en las interacciones pp, p–A y A–A a energías de colisión en un rango de 5 GeV a 2 TeV. Incorpora efectos nucleares, como geometría de la colisión, atenuación del jet, colisiones múltiples, entre otros. Además, utiliza PYTHIA para la producción del jet duro mientras que los jets de haz suave se modelan siguiendo el modelo de Lund y el modelo de doble partón (DPM). Por otro lado, se incluyen intercambios múltiples de bajo p_T entre los constituyentes de los puntos finales para modelar las interacciones del estado inicial. Las cuerdas excitadas se descomponen según el código del programa ARIADNE (54; 39).

²⁷Teoría de campo efectiva que usa conceptos de la QCD en la que las interacciones elementales entre las partículas constituyentes de los nucleones/núcleos se da a través de intercambios de objetos paramétricos llamados Pomerones que tienen los números cuánticos del vacío. En ella, las colisiones elementales se tratan como una suma de contribuciones suaves, semiduras y duras(50).

Capítulo 2

El experimento ALICE

El LHC es el acelerador de partículas más grande y potente del mundo. Fue construido por el CERN entre 1998 y 2008 en colaboración con más de 10,000 científicos de más de 100 países alrededor del mundo. Se encuentra en un túnel de 27 kilómetros de circunferencia a una profundidad máxima de 175 metros bajo tierra, debajo de la frontera entre Francia y Suiza, cerca de Ginebra (55). Su función primordial es hacer colisionar haces de partículas de alta energía en el punto de interacción de uno de sus cuatro principales experimentos: ALICE, ATLAS, CMS y LHCb (56).

El experimento ALICE tiene como objetivo principal caracterizar las propiedades físicas de la materia sQGP creada en colisiones de núcleos de alta energía, además de permitir colisiones de sistemas pequeños. Un esquema general de los detectores del experimento ALICE se muestran en la figura 2.1. El aparato tiene unas dimensiones globales de $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$ y un peso aproximado de 10000 t. Consta de diecisiete sistemas de detectores que se dividen en tres categorías: detectores del barril central que detectan hadrones, electrones y fotones; detectores delanteros y el espectrómetro de muones. El barril central se encuentra dentro de un imán solenoide que perteneció al experimento L3¹ con un campo magnético de $B = 0.5 \text{ T}$ y cubre ángulos polares de 45° a 135° (57; 58). En particular, este trabajo se centra en la medición del momento de partículas cargadas, por lo que, nos enfocaremos en

¹El experimento L3 fue uno de los cuatro grandes detectores del gran colisionador de electrones y positrones (LEP).

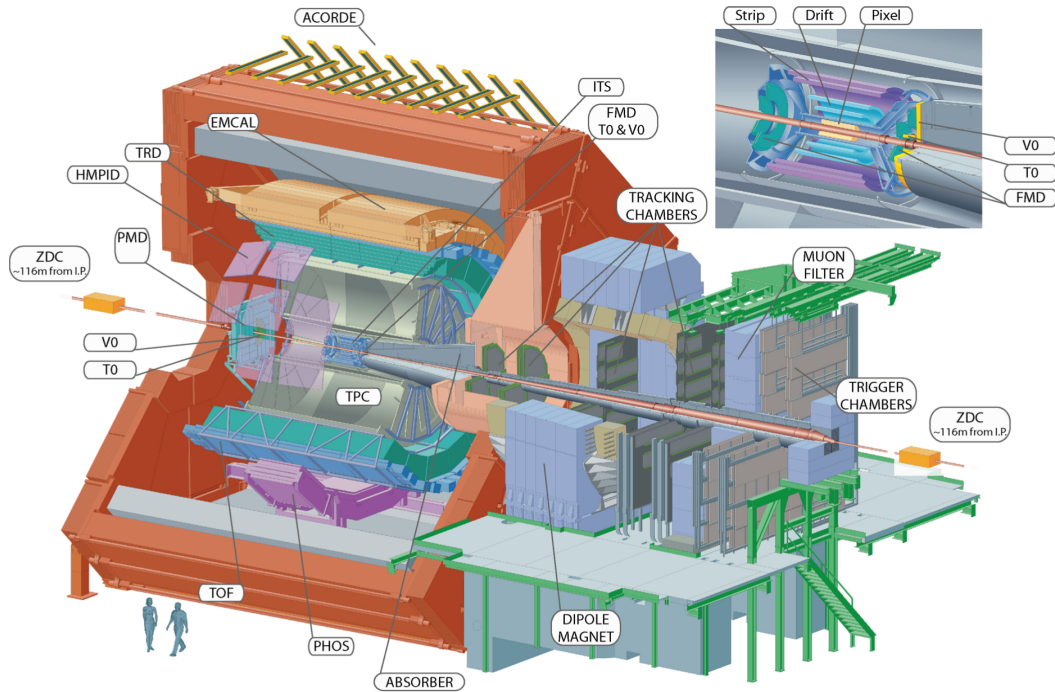


Figura 2.1: Detectores del experimento ALICE. Figura tomada de la referencia (56).

profundizar en los detectores ITS y TPC que son los principales detectores de seguimiento de partículas cargadas de ALICE, asimismo, se hablará del detector de disparo V0. En la Tabla 3.1 se muestra un resumen de las características de estos detectores.

2.1. Sistema interno de trayectorias (ITS)

Este detector se encarga de reconstruir el vértice primario con una resolución superior a $100 \mu\text{m}$ y de reconstruir los vértices secundarios a partir de las desintegraciones de los hiperones y de los mesones D y B . De igual modo, se utiliza para rastrear e identificar partículas con $p_T < 200 \text{ MeV}/c$, mejorando el momento y la resolución angular obtenida con base en la reconstrucción hecha por el TPC, ya que permite reconstruir partículas que atraviesan regiones muertas de este último (58). El ITS, para la corrida 1 y 2 del LHC⁴, consta de seis capas cilíndricas de seguimiento de silicio (Si) que van en el siguiente

⁴Durante el segundo apagado largo (LS2) del LHC, antes de iniciar la corrida 3, este detector fue sustituido por un nuevo detector de siete capas de 12,500 millones sensores monolíticos de píxeles activos (MAPS) implementado con tecnología de imagen CMOS (59; 60; 61).

Detector	Aceptancia		Posición (cm)	Tecnología	Propósito principal
	Polar	Azimutal			
SPD*	$ \eta < 2.0$	completa	$r = 3.9, z = 14.1$	Píxel de Si	Seguimiento, Vértice
	$ \eta < 1.4$	completa	$r = 7.6, z = 14.1$	Píxel de Si	Seguimiento, Vértice
SDD*	$ \eta < 0.9$	completa	$r = 15.0, z = 22.2$	Deriva de Si	Seguimiento, PID ²
	$ \eta < 0.9$	completa	$r = 23.9, z = 29.7$	Deriva de Si	Seguimiento, PID
SSD*	$ \eta < 1.0$	completa	$r = 38.0, z = 43.1$	Tira de Si	Seguimiento, PID
	$ \eta < 1.0$	completa	$r = 43.0, z = 48.9$	Tira de Si	Seguimiento, PID
TPC	$ \eta < 0.9$	completa	$85 < r < 247$	Deriva de Ne+MWPC ³	Seguimiento, PID
V0	$2.8 < \eta < 5.1$	completa	$z = 329$	Centellador	Partículas cargadas
	$-3.7 < \eta < 1.7$	completa	$z = -88$	Centellador	Partículas cargadas

Tabla 2.1: Detectores usados en el análisis. Las coordenadas transversales (r) y longitudinales (z) se miden con respecto al punto de interacción 2 del ALICE (IP2). El eje z apunta a lo largo del haz del LHC en sentido antihorario. Los detectores marcados con un asterisco (*) forman parte del detector ITS (57; 58).

orden desde el punto de interacción (IP): dos detectores de píxeles de silicio (SPD), dos detectores de deriva de silicio (SDD) y dos detectores de banda de silicio (SSD), véase figura 2.2. Además del rastreo de partículas, el SDD y el SSD realizan la identificación de las partículas cargadas a través de la medición de la pérdida de energía de ionización específica dE/dx ; característica que le da al ITS la capacidad de funcionar como espectrómetro de partículas de bajo p_T . Además, el SPD contribuye a la definición de disparo del experimento (62).

SPD: este detector constituye las dos capas más internas del ITS, siendo un elemento fundamental para la determinación de la posición del vértice primario, así como también, para la medición de b de las trazas secundarias originadas por los decaimientos débiles de los quarks s , c y b . Se ubica en una región de alta radiación con una densidad de trazas mayor a 50 trazas/cm². Cabe destacar que ambas capas consisten de una matriz bidimensional (escalera de sensores) de diodos detectores de Si de polarización inversa unidos a 5 chips de lectura. La matriz incluye 256×160 celdas que miden $50 \mu\text{m} \times 425 \mu\text{m}$ con un umbral de $1000e$ (58; 39).

SDD: constituye las dos capas intermedias de ITS donde se estima que la densidad de partículas cargadas alcance hasta 7 cm^{-2} . Fue hecho a partir de Si homogéneo de alta resistividad ($3\text{k}\Omega\text{m}$) y $300 \mu\text{m}$ de espesor dopado por transmutación de neutrones (NTD).

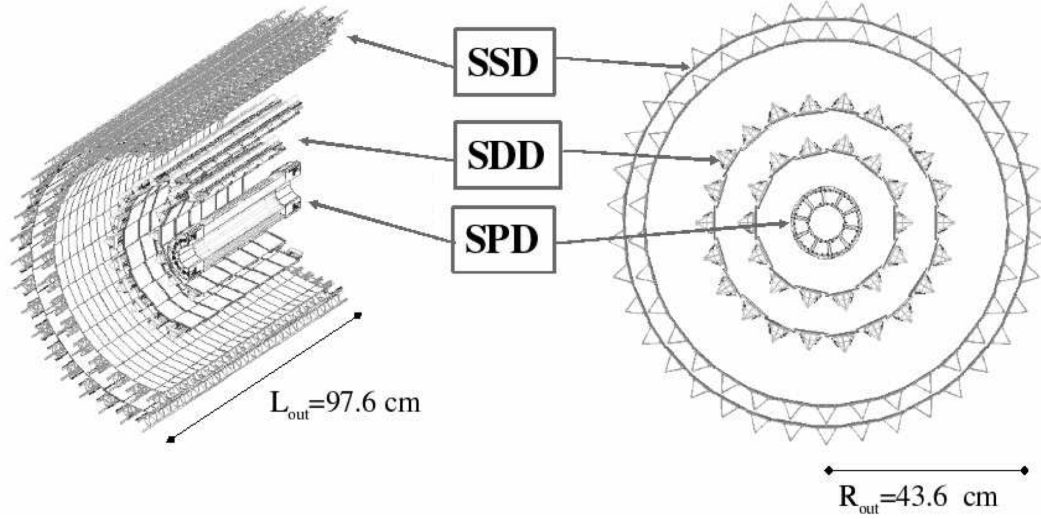


Figura 2.2: Capas del detector ITS (58).

Está formado por un detector de deriva y su electrónica de entrada (62). Las capas tienen un área sensible de $70.17 \times 75.26 \text{ mm}^2$ de un área total de $72.50 \times 87.59 \text{ mm}^2$. La zona sensible se divide en dos regiones de deriva, en las que los electrones se mueven en direcciones opuestas, mediante un cátodo central que se mantiene a un voltaje nominal de entre -1.65 kV y -2.4 kV (58).

SSD: conforma las capas exteriores del ITS, siendo cruciales para las coincidencias de trazas con el TPC, proporcionando una medición bidimensional de la posición de la traza. El sistema está optimizado para una masa baja a fin de minimizar la dispersión múltiple. Las dos capas utilizan detectores de tiras de Si de doble cara. Los módulos de detección constan de un sensor conectado a dos híbridos⁵ con seis chips HAL25⁶ (58; 39) cada uno para la lectura de la señal (62).

2.2. Cámara de proyección de tiempo (TPC)

El TPC es el detector principal de seguimiento del barril central, proporciona mediciones del momento de las partículas cargadas cubriendo un rango de $0.15 < p_T < 100$

⁵Componentes del módulo SSD formados por un circuito flexible de dos capas cada una de ellas con trazas de aluminio de $30 \mu\text{m}$ de grosor sobre poliimida de $20 \mu\text{m}$ (63).

⁶El HAL25 es un ASIC mixto de bajo ruido, bajo consumo de energía y resistente a la radiación(64).

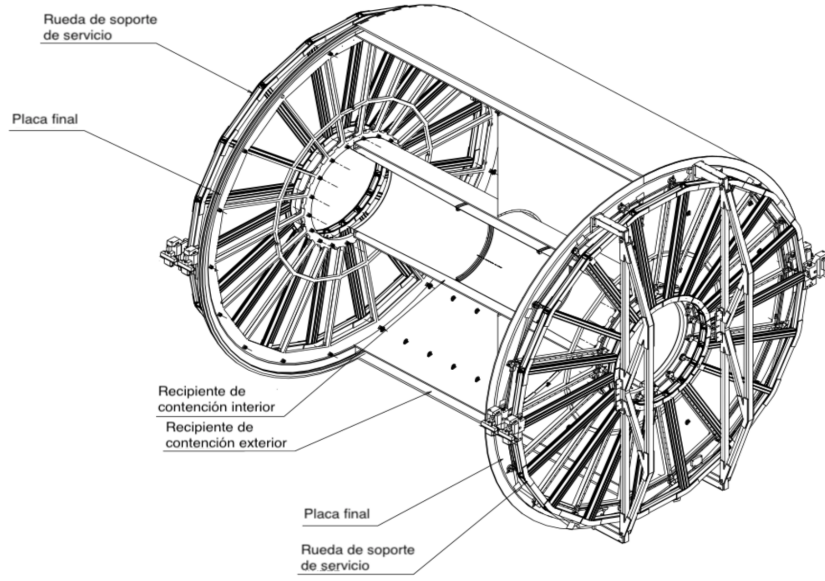


Figura 2.3: Vista en 3D del detector TPC (58).

GeV/ c . Además, ayuda en la identificación de partículas mediante la medición de la pérdida de energía de ionización específica dE/dx , como en el caso del SDD y SSD, y en la determinación de vértices.

Por otro lado, este detector cilíndrico, mostrado en la figura 2.3, cuenta con un volumen activo de 85 cm de radio interior, un radio exterior de 250 cm y una longitud total de 500 cm (58). El detector tiene un volumen de deriva de 90 m^3 lleno de Ne/CO₂/N₂ (85.7/9.5/4.8) y está dividido en dos partes por el cátodo central, que se mantiene a -100 kV . Esta mezcla es necesaria para transportar los electrones primarios a una distancia de hasta 2.5 m a ambos lados del electrodo central hasta las placas finales de los extremos que están equipadas con cámaras proporcionales multialambre (MWPC),⁷ instaladas en las capas laterales de la cámara principal en 18 arreglos trapezoidales, segmentadas en cámaras de lectura interna (IROC) y externa (OROC) (39; 57).

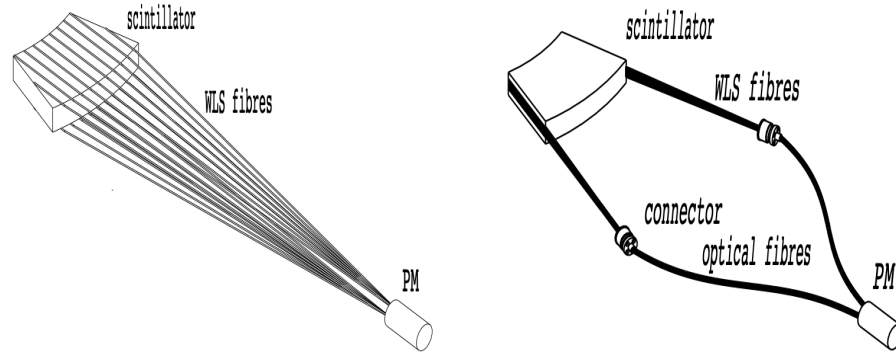


Figura 2.4: Esquema de los elementos de detección del V0A(izquierda) y del V0C(derecha) (58).

2.3. Detector V0

El detector V0 es un detector de ángulo pequeño compuesto por dos conjuntos de contadores de centelleo de plástico segmentados denominados V0A y V0C, que se instalan a ambos lados del punto de interacción. Este detector tiene varias funciones: se utiliza principalmente para medir partículas cargadas, sirve como disparador de sesgo mínimo para los detectores del barril central en colisiones pp y A–A, para el rechazo de fondo entre el haz y el gas del detector y para la determinación de la centralidad, a través de la multiplicidad registrada en el evento y el ángulo del plano de los eventos en las colisiones Pb–Pb.

Para la activación de los disparadores (triggers), a saber, el disparador de sesgo mínimo (conocido como “minimum bias” o MB⁸), el disparador de multiplicidad (MT), el disparador semicentral (CT1) y el disparador central (CT2), se necesitan señales de ambos arreglos, las cuales vienen dadas por partículas procedentes de colisiones iniciales y de interacciones secundarias.

Ambos arreglos del V0 están compuestos de 32 contadores elementales distribuidos en cuatro anillos que se dividen en ocho sectores de 45° cada uno. Estos últimos consisten

⁷Los detectores de lectura de las dos placas terminales han sido reemplazados por detectores basados en los Multiplicadores de Electrones de Gas (GEM) (60).

⁸Interacción en un colisionador de hadrones que ocurre entre quarks y gluones de baja energía y, por lo tanto, no generan estados de masa elevada (65). Además, son eventos que pasan un conjunto mínimo de requisitos que aseguran que una interacción inelástica ha ocurrido.

de un material de centelleo BC4041 de 2.5 cm y 2.0 cm de grosor para V0A y V0C, respectivamente, unido a fibras de desplazamiento de longitud de onda (WLS) BCF9929A de 1 mm de diámetro que guían la luz a un sistema fotomultiplicador H6153-70MOD de Hamamatsu, como se muestra en la figura 2.4 (58; 39).

Capítulo 3

Metodología

Como parte del proyecto “fuera de línea” (Offline) del experimento ALICE, el cual tiene como objetivo el desarrollo y funcionamiento del framework para el tratamiento de datos (58), se hace uso de la red de computación LHC mundial, generalmente conocida como GRID, la cual es una colaboración global de centros informáticos que permite proporcionar recursos para almacenar, distribuir y analizar los petabytes de datos generados por el LHC (66). En esta arquitectura el usuario interactúa con GRID a través de la interfaz de usuario (UI) AliEn, que se monitorea usando el framework MonALISA.

El framework fuera de línea usado por ALICE se llama AliRoot cuya implementación se basa en técnicas de programación orientada a objetos y en el sistema ROOT, complementado por la UI AliEn para acceder a GRID. AliRoot se usa para simular, alinear, calibrar, reconstruir, visualizar y analizar los datos experimentales. En él la simulación de la respuesta del detector se hace a través del código de transporte GEANT3 (58).

Para la ejecución del análisis, dentro del repositorio MonALISA, se utilizaron los siguientes conjuntos de datos:

pp, $\sqrt{s} = 5.02$ TeV: se estudiaron datos registrados en 2015, se analizaron archivos ESD¹. El periodo fue LHC15n pass4 con las siguientes 27 corridas: 244340, 244343, 244351,

¹Event Summary Data, contienen los resultados detallados de la reconstrucción del detector y serán

244355, 244359, 244364, 244377, 244411, 244416, 244418, 244421, 244453, 244456, 244480, 244481, 244482, 244483, 244484, 244531, 244540, 244542, 244617, 244618, 244619, 244626, 244627, 244628. Para los estudios de MC y el cálculo de eficiencias, el periodo fue LHC17e2 con los mismos números de corrida anteriores (68) utilizando el generador de eventos PYTHIA 8 MONASH.

p–Pb, $\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV}$: se estudiaron datos registrados en 2016, se analizaron archivos ESD. El periodo fue LHC16q pass1 cent wSDD con las siguientes 32 corridas: 265525, 265521, 265501, 265500, 265499, 265435, 265427, 265426, 265425, 265424, 265422, 265421, 265420, 265419, 265388, 265387, 265385, 265384, 265383, 265381, 265378, 265377, 265344, 265343, 265342, 265339, 265338, 265336, 265335, 265334, 265332, 265309. En el caso de los estudios de MC y el cálculo de eficiencias, el periodo fue LHC17f2a cent fix con los mismos números de corrida anteriores (68) utilizando el generador de eventos EPOS LCH.

Pb–Pb, $\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV}$: se estudiaron datos registrados en 2015, se analizaron archivos ESD. El periodo fue LHC15o pass4 lowIR pidfix cookdedx con las siguientes 11 corridas: 244918, 244975, 244980, 244982, 244983, 245064, 245066, 245068, 246390, 246391, 246392. Para los estudios de MC y el cálculo de eficiencias, el periodo fue LHC16j7a con los mismos números de corrida anteriores (68) utilizando el generador de eventos HIJING.

3.1. Selección de eventos

Los criterios a nivel evento que se tomaron en cuenta se describen a continuación. Para la selección de eventos de sesgo mínimo (MB), en todos los casos se utiliza el *trigger* kINT7, el cual requiere que haya un hit² en los detectores V0A y V0C. Del mismo modo, se usó la selección de física estándar (AliEventCuts), en la cual para garantizar una aceptación uniforme y la eficiencia de la reconstrucción en la región de pseudorapidez $|\eta| < 0.8$, sólo se utilizan los eventos con un vértice reconstruido dentro de un margen de $\pm 10 \text{ cm}$ en

obtenidos a partir de los datos brutos (67).

²Deposición de energía en un punto y tiempo determinados (58).

dirección z respecto al punto nominal de interacción. Además, se rechazan los eventos con calidad de adquisición de datos (DAQ) incompleta, así como también aquellos eventos cuyos tracklets³ apuntan a más de un vértice de interacción ya que se consideran como “pileup”⁴. Es importante mencionar que para los estudios dependientes de la multiplicidad en colisiones pp y Pb–Pb, la muestra se subdivide en diferentes clases de multiplicidad en función de la carga total depositada en ambos arreglos del V0, lo que se conoce como “amplitud V0M”, mientras que para las colisiones p–Pb, la muestra se subdivide solo en función de la carga total depositada en el subdetector V0A (“amplitud V0A”). La selección de la amplitud V0A cuenta con un pequeño sesgo de fluctuación de multiplicidad debido a una mayor contribución de la región de fragmentación del Pb (48).

3.2. Selección de trazas

Las partículas primarias cargadas se midieron en el rango cinemático $|\eta| < 0.8$, con un umbral de $p_T > 0.5$ GeV/ c y un rango del momento transversal para la partícula líder de $8 < p_T < 15$ GeV/ c . Los criterios de selección de las trazas fueron idénticos para todos los conjuntos de datos y se optimizaron para obtener la mejor calidad de las trazas y la mínima contaminación por partículas secundarias. Además, se aplicó un corte sobre la distancia mínima de la traza de una partícula o “track” al vértice del evento reconstruido (DCA), el cual se aplica en dirección z y en la dirección radial (70). En este caso la DCA fue distinta para el espectro del momento transverso y para obtener la multiplicidad de partículas cargadas cuyos valores se muestran más adelante.

Como se mencionó en el capítulo anterior se cuenta con resultados preliminares de la colaboración ALICE–ICN donde la diferencia principal radica en los criterios de selección usados, siendo los criterios de selección de traza 2015 utilizados para los resultados preliminares, mientras que este análisis es una continuación de un estudio previo (71) donde se

³Son segmentos de traza contruidos usando la posición del vértice primario reconstruido y dos pares de hits en dos capas del detector de píxeles de silicio.

⁴Situación en la que un detector de partículas se ve afectado por varios eventos al mismo tiempo de modo que no es posible hacer una distinción entre uno u otro, es decir, ocurre una superposición de múltiples interacciones por cruce de haces (69).

implementan los criterios de selección híbridos de traza, razón por la cual se mencionan ambos.

3.2.1. Criterios de selección de traza 2015

Los criterios de selección 2015 usan información de los detectores ITS y TPC (70; 72).

Lista de los criterios de selección de traza para la medición del espectro del momento transverso:

1. relación mínima entre el número de filas cruzadas⁵ y el número de clusters⁶ localizables⁷ en la TPC: $R_{\text{TPC}} \geq 0.8$;
2. corte geométrico: conjunto de criterios de selección que incluye
 - a) ancho de la zona muerta de la TPC (3.);
 - b) una longitud L en el plano de lectura de la TPC, excluyendo los pads de los límites, de $L > A - B \cdot p_{\text{T}}^{\text{C}}$ con $A = 130$ cm, $B = 1.0$ cm (GeV/ c)^{-C}, $C = -1.5$ y p_{T} con unidades de GeV/ c ;
 - c) un número de filas cruzadas mayor a $0.85 \cdot L$;
 - d) un número de clusters mayor a $0.7 \cdot L$.
3. el ajuste de los clusters encontrados en la TPC con una calidad máxima por cluster de $\chi_{\text{TPC}}^2/n_{\text{cluster}} < 4$;
4. rechazo de las kink daughters⁸;

⁵El número de filas cruzadas (n_{eff}) puede considerarse proporcional a la longitud de la traza efectivamente muestreada de una partícula en la TPC (73).

⁶Una partícula cargada que atraviesa el TPC induce una señal en una determinada fila de pads (cathodos de la MWPC de la TPC). Si la carga supera un determinado umbral y cumple todos los criterios de calidad necesarios, se denomina cluster y se denota n_{cls} al número de clusters (73).

⁷El número de clusters localizables o encontrados (n_{find}) corresponde al número máximo de clusters que pueden ser asignados a una traza dentro del volumen fiducial de la TPC, aquellos clusters no localizables porque su carga está por debajo de cierto umbral se denominan n_{miss} y pueden identificarse buscando en las filas adyacentes, por ejemplo, si no hay ningún cluster reconstruido en la fila i , pero se encuentran clusters en las filas $i - 1$ e $i + 1$, con ello $n_{\text{eff}} = n_{\text{cls}} + n_{\text{miss}}$ (73).

⁸Cuando una partícula decae en los detectores de seguimiento y produce una partícula hija cargada, la trayectoria se dobla abruptamente, lo cual produce una traza torcida (“kink”) (74).

5. se requiere un reajuste en el ITS;
6. se requiere un reajuste en la TPC;
7. mínimo número de clusters en el SPD: 1;
8. la distancia de aproximamiento mínimo al vértice primario en el plano transversal dada por $|DCA_{xy}| < A + B \cdot p_T^C$ con $A = 0.0182$ cm, $B = 0.035$ cm $(\text{GeV}/c)^{-C}$, $C = 1.01$ y p_T con unidades de GeV/c ;
9. el ajuste de la reconstrucción de traza a partir de la traza global con la derivada solo de la TPC y restringida por el punto de interacción con una calidad máxima de $\chi_{\text{TPC--ITS}}^2 < 36$;
10. una distancia de aproximamiento mínimo respecto a la dirección z de $|DCA_z| < 2$ cm;
11. el ajuste de los hits encontrados en el ITS con una calidad máxima por hit de $\chi_{\text{ITS}}^2/n_{\text{hit}} < 36$.

Lista de los criterios de selección de traza para la determinación de la multiplicidad de partículas cargadas en la región transversal ($N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$):

1. número mínimo de clusters en la TPC: 50;
2. $\chi_{\text{TPC}}^2/n_{\text{cluster}} < 4$;
3. rechazo de las kink daughters;
4. se requiere un reajuste en el ITS;
5. se requiere un reajuste en la TPC;
6. $|DCA_z| < 3.2$ cm y $|DCA_{xy}| < 2.4$;

3.2.2. Criterios de selección de traza híbridos

Normalmente, las trazas globales (2011) son usadas en análisis de espectros de p_T (75), sin embargo, ya que existen ineficiencias de reconstrucción en el plano (η, φ) , debido a que algunas partes del detector SPD se apagaron durante varios periodos de ejecución, con el propósito de garantizar distribuciones uniformes mi trabajo consistió en implementar los criterios de selección de traza híbridos. En general, estos criterios de selección usan contribuciones de tres tipos de traza. El primer tipo se conoce como “trazas globales”, estas contienen hits en el detector SPD e información del ITS y sirven para mejorar la resolución del momento transversal. Las trazas conocidas como “trazas complementarias” engloban a las trazas de segundo y tercer tipo, estas restringen al vértice principal del evento e incrementan la resolución del p_T a pesar de que falte un hit en el SPD o fallen las contribuciones del ITS (76). En este análisis solo se usaron los criterios de selección de traza de primer y segundo tipo ya que las contribuciones del tercer tipo no deben ser consideradas para periodos posteriores a 2011. En la figura 3.1 se muestra la distribución angular azimutal de las partículas medidas con las aportaciones de las trazas de primer tipo (magenta), segundo tipo (azul) y la suma de ambas contribuciones (verde).

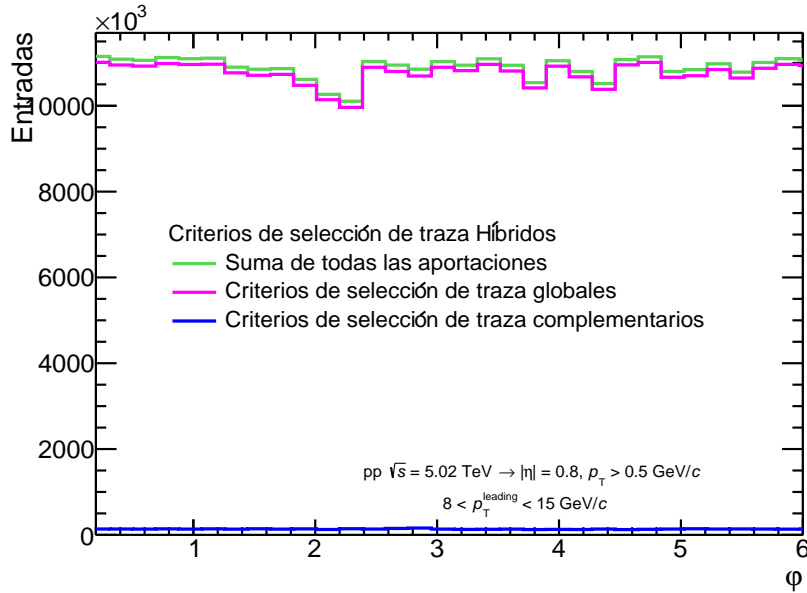


Figura 3.1: Distribución angular azimutal de las partículas medidas en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV usando trazas híbridas.

Lista de criterios de selección de traza globales tanto para la medición del espectro del momento transverso como para la determinación de la multiplicidad de partículas cargadas en la región transversal ($N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$):

1. mínimo número de clusters en la TPC: 70;
2. $R_{\text{TPC}} \geq 0.8$;
3. $\chi_{\text{TPC}}^2/n_{\text{cluster}} < 4$;
4. rechazo de las kink daughters;
5. se requiere un reajuste en el ITS;
6. se requiere un reajuste en la TPC;
7. mínimo número de clusters en el SPD: 1;
8. la distancia de aproximamiento mínimo al vértice primario en el plano transversal dada por $|\text{DCA}_{xy}| < A + B \cdot p_{\text{T}}^C$ con $A = 0.0105$ cm, $B = 0.0350$ cm $(\text{GeV}/c)^C$, $C = 1.1$ y p_{T} con unidades de GeV/c ;
9. $|\text{DCA}_z| < 2$ cm;
10. $\chi_{\text{ITS}}^2/n_{\text{hit}} < 36$.

Lista de los criterios de selección de traza complementarios de segundo tipo:
en este caso se deben cumplir los requerimientos anteriores a diferencia de

1. mínimo número de clusters en el SPD: 0.

3.3. Procedimiento de deconvolución

Experimentalmente, los espectros del p_{T} son obtenidos en función del número de trazas medidas (N_{acc}). Idealmente, se espera que haya una correlación lineal entre N_{acc} y la multiplicidad verdadera $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$ ⁹, sin embargo, debido a las fluctuaciones por la eficiencia

⁹La multiplicidad verdadera se refiere al número de partículas cargadas finales producidas en la colisión y, por lo tanto, sin efectos del detector.

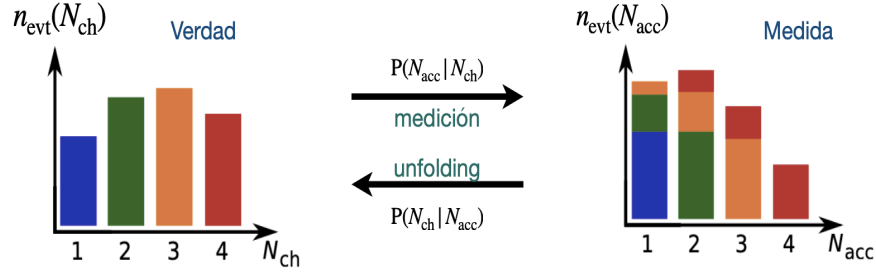


Figura 3.2: Diagrama del proceso de deconvolución (71).

del detector en cada evento no existe esta unicidad, de modo que una multiplicidad medida puede venir de muchos $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$ diferentes y, por tanto, contribuir a diferentes espectros del p_{T} medidos dependientes de la multiplicidad, tal y como se muestra en la figura 3.2 (1; 77). Por ello, el procedimiento para encontrar una buena correlación entre los espectros y sus correspondientes multiplicidades se basa en un método de deconvolución iterativa denominado “deconvolución Bayesiana”. Este método fue propuesto por primera vez en 1994 por G. D’Agostini, y que, como su nombre lo indica, está basado en el teorema de Bayes (78).

3.3.1. Deconvolución de las distribuciones de $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$: estrategia 1D

Con el propósito de obtener una mejor estimación de la distribución de multiplicidad verdadera de partículas cargadas a partir de las distribuciones experimentales se usa la denominada estrategia 1D, procedimiento que se describe a continuación. Como se ilustra en la figura 3.2, la distribución de multiplicidad de eventos medidos $n_{\text{evt}}(N_{\text{acc}}^{\text{TS}})$ es una deconvolución de la distribución de multiplicidad verdadera $n_{\text{evt}}(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$ y la matriz de respuesta del detector, esta última se obtiene a partir de la simulación de MC y se representa como una probabilidad condicional $P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}}|N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$ que indica la probabilidad de que se mida un evento con multiplicidad $N_{\text{acc}}^{\text{TS}}$, sabiendo que el evento proviene de una multiplicidad verdadera de partículas cargadas $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$. En contraste, la probabilidad de que un evento que se mide con una multiplicidad verdadera $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$ provenga de un evento con multiplicidad medida $N_{\text{acc}}^{\text{TS}}$, está representada por la probabilidad condicional $P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}|N_{\text{acc}}^{\text{TS}})$. A diferencia de la matriz $P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}}|N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$, que depende únicamente de la

precisión del seguimiento de GEANT3 y del algoritmo de reconstrucción, $P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}|N_{\text{acc}}^{\text{TS}})$ no puede ser obtenida a partir del MC ya que requiere de una gran precisión, razón por la cual la matriz se produce aplicando iterativamente el teorema de Bayes.

Asumiendo que $P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$ y $P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}})$ son las distribuciones de probabilidad para la ocurrencia de las multiplicidades verdadera y medida en la región transversal, la probabilidad de que ocurra cierto par $(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}, N_{\text{acc}}^{\text{TS}})$ esta dada por $P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}} \cap N_{\text{acc}}^{\text{TS}})$. Por consiguiente, las probabilidades condicionales correspondientes están definidas por 3.1 y 3.2

$$P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}}|N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}) = \frac{P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}} \cap N_{\text{acc}}^{\text{TS}})}{P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})} \quad (3.1)$$

$$P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}|N_{\text{acc}}^{\text{TS}}) = \frac{P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}} \cap N_{\text{acc}}^{\text{TS}})}{P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}})} \quad (3.2)$$

Ya que $P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}} \cap N_{\text{acc}}^{\text{TS}}) = P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}} \cap N_{\text{acc}}^{\text{TS}})$ el teorema de Bayes puede ser expresado como se muestra en la ecuación 3.3

$$P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}|N_{\text{acc}}^{\text{TS}}) = \frac{P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}}|N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}) \cdot P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})}{P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}})} \quad (3.3)$$

Cada evento con multiplicidad medida $N_{\text{acc}}^{\text{TS}}$ tiene que originarse a partir de alguna multiplicidad verdadera $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$. Si se conoce $P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$, entonces, la probabilidad total de medir un evento con multiplicidad $N_{\text{acc}}^{\text{TS}}$ se puede construir sumando todas las multiplicidades verdaderas como lo indica la ecuación 3.4

$$P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}}) = \sum_{N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}} P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}} \cap N_{\text{acc}}^{\text{TS}}) = \sum_{N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}} P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}}|N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}) \cdot P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}) \quad (3.4)$$

Por lo que, la ecuación 3.3 puede ser expresada de la forma

$$P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}|N_{\text{acc}}^{\text{TS}}) = \frac{P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}}|N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}) \cdot P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})}{\sum_{N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}'}} P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}}|N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}'}) \cdot P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}'})} \quad (3.5)$$

Por construcción, la matriz de respuesta está normalizada a la unidad cuando se suman

todas las multiplicidades verdaderas a un $N_{\text{acc}}^{\text{TS}}$ fijo

$$\sum_{N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}} P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}} | N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}) = 1 \quad (3.6)$$

Ya que $P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$ no es conocida, la ecuación 3.5 no puede ser usada directamente, por lo tanto, se hace una elección arbitraria de la distribución inicial para la primera iteración del proceso que se denota como $P_0(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$, en este análisis la distribución inicial fue la distribución de probabilidad de eventos medida $P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}})$.

A continuación, utilizando $P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}} | N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$ y la distribución inicial, podemos obtener una primera estimación de $P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}} | N_{\text{acc}}^{\text{TS}})$ aplicando la ecuación 3.5. Esta nueva probabilidad condicional junto con el número de eventos $n_{\text{evt}}(N_{\text{acc}}^{\text{TS}})$ y la eficiencia de la multiplicidad verdadera permite encontrar una primera estimación de la distribución del número esperado de eventos $\hat{n}_{\text{evt}}(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$ a partir de la ecuación 3.7

$$\hat{n}_{\text{evt}}(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}) = \frac{1}{\varepsilon(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})} \sum_{N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}} P(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}} | N_{\text{acc}}^{\text{TS}}) \cdot n_{\text{evt}}(N_{\text{acc}}^{\text{TS}}) \quad (3.7)$$

Una vez obtenido el $\hat{n}_{\text{evt}}(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$, este es normalizado a la unidad de modo que se obtiene una mejor estimación de la distribución de probabilidad de las multiplicidades verdaderas $\hat{P}(N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$, distribución que es usada como la nueva distribución inicial para repetir el procedimiento de deconvolución; este proceso se repite mientras la relación entre la distribución de la iteración previa y la distribución actual de un $\chi^2 < 1$. Finalmente, el proceso da como resultado la matriz de correlación de multiplicidad o “Smearing matrix”. En la figura 3.3 se muestra de forma esquemática el proceso completo descrito con anterioridad. Por otro lado, la matriz de correlación de multiplicidad para las colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV se muestra en la figura A.1.

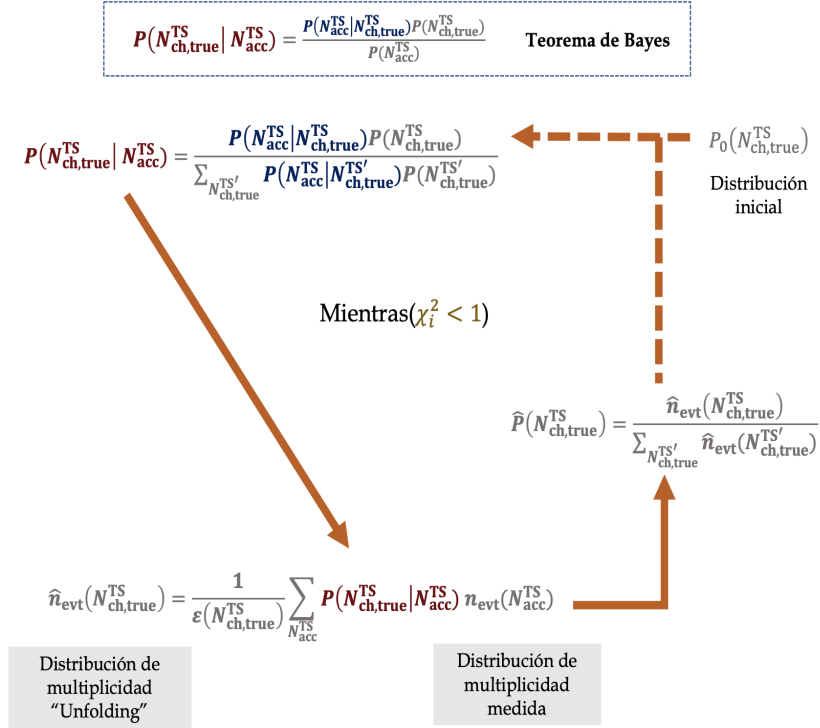


Figura 3.3: Diagrama paso a paso del proceso de deconvolución bayesiano (71).

3.3.2. Prueba de cerradura MC: estrategia 1D

Con el propósito de verificar si el proceso de deconvolución funciona como se espera, se utiliza la simulación MC a través de la prueba de cerradura, en ella el 50 % de la estadística fue usada con fines de prueba, mientras que el 50 % restante se utilizó para obtener las correcciones (matriz de respuesta) a fin de realizar el proceso de deconvolución.

A la izquierda en la figura 3.4 se muestran las distribuciones de multiplicidad medida, la distribución obtenida a nivel generador, es decir, sin efectos del detector; y la distribución obtenida después de la deconvolución para los tres sistemas de colisión donde el número de iteraciones del método fue de 3 en ambos casos. Por otro lado, a la derecha de la figura se muestra una comparación entre las distribuciones inicial y de deconvolución respecto a la distribución verdadera para las colisiones pp y p-Pb. Como se observa en el panel derecho, después de aplicar la estrategia 1D la distribución verdadera puede ser recuperada, con una incertidumbre de 2-3 % en ambos casos, por lo que, se puede afirmar que el procedimiento es adecuado al considerar que la relación entre el espectro de deconvolución y el verdadero

es coherente con la unidad desde $N_{\text{ch}} = 0$ hasta $N_{\text{ch}} = 15$ para las colisiones pp y desde $N_{\text{ch}} = 0$ hasta $N_{\text{ch}} = 20$ para las colisiones p-Pb, respectivamente. Por encima de ese valor, las variaciones estadísticas en las distribuciones se vuelven significativas.

3.3.3. Deconvolución del espectro del p_T : estrategia 2D

A fin de obtener el espectro del p_T se utilizó la estrategia 2D, en ella el procedimiento de deconvolución iterativo descrito en la sección 4.3.1 puede ser aplicado para obtener la producción de partículas bruta de partículas cargadas medido en función de p_T y $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$ haciendo uso de las distribuciones p_T vs N_{ch} , distribuciones que se muestran en la figura B.1 y que son obtenidas a partir de los datos reconstruidos (Rec), para pesar la matriz de respuesta del detector. En la estrategia 1D el problema fue resuelto sin tener en cuenta cortes en el p_T , la diferencia con la estrategia 2D radica en que la matriz $P(N_{\text{acc}}^{\text{TS}}|N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}})$ es pesada por el número de partículas en una ventana del p_T , es decir, con la finalidad de ajustar la matriz de respuesta del detector cada columna de las matrices de correlación de multiplicidad originales (figura A.1: izquierda) es multiplicada por el número respectivo de partículas medidas $N_{\text{acc}}^{\text{TS}}$ en un bin específico del p_T ¹⁰, de manera que contenga el número total de partículas medidas en cada bin ($N_{\text{acc}}^{\text{TS}}, N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$). Después de la normalización por filas, se obtiene una matriz de correlación de multiplicidad modificada existiendo ahora una diferencia en la probabilidad que depende del p_T . En los resultados preliminares este método se realizó en las tres regiones topológicas, a diferencia de este nuevo estudio donde solo fue utilizado para el caso de la región transversal, mientras que en el resto de las regiones se tomó en cuenta la solución de la estrategia 1D y se realizaron los dos últimos pasos mostrados en el esquema de la figura 3.3, obteniendo el número de eventos verdaderos y luego normalizando a la unidad para conseguir la distribución de probabilidad de las multiplicidades verdaderas.

En todas las regiones topológicas, la proyección sobre el eje $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$ de la matriz de correlación de multiplicidad sirvió para obtener una distribución a priori de las distribu-

¹⁰El proceso de deconvolución bayesiano se repite 36 veces ya que debe replicarse para cada uno de los bins del p_T con que cuenta el análisis.

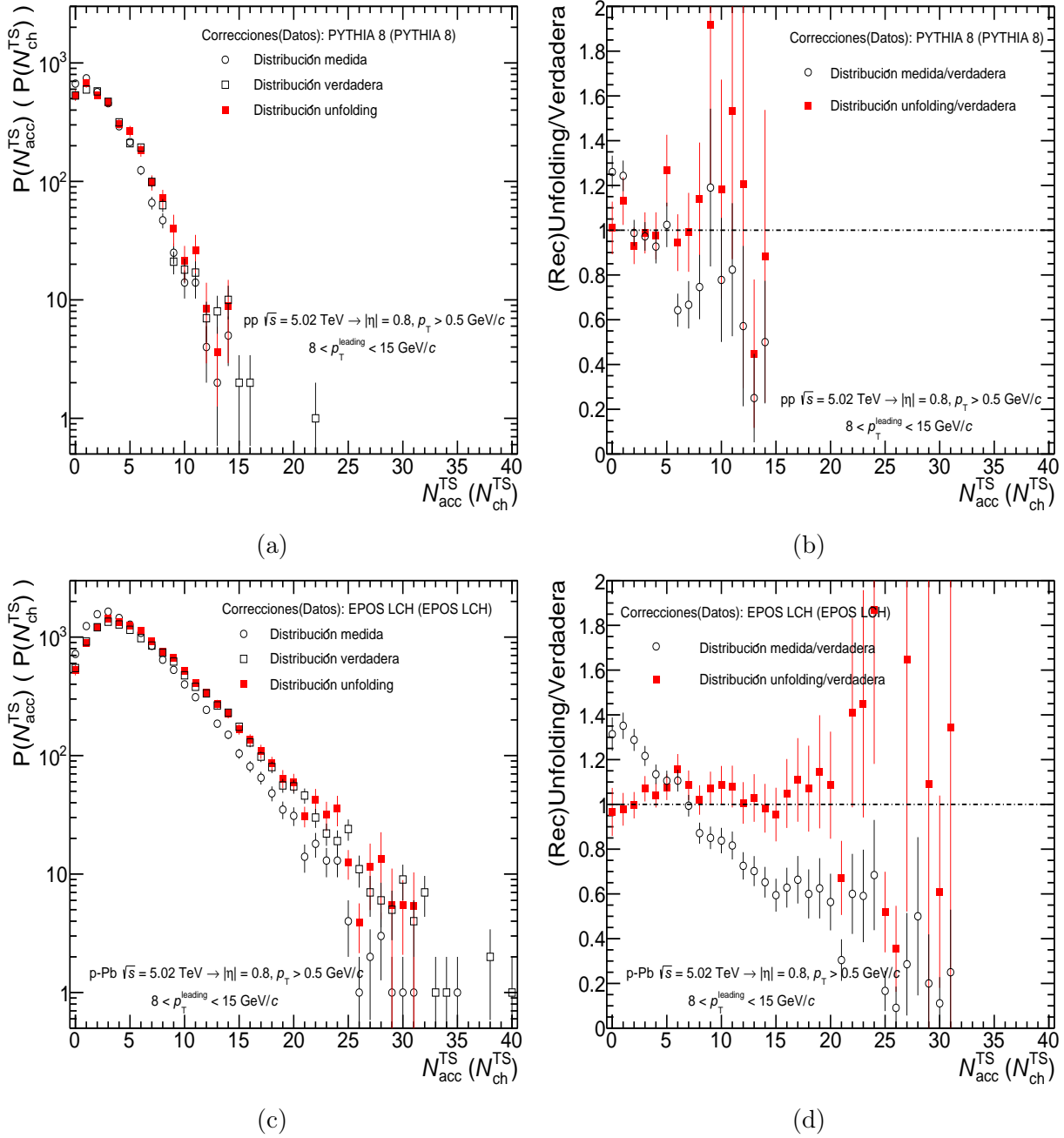


Figura 3.4: Izquierda: distribución de multiplicidad medida, verdadera y la distribución obtenida después de procedimiento de deconvolución para los sistemas de colisión a) pp y c) p-Pb. Derecha: comparación entre la distribución de deconvolución y la distribución verdadera, y la distribución medida entre la verdadera para los sistemas de colisión b) pp y d) p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

ciones de multiplicidad medidas en cada bin del p_T . Antes de ser obtenidos los espectros del p_T finales, se aplicaron las correcciones de eficiencia y contaminación por partículas secundarias que se describen en la siguiente sección.

3.3.4. Prueba de cerradura MC: estrategia 2D

Al igual que con la estrategia 1D, la simulación MC es usada para verificar si el procedimiento de deconvolución funciona.

En las figuras 3.5, 3.6 y 3.7 se muestran las comparaciones entre el espectro del p_T de deconvolución y el verdadero para 6 bins de $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$ siendo 20 y 40 los bins que contienen información para las colisiones pp y p-Pb, respectivamente. En color azul se muestran los resultados producidos a partir de la implementación de los criterios de selección de trazas llamados híbridos mientras que en color café se observan los resultados preliminares que fueron obtenidos usando los llamados criterios de selección de traza 2015. Con una incertidumbre de 2-3% los criterios de selección de traza híbridos reproducen mejor las distribuciones de multiplicidad medida en las tres regiones topológicas, mostrándose una mejora considerable a baja multiplicidad. En el caso de las colisiones pp se tiene una mayor consistencia con la unidad a bajas multiplicidades y a bajo p_T . Se realizó un estudio similar para las colisiones p-Pb que se puede encontrar en el Apéndice A. Después de verificar que la implementación de los criterios de selección de traza híbridos mostró buenos resultados en las colisiones pp y p-Pb, estos criterios de selección fueron aplicados a las colisiones Pb-Pb sin necesidad de verificar su funcionamiento con la prueba de cerradura.

3.4. Producción de partículas integrada completamente corregida

Además de utilizar la prueba de cerradura para validar el procedimiento de deconvolución, una vez que fueron obtenidos los espectros del p_T , a partir de la producción de partículas integrada completamente corregida, la región transversal como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$

3.4. PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS INTEGRADA COMPLETAMENTE CORREGIDA 53

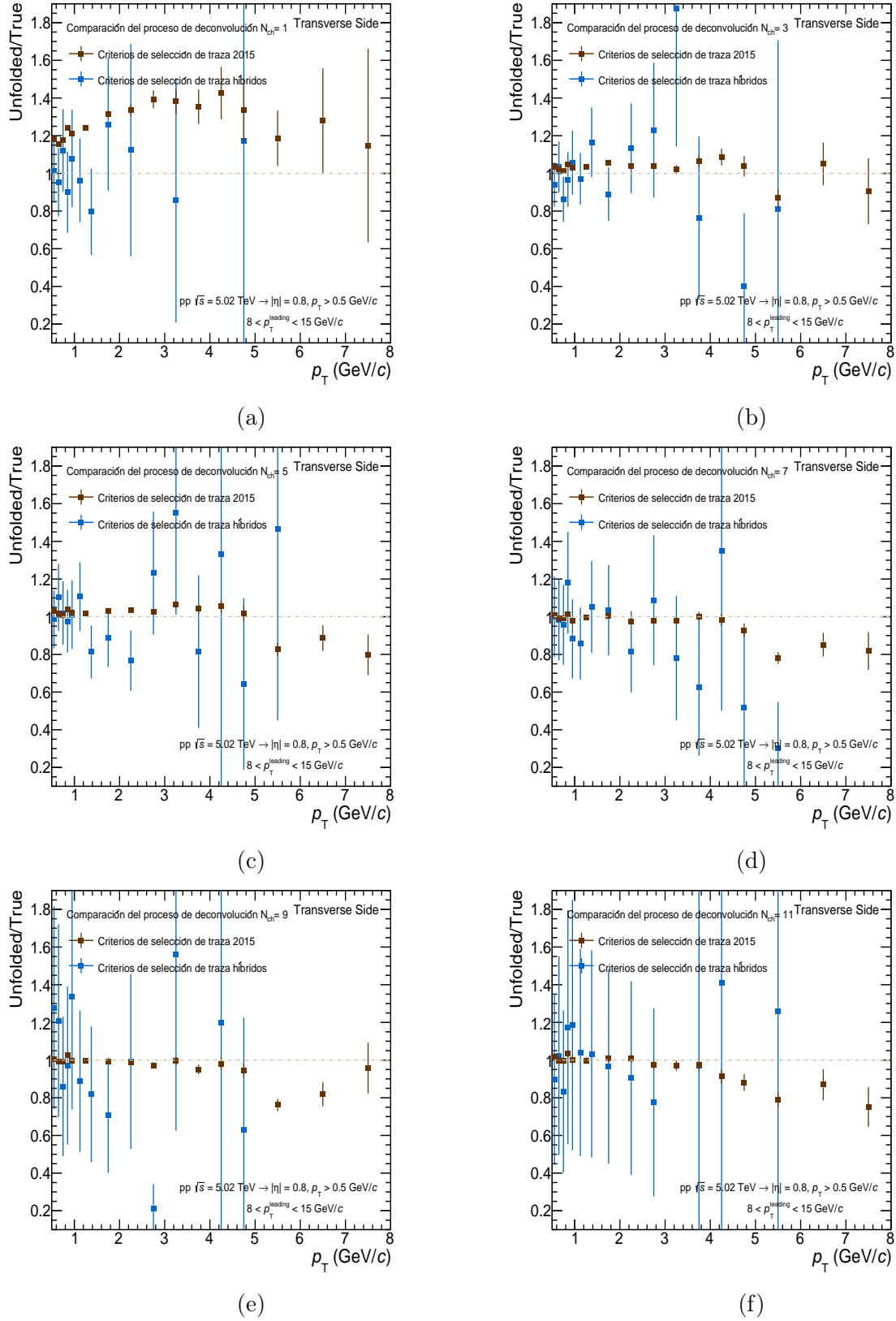


Figura 3.5: Comparación de los criterios de selección de traza 2015 e híbridos para la relación del espectro de p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch, \text{true}}^{\text{TS}}$ en la región TS en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV}$.

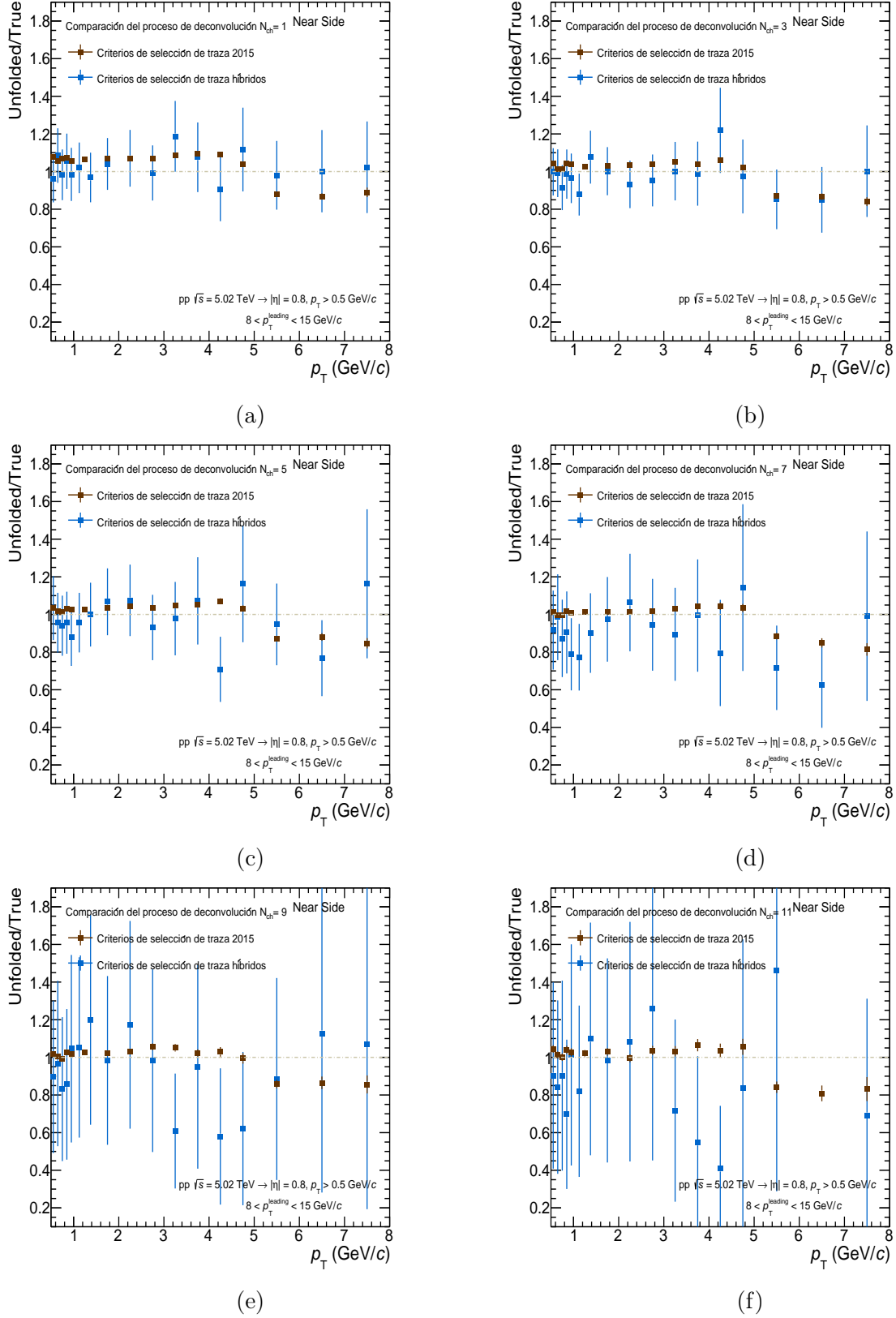


Figura 3.6: Comparación de los criterios de selección de traza 2015 e híbridos para la relación del espectro de p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch, \text{true}}^{\text{TS}}$ en la región NS en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

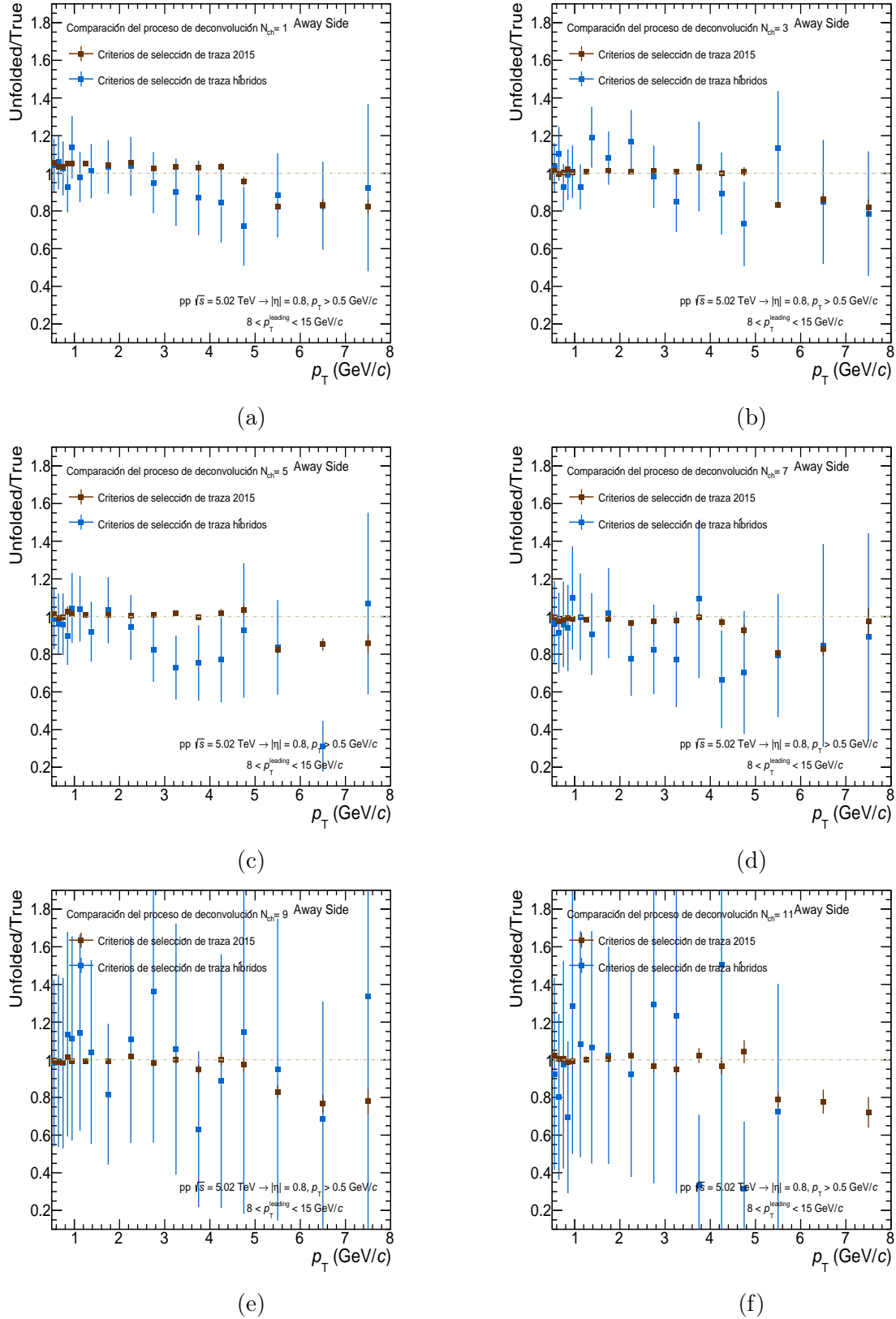


Figura 3.7: Comparación de los criterios de selección de traza e híbridos para la relación del espectro de p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch,TS}$ en la región AS en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

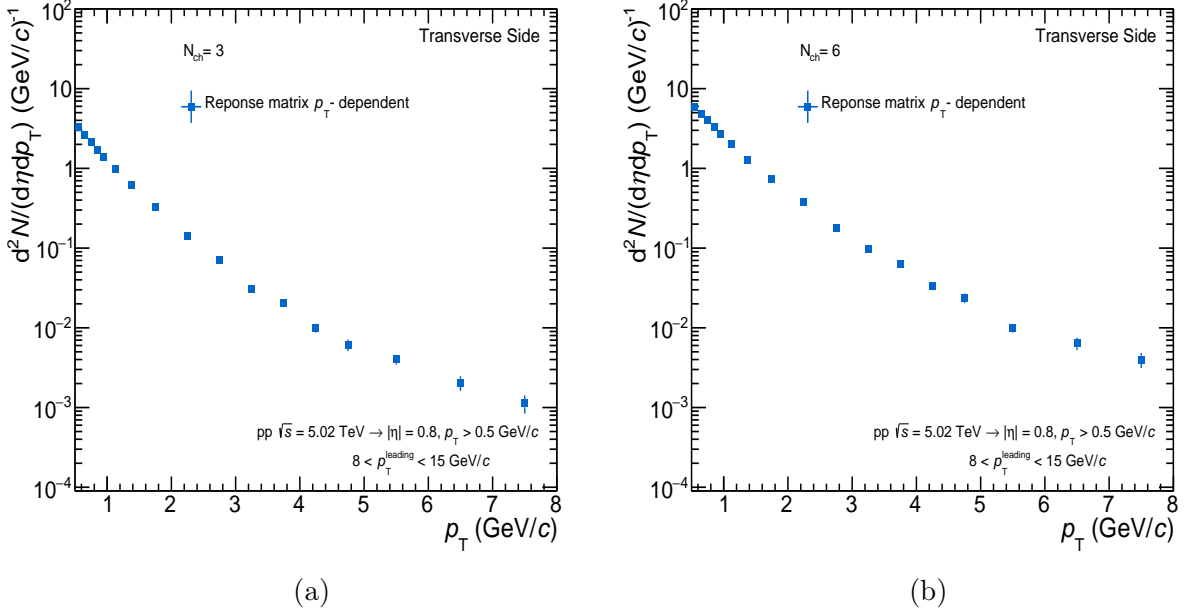


Figura 3.8: Producción de partículas invariante completamente corregida como función de $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$ para dos bins de $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$ en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

puede usarse para verificar la consistencia del procedimiento ya que al trabajar con regiones topológicas similares en ambos ejes, se espera una tendencia lineal de esta producción.

Como se describió en la sección 3.3.3, la proyección sobre el eje $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$ de la matriz de correlación de multiplicidad da las distribuciones de la producción de partículas invariante para cada bin del p_T . Se obtuvieron 20, 40 y 620 distribuciones de la producción de partículas invariante para las colisiones pp, p–Pb y Pb–Pb, respectivamente. En la figura 3.8 se muestran solo dos bins de $N_{\text{ch,true}}^{\text{TS}}$ a fin de ejemplificar el procedimiento para obtener la producción de partículas invariante integrada.

Para obtener la producción de partículas integrada se consideró la integral de la producción de partículas invariante en el intervalo de p_T y pseudorapidez correspondiente para cada uno de los bins de N_{ch} . Como ejemplo consideremos el $N_{\text{ch}} = 3$ mostrado en la figura 3.8 después del cálculo de la integral, dicho valor es colocado como la producción de partículas del bin $N_{\text{ch}} = 3$ que se muestra en la figura 3.9; este procedimiento fue realizado sucesivamente con todos los bins de N_{ch} . Así mismo, se colocó la media de las distribucio-

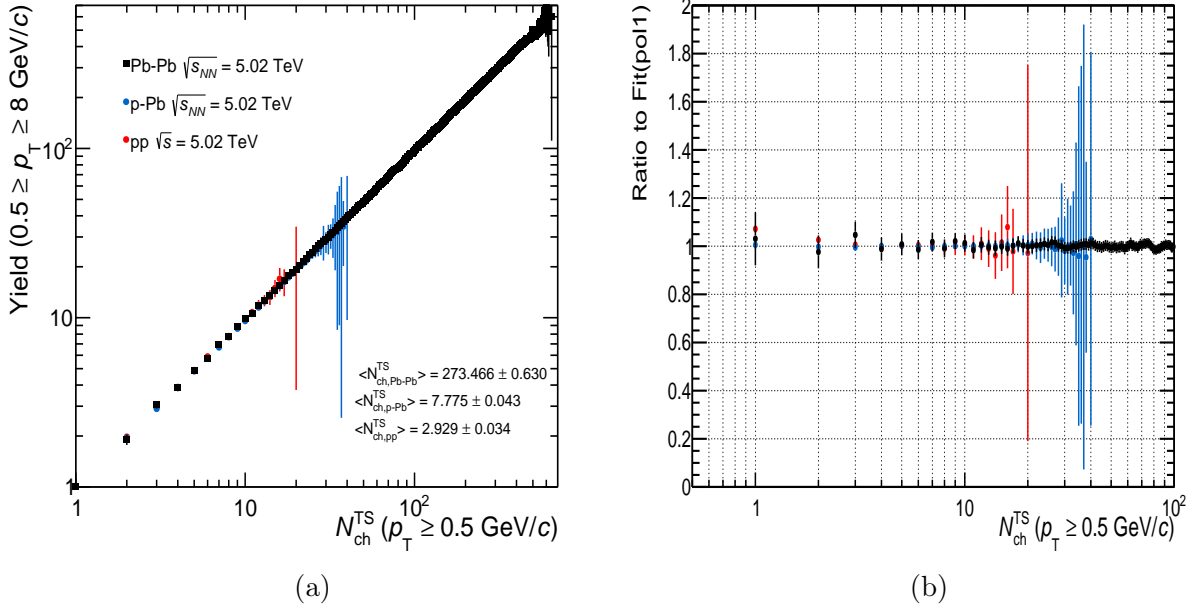


Figura 3.9: a) Producción de partículas invariante integrada completamente corregida como función de N_{ch}^{TS} para los tres sistemas de colisión a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV en la región transversal, b) Desviación de la tendencia lineal de la producción de partículas integrada en función de N_{ch}^{TS} para diferentes sistemas de colisión.

nes de multiplicidad corregidas con el procedimiento de deconvolución 1D, valor que es de vital importancia al considerar los espectros p_T de partículas cargadas en las tres regiones topológicas para los diferentes intervalos del R_T .

En la figura 3.9 inciso a), podemos observar que el alcance de la tendencia lineal para cada tipo de colisión depende de la proyección de los bins de N_{ch} que contengan información. Los errores asociados corresponden al error estadístico para cada bin de N_{ch} . Por otro lado, en el inciso b) se muestra la desviación de la tendencia lineal de la producción de partículas integrada en función de N_{ch}^{TS} , para la obtención de dicho gráfico la producción de partículas integrada se ajustó con una línea recta de $N_{ch}^{TS} = 3.5$ a $N_{ch}^{TS} = 15.5$, extrapolando para todo el rango de N_{ch}^{TS} ; posteriormente se graficó la relación entre los datos y el ajuste. Podemos observar una mejoría en la relación de los tres primeros bins respecto a los resultados preliminares, donde el valor es mucho más cercano a 1 dentro de un 5% en las colisiones pp y Pb-Pb, mientras que en el caso de las colisiones p-Pb es consistente con 1.

3.5. Correcciones

Dado que los criterios de selección aplicados a nivel evento y traza para los conjuntos de datos no proporcionan un espectro del p_T corregido, fue necesario emplear un procedimiento de corrección. La corrección del espectro del p_T de las partículas cargadas sigue el procedimiento estándar de la colaboración ALICE (79) donde la producción de partículas bruta se corrige en función de la eficiencia y la contaminación por partículas secundarias. La corrección por eficiencia se calcula a partir de simulaciones de MC, incluida la propagación de partículas a través del detector, haciendo uso del código de transporte GEANT3, que utiliza los generadores de eventos PYTHIA 8 (Monash), EPOS LHC y HIJING para colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb, respectivamente. Todo esto se aplicó antes de realizar la estrategia 2D. A continuación se describen ambos procedimientos.

3.5.1. Eficiencia

Las correcciones por eficiencia basadas puramente en MC son imprecisas ya que los generadores de eventos no reproducen las abundancias relativas de las diferentes especies de partículas, en particular, cuando las partículas involucran la presencia del quark s ya que tienden a subestimar significativamente la extrañeza. Para tomar en cuenta este efecto se siguió un procedimiento basado en mediciones de producción de hadrones identificados, donde la eficiencia obtenida a nivel generador se pesó teniendo en cuenta la composición primaria de partículas cargadas medida por ALICE (48; 79). Este procedimiento se describe de forma detallada en las siguientes secciones.

Eficiencia de trazas

La eficiencia de trazas se define como el número de partículas primarias reconstruidas sobre el número de partículas generadas en el rango cinemático elegido de la especie de interés así como se muestra en la ecuación 3.8

$$\varepsilon(p_T) = \frac{N_{\text{prim,rec}}^{\text{MC}}(p_T)}{N_{\text{prim,gen}}^{\text{MC}}(p_T)} \quad (3.8)$$

Abundancia de partículas

Considerando que las abundancias relativas de una sola partícula difieren entre lo obtenido en MC y los datos, debido a los diferentes tiempos de vida de las partículas, fue necesario pesar la eficiencia de trazas por la composición de partículas medida. En este sentido, se siguieron los siguientes tres pasos que se describen a continuación:

Espectros medidos de una sola partícula: se obtuvieron los espectros de una sola partícula cargada ($\frac{dN^2}{2p_T dp_T dy}$) para piones (π), kaones (K), protones (p) y lambdas (Λ), tomando en cuenta las contribuciones tanto de la partícula como de su anti-partícula ($\pi^+ + \pi^-$, $K^+ + K^-$, $p + \bar{p}$ y $\Lambda^+ + \Lambda^-$). Esto se hizo con datos para las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV y p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, comparándose con lo obtenido en simulaciones de colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV y p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Análisis similares mostraron que a excepción de los piones, los espectros medidos por ALICE no cubren el rango completo de $0.15 < p_T < 20$ GeV, por lo que, fue necesario extrapolar en la región del espectro donde no hay datos, por completez esto se hace tanto para bajos como altos valores del p_T dentro del rango establecido, siendo de mayor importancia aquellos a bajo p_T . Los datos de π , K y p para las colisiones p-Pb fueron obtenidos del artículo de la referencia (38), por otro lado, los datos de Λ para el mismo sistema fueron extraídos de (80).

A bajos valores del momento transversal, a saber, $0.1 < p_T/\text{GeV} < 3.0$, se utilizó el modelo BG descrito en la sección 1.5.4. sin hacer uso de la fórmula BW, en particular, se usó la ecuación 1.13 con la masa transversal de $m_T = 0.139570$, $m_T = 0.493677$, $m_T = 0.938272$ y $m_T = 1.115683$ para el π , K , p y Λ , respectivamente. $A_e = A = N_{\text{env}}$ ¹¹ y $T_e = T = N = 1$ en todos los casos. Por otro lado, ya que no se empleó la fórmula 1.14, para el ajuste a altos valores del p_T entre $3.5 < p_T/\text{GeV} < 20$ se aplicó una ley de potencia de la forma $1/x^n$ con $n = 5.93$, $n = 5.5$, $n = 5$ y $n = 5$ para el espectro del π , K , p y Λ , respectivamente, en el caso de las colisiones pp. En el caso de las colisiones p-Pb se usaron los valores de $n = 4$, $n = 5.5$, $n = 4$ y $n = 5$ para el mismo tipo de partícula, respectivamente.

¹¹Número de eventos.

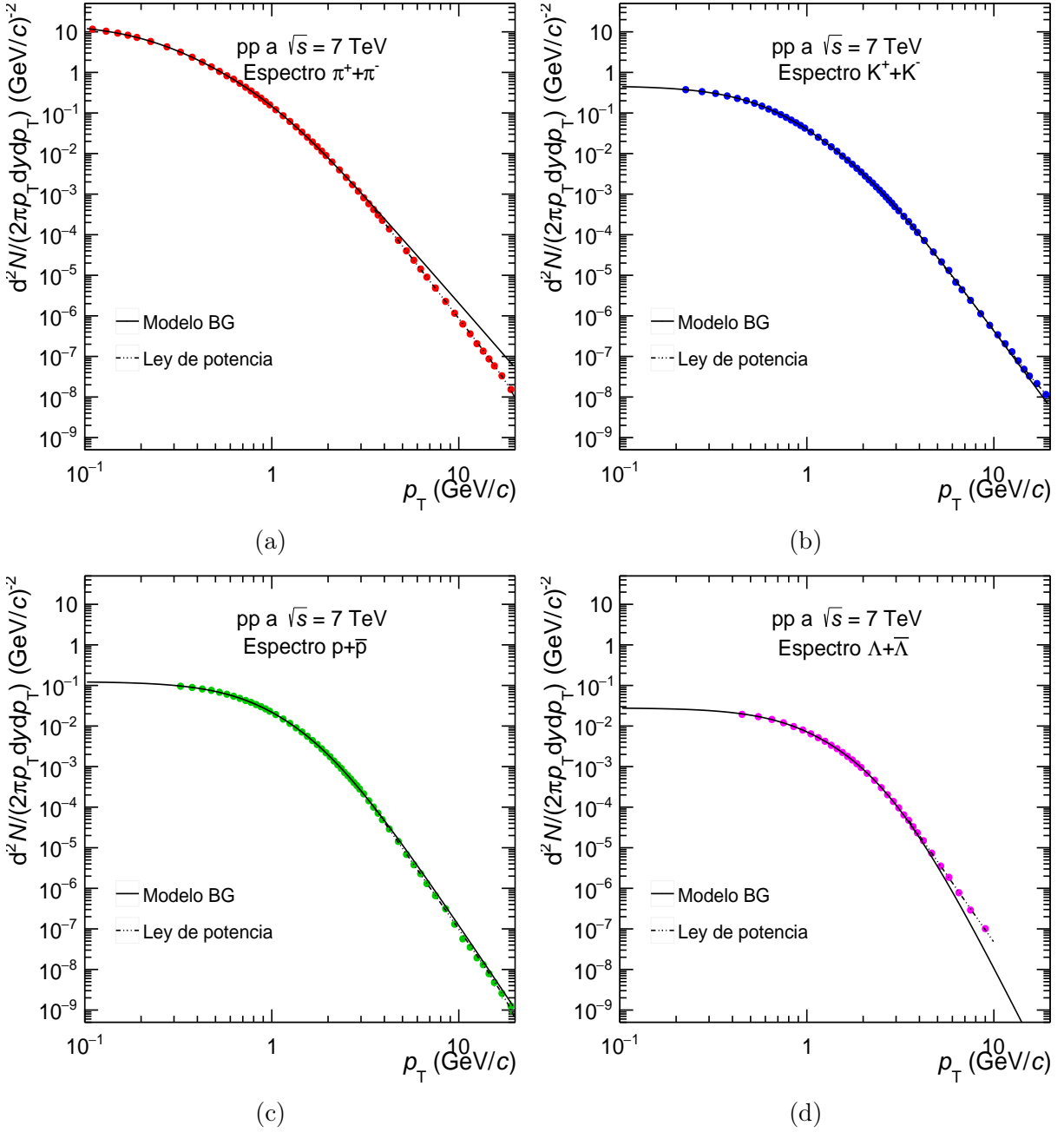


Figura 3.10: Distribución del momento transversal de a) π , b) K , c) p y d) Λ en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV junto con sus ajustes tanto para bajo como alto p_T .

La figura 3.10 muestra los espectros del momento transversal medidos por ALICE junto con los ajustes a ambos regímenes del p_T para las colisiones pp. En contraste, la figura 3.11 muestra el cociente entre los datos y el ajuste donde se puede observar que dentro

de un 10% las funciones describen bien al espectro para este tipo de colisión, habiendo mayores fluctuaciones en los ajustes relacionados con la ley de potencia; una comparación similar fue hecha para las colisiones p–Pb cuyos resultados pueden ser apreciados en la figura D.1 y D.2 del apéndice D, donde con menos del 5% los ajustes reproducen los datos tomados. En todos los casos el ajuste de la ley de potencia proporciona una descripción significativamente mejor a alto momento transversal que el modelo BG.

Es importante hacer hincapié en la relación entre los datos y el ajuste de la ley de potencia para los piones que asemeja tener un comportamiento sinusoidal a $p_T > 3.0 \text{ GeV}/c$, comportamiento que ha sido observado en otros estudios para el espectro del π .

Construcción del espectro de una sola partícula para Σ^+ y Σ^- : en virtud de que no existen mediciones de las partículas Σ^+ y Σ^- y sus correspondientes antipartículas, su similitud con la partícula Λ es aprovechada para construir un espectro realista de Σ^+ y Σ^- . Estas últimas entran dentro de la definición de partículas primarias cargadas de ALICE mientras que la partícula Λ es excluida por ser una partícula neutra. Sin embargo, ambos tipos de partícula contienen un quark extraño, el cual tiene el mismo proceso de producción en los generadores de eventos, por lo que, es válido utilizar la relación entre Σ y Λ junto con el espectro medido de una sola partícula para Λ y de ese modo construir la distribución de Σ^+ y Σ^- . El procedimiento utilizó la fórmula 3.9

$$N_{\Sigma^{+/-}}^{\text{const}} = \frac{N_{\Sigma^{+/-}}^{\text{MC}}}{N_{\Lambda}^{\text{MC}}} \cdot N_{\Lambda}^{\text{Med}} \quad (3.9)$$

Es importante mencionar que los espectros de una sola partícula se obtuvieron en función de y , por lo tanto, para la construcción del caso inclusivo, en los espectros de todas las especies se hizo la conversión a η , para ello se aplicó el jacobiano de conversión, que usa la relación $y = \text{arcsenh}\left(\frac{p_T}{m_T} \text{senh } \eta\right)$, a la producción de partículas de las partículas identificadas, siendo esto último lo que se escala a la producción total de partículas primarias cargadas a fin de obtener las abundancias relativas.

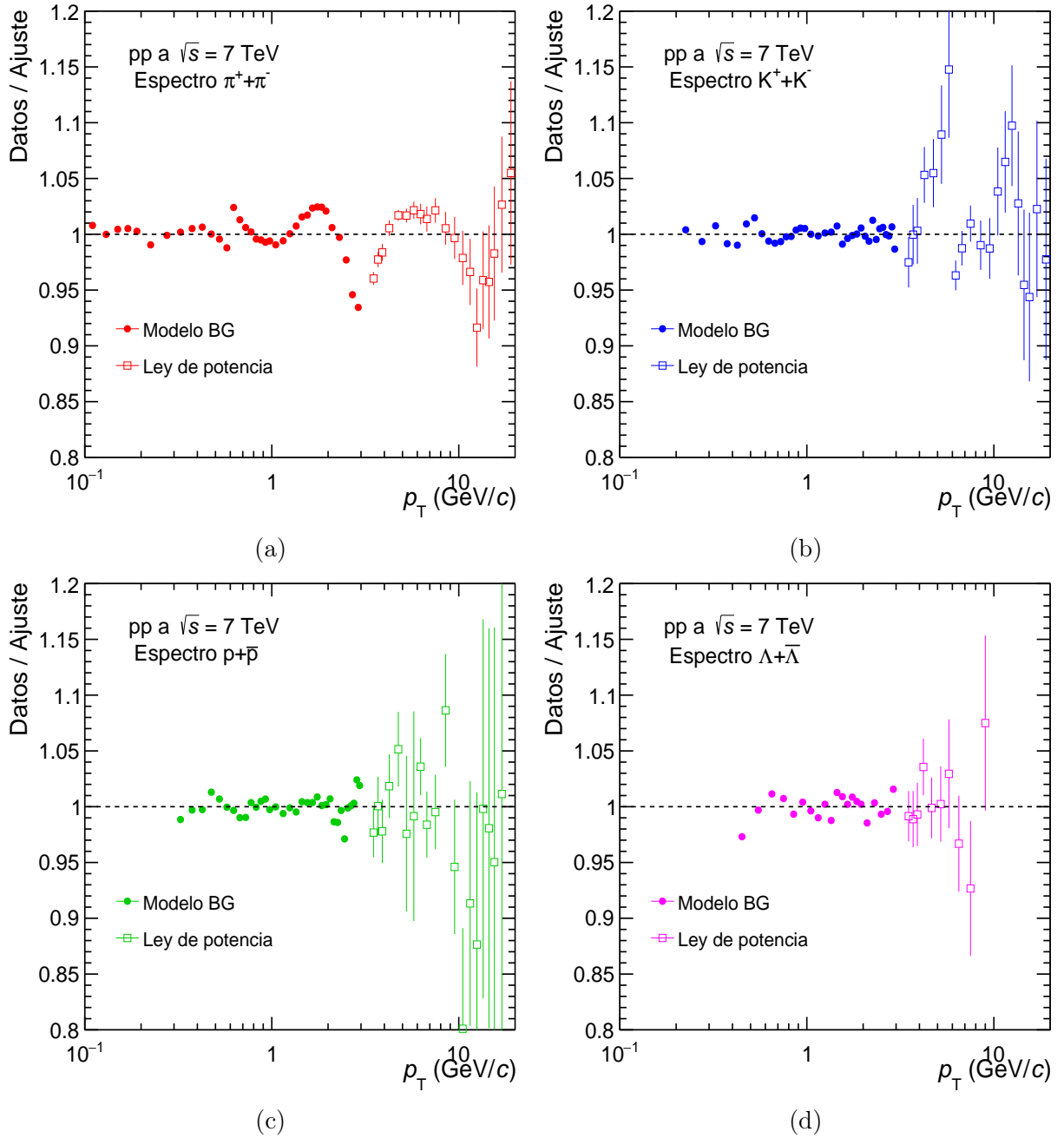


Figura 3.11: Comparación del espectro obtenido por los ajustes en ambos regímenes del momento transversal respecto a los datos obtenidos a partir de las mediciones de ALICE para a) π , b) K , c) p y d) Λ en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.

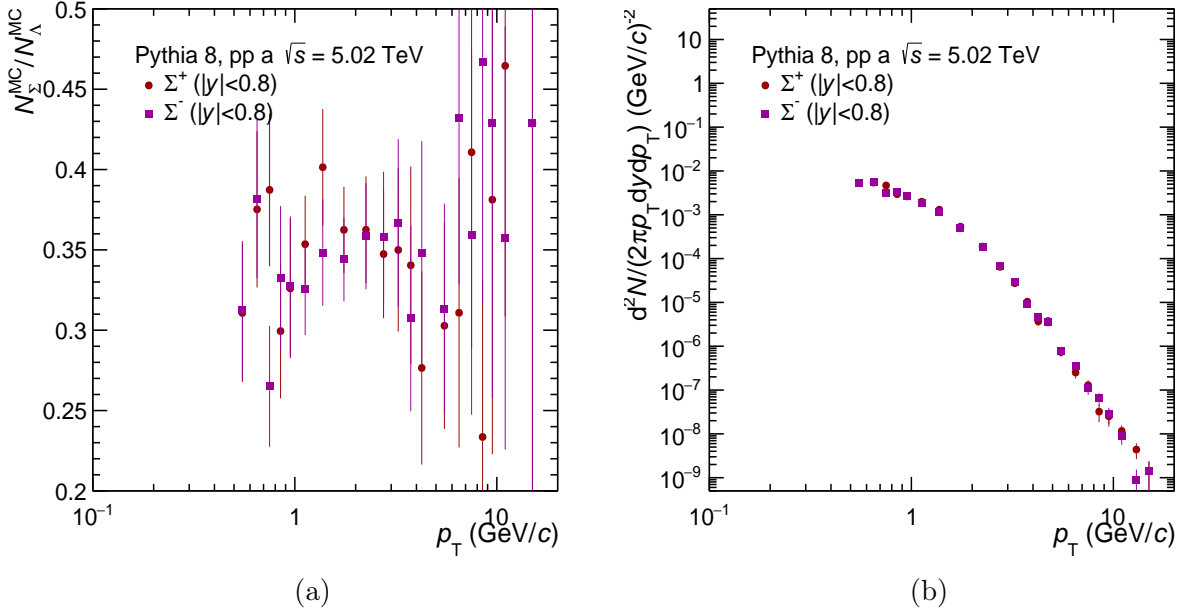


Figura 3.12: a) Relación entre Σ y Λ a partir de la simulación MC. b) Espectro de una sola partícula para Σ^+ y Σ^- , ambos en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

Ahora bien, la figura E.1 muestra ambos espectros de Σ construidos a partir de los ajustes hechos a las mediciones de Λ (figura 3.10 d)) donde se puede apreciar que los espectros son aproximadamente muy similares.

Por otro lado, las figuras 3.13 (a) y F.1 (a) muestran las espectros de una sola partícula para cada una de las especies después de aplicar el jacobiano de conversión.

Los apartados anteriores correspondientes a la sección de eficiencia fueron aplicados de forma análoga solo para las colisiones pp y p-Pb, ya que para las colisiones Pb-Pb se contaba con las abundancias relativas medidas por ALICE en un estudio previo, razón por la cual no fue necesario hacer la construcción de los espectros de una sola partícula en ese caso.

Abundancias relativas: la composición de partículas producidas en el sQGP está dominada por π , K , p y Σ , el resto de partículas contiene electrones, muones, Ω 's y Ξ 's cuya fracción de partículas y eficiencia efectiva de seguimiento pueden estimarse utilizando el MC ya que solo se cuenta con espectros medidos por ALICE de π , K , p y Λ . Cada

fracción relativa de partículas, tanto para MC como para los datos, se calculó mediante la fórmula 3.10

$$f_i = \frac{N_i}{\sum_{j=\pi,K,p,\Sigma,\text{resto}} N_j} \quad (3.10)$$

Por definición, la suma de fracciones de todas las partículas es siempre 1. Dado que no se dispone de espectros medidos del resto de partículas, se redefinió 3.10 excluyendo al resto como se observa en la ecuación 3.11

$$F_i = \frac{N_i}{\sum_{j=\pi,K,p,\Sigma} N_j} \quad (3.11)$$

De este modo F_i pudo ser estimada usando los datos medidos y f_{resto} a partir de la muestra MC. Para las fracciones f_i se tuvo la relación 3.12

$$\begin{aligned} f_i &= \frac{N_i}{\sum_{j=\pi,K,p,\Sigma,\text{resto}} N_j} \\ &= \frac{N_i}{\sum_{j=\pi,K,p,\Sigma} N_j} \cdot \frac{\sum_{k=\pi,K,p,\Sigma} N_k}{\sum_{l=\pi,K,p,\Sigma,\text{resto}} N_l} \\ &= F_i \cdot \sum_{j=\pi,K,p,\Sigma} f_j \\ &= F_i \cdot (1 - f_{\text{resto}}) \end{aligned} \quad (3.12)$$

Las figuras 3.13 (b), F.1 (b) y F.2 muestran las fracciones relativas de todas las especies de partículas presentes en la muestra MC incluyendo al resto de partículas, así como las medidas por ALICE en función del momento transversal, además, se incluyó el caso integrado para confirmar que el método de construcción se aplicó correctamente al obtener 1 como resultado.

Eficiencia de seguimiento inclusiva: de acuerdo con la fórmula 3.8, las eficiencias de seguimiento de una sola partícula pueden calcularse para todas las especies de partículas, incluyendo al resto de partículas ya que las señales de producción y reconstrucción de todas ellas fueron agrupadas en un solo conjunto. Con ello la eficiencia inclusiva del seguimiento

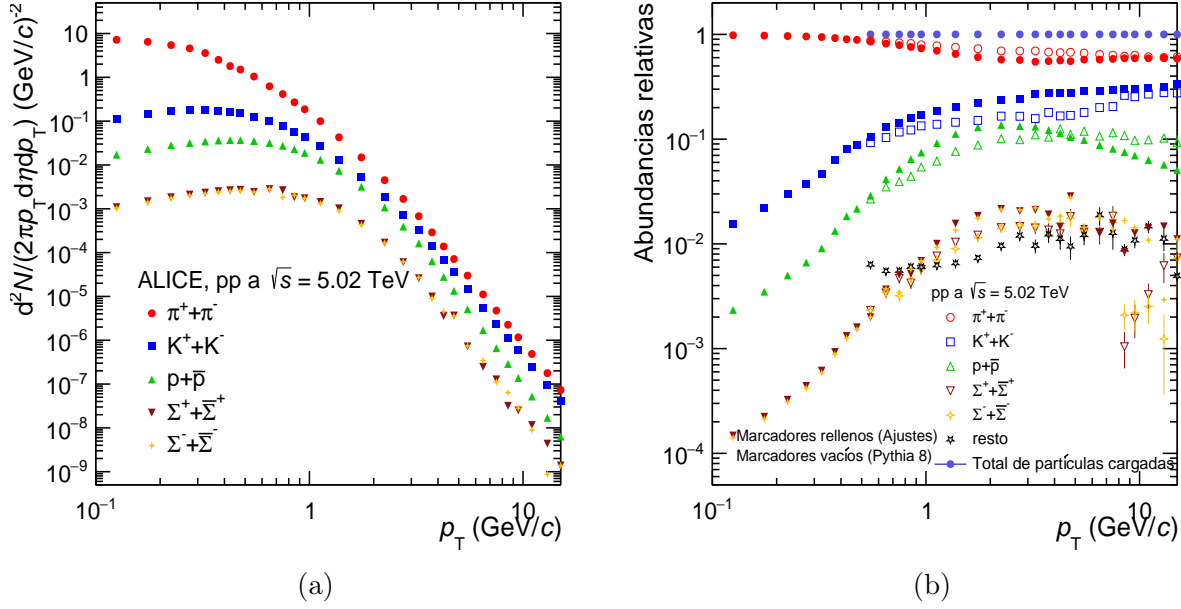


Figura 3.13: a) Espectro de una sola partícula para π 's, K 's, p 's y Σ 's a partir de los ajustes a bajos y altos valores del momento transversal. b) Abundancias relativas obtenidas para todas las especies en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV}$.

basado en datos se calculó utilizando 3.13

$$\varepsilon_{\text{incl}}(p_T) = \sum_{i=\pi, K, p, \Sigma, \text{resto}} f_i(p_T) \cdot \varepsilon_i(p_T) \quad (3.13)$$

3.5.2. Contaminación por partículas secundarias

Las trazas de partículas primarias poseen un DCA muy pequeño, sin embargo, si hay trazas que sobreviven a los criterios de selección y que son productos de un vértice de producción secundario este parámetro será mayor, de modo que se cumple $\text{DCA}_{xy}^{\text{sec}} > \text{DCA}_{xy}^{\text{prim}}$ y, por lo tanto, la traza es considerada en la reconstrucción de las partículas teniendo repercusiones en los espectros del p_T medidos, por ello la contaminación residual procedente de partículas secundarias en la muestra de las trazas seleccionadas, es decir, la contaminación procedente de partículas originadas por desintegraciones débiles¹² y aquellas producidas debido a la interacción de las partículas con el material del detector, son estimadas utilizando un ajuste de plantilla multicomponente (multi-component template fit) basado

¹²Estas interacciones incluyen decaimientos leptónicos, semi-leptónicos y decaimiento radiactivo del núcleo.

en las distribuciones de la distancia de aproximamiento mínimo obtenidas a partir de la simulación MC (48; 79).

Debido a las múltiples interacciones producidas en las colisiones de partículas existen diferentes fuentes de contaminación secundaria. Los decaimientos contribuyen en gran medida a la contaminación por partículas secundarias. Muchos de los π secundarios producidos son originados de los decaimiento de $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Dado que los constituyentes principales de todas las partículas cargadas son π , K y p , otra componente importante de contaminación viene de los decaimientos de $\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$.

Las distribuciones DCA_{xy} para los datos y para las diferentes contribuciones de MC (primarias, secundarias de desintegración y de material) en diferentes bins del p_T fueron generadas, en primera instancia, sin cortes en la DCA_{xy} , es decir, en el rango completo de $-3.0 < DCA_{xy}/\text{cm} < 3.0$. Una vez ajustada la función de plantilla multicomponente a los datos y de ser obtenidas las fracciones de las contribuciones MC, la contaminación por partículas secundarias se calculó restringiendo el intervalo de DCA usando el corte dependiente del p_T que se muestra en la sección 4.2.2.. La contribución para la contaminación por partículas secundarias se determinó a partir de la suma de las contribuciones de las desintegraciones débiles y las partículas producidas debidas a interacción con el material del detector.

Los resultados correspondientes a esta sección se encuentran en el Apéndice H, sin embargo, a modo de síntesis, en la figura 3.14 se muestran los resultados de los factores de corrección obtenidos tanto para la eficiencia inclusiva como para la contaminación por partículas secundarias en colisiones a)pp, b)p-Pb y c)Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Para el caso de las eficiencias, la figura H.7 del apéndice G muestra las eficiencias para cada especie de partícula estudiada. Con la finalidad de evitar las fluctuaciones estadísticas, ambos factores de corrección se parametrizaron mediante una función polinómica, funciones que fueron usadas como factor de corrección a fin de corregir los espectros del p_T ; dichos ajustes son los que se presentan en la figura 3.14.

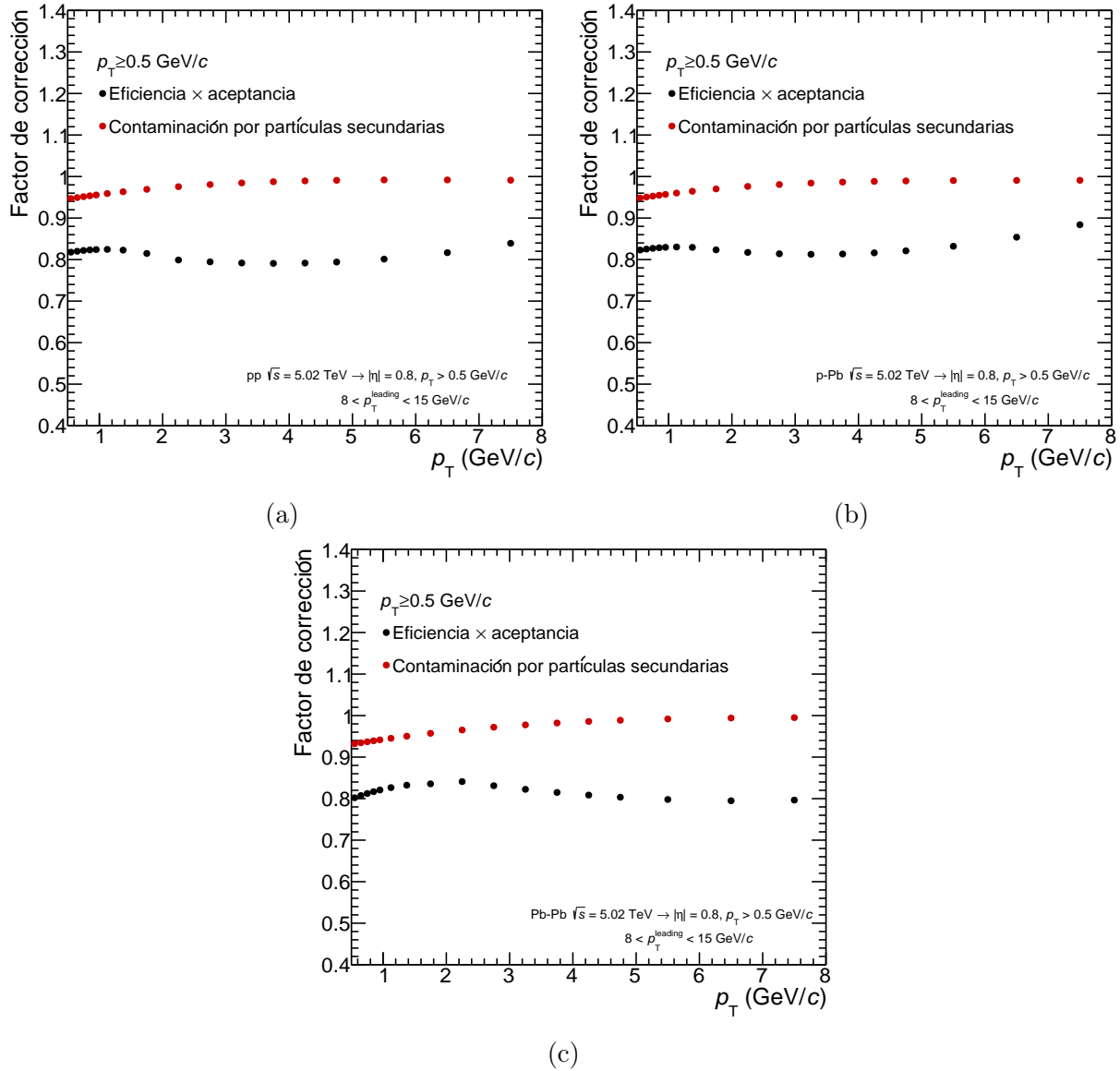


Figura 3.14: Factor de corrección correspondiente a la eficiencia de seguimiento inclusiva y a la contaminación de partículas secundarias para los sistemas de colisión a) pp , b) p-Pb y c) Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

3.6. Incertidumbres sistemáticas

Las incertidumbres sistemáticas para este análisis se dividieron en 2 grupos: incertidumbres independientes del R_T e incertidumbres dependientes del R_T . Las incertidumbres sistemáticas totales se obtuvieron mediante la suma en cuadratura de las fuentes individuales de las incertidumbres sistemáticas.

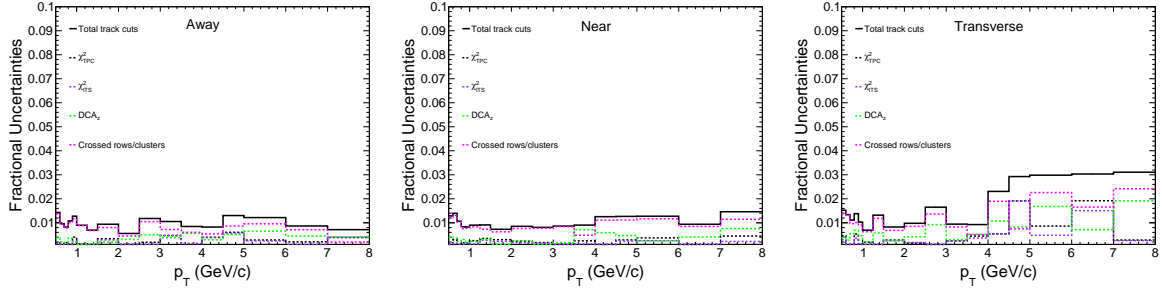


Figura 3.15: Fracciones de las incertidumbres debidas a los criterios de selección de traza para diferentes regiones topológicas en colisiones pp a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

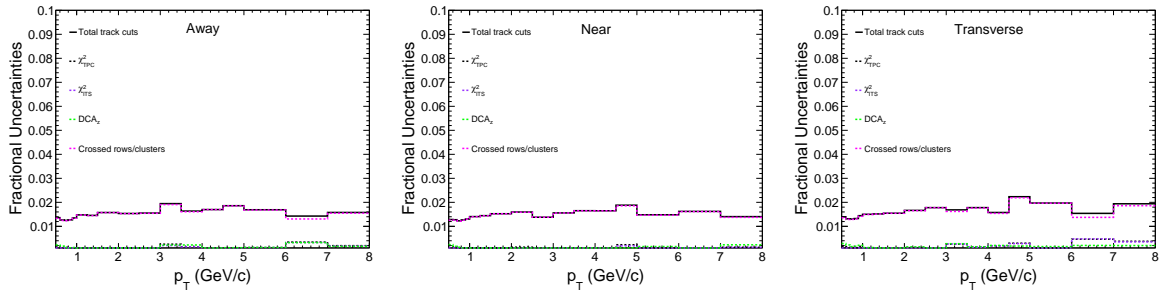


Figura 3.16: Fracciones de las incertidumbres debidas a los criterios de selección de traza para diferentes regiones topológicas en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

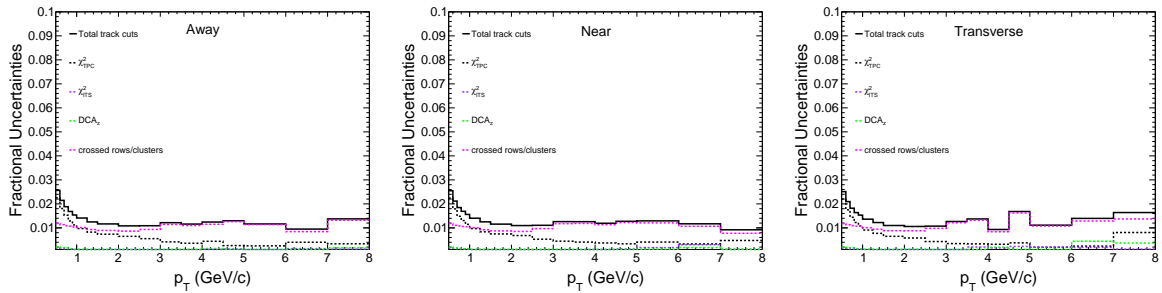


Figura 3.17: Fracciones de las incertidumbres debidas a los criterios de selección de traza para diferentes regiones topológicas en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

1. Para las **incertidumbres dependientes de R_T** , se incluyó una incertidumbre del 3% debido las diferencias del 2-3% observadas en las pruebas de cerradura MC. También se incluyó una incertidumbre del 3% para la eficiencia de seguimiento dependiente de la multiplicidad, valor que fue tomado de la referencia (70).
2. En el caso de las **incertidumbres independientes de R_T** , las fuentes de incertidumbres sistemáticas que se incluyeron fueron: las variaciones de los criterios de selección de traza, las incertidumbres debido a la composición de las partículas primarias, las incertidumbres del cálculo de la contaminación por partículas secundarias, las incertidumbres correspondientes al presupuesto de los materiales del detector y la eficiencia de coincidencias de trazas entre los detectores ITS-TPC. Ya que se eligió un umbral alto para el momento de la partícula líder, la variación del momento en los eventos es despreciable a $p_T < 8$, por lo que, no se incluye alguna incertidumbre asociada con dicha variación. Los detalles sobre las otras fuentes de incertidumbres se enumeran a continuación.

a) Las incertidumbres sistemáticas relacionadas con **los criterios de selección de traza híbridos** se estudiaron variándolos dentro de los límites mostrados en la tabla 3.1. Las incertidumbres se estimaron ejecutando el análisis completo, tras variar un solo criterio de selección de traza a la vez. La desviación máxima de cada una de las fuentes respecto al conjunto por defecto se asignó como incertidumbre sistemática para esa fuente en particular. A continuación, la incertidumbre total debida a los criterios de selección de traza se calculó mediante la suma en cuadratura de cada una de las fuentes. La variación de los criterios de selección de traza son similares a la referencia (70). Las incertidumbres sistemáticas de diferentes variaciones de cortes de traza para las tres regiones topológicas en colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb pueden verse en las figuras 3.15, 3.16 y 3.17.

b) La incertidumbre sistemática debido a **la composición de las partículas primarias** englobó varias contribuciones: la extrapolación de los espectros de una sola partícula a bajo p_T , la aproximación de las abundancias relativas de

Criterio de selección de traza	Variación máxima	Variación mínima	Valor por default
Mínimo número de clusters en la TPC	60	100	70
R_{TPC}	0.7	0.9	0.8
$\chi_{\text{TPC}}^2/n_{\text{cluster}}$	3	5	4
$\chi_{\text{ITS}}^2/n_{\text{hit}}$	25	49	36
$ \text{DCA}_z $	1	3	2

Tabla 3.1: Lista de los criterios de selección de traza variados para los estudios de incertidumbres sistemáticas.

partículas a alto p_T , la parametrización de la eficiencia a alto p_T y las incertidumbres de los espectros medidos de una sola partícula. Este ultimo valor se obtuvo de la referencia (70).

- c) La incertidumbre sistemática del cálculo de **la contaminación por partículas secundarias** incluyó las contribuciones de los ajustes de plantilla multi-componente. Para ello se variaron los rangos del ajuste en un rango mínimo de $-1.0 < \text{DCA}_{xy}/\text{cm} < 1.0$ y máximo de $-2.0 < \text{DCA}_{xy}/\text{cm} < 2.0$. La diferencia máxima entre estas variaciones y el caso sin cortes en la DCA_{xy} se asignó como la incertidumbre sistemática debida a la contaminación por partículas secundarias.
- d) El **presupuesto de material** en la simulación se varió en $\pm 4.5\%$, dando lugar a una incertidumbre sistemática en el rango de 0.1-0.9%.
- e) Para tener en cuenta la descripción de la configuración experimental en las simulaciones, se comparó la **coincidencia de trazas entre el detector TPC y la información del detector ITS** en los datos y en las simulaciones MC después de reescalar los resultados por la fracción de partículas secundarias obtenida a partir de los ajustes a las distribuciones de la DCA. Después de ello, la concordancia entre datos y las simulaciones MC estuvo dentro del 4%. Este valor se asignó como una incertidumbre sistemática adicional y fue obtenido de la referencia (70).

Por otro lado, a **los espectros del $\langle p_T \rangle$** se les asignó una incertidumbre del 2% obtenida a partir del método de deconvolución 2D. Esta incertidumbre cubre la diferencia de cuando la matriz de respuesta y la eficiencia son obtenidas de las simulaciones con

EPOS-LHC en lugar de con PYTHIA 8. De forma similar a la publicación de ALICE (42), el cambio a los criterios de selección de traza híbridos dan un efecto inferior al 1%.

Asimismo, para la **producción de partículas completamente corregida**, la incertidumbre de 7% proviene del método para determinar los rendimientos. Se obtiene a partir de la comparación de dos métodos en la región transversal. El primer método corresponde a la producción de partículas cargadas obtenida a partir del método de deconvolución 2D y el segundo a partir de la integración de los espectros del p_T .

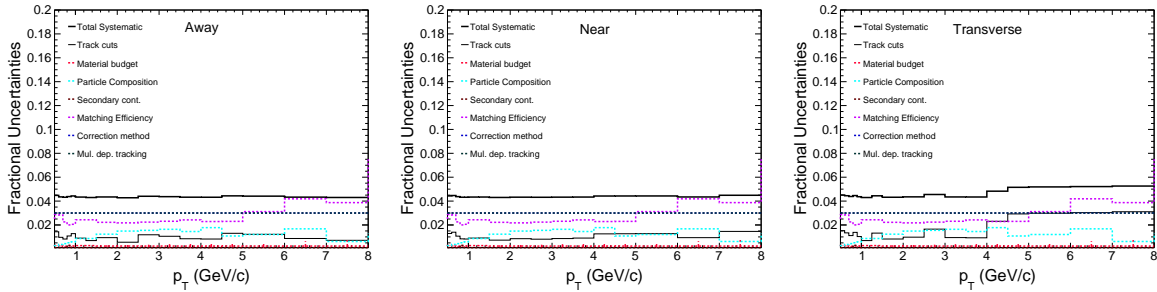


Figura 3.18: Fracciones de las incertidumbres provenientes de distintas fuentes para las tres regiones topológicas en colisiones pp a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

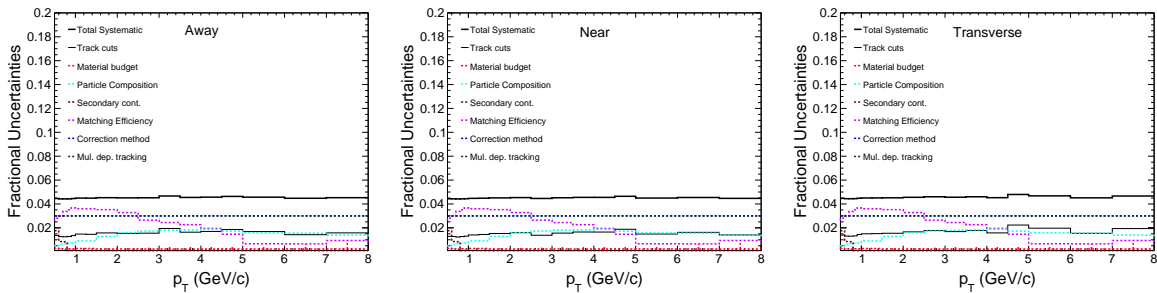


Figura 3.19: Fracciones de las incertidumbres provenientes de distintas fuentes para las tres regiones topológicas en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

Finalmente, las incertidumbres relativas provenientes de diferentes fuentes para las tres regiones topológicas en colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb se muestran en las figuras 3.18, 3.19 y 3.20, respectivamente. En todos los casos, la incertidumbre total es relativamente plana y tiene un valor entre 4-5%.

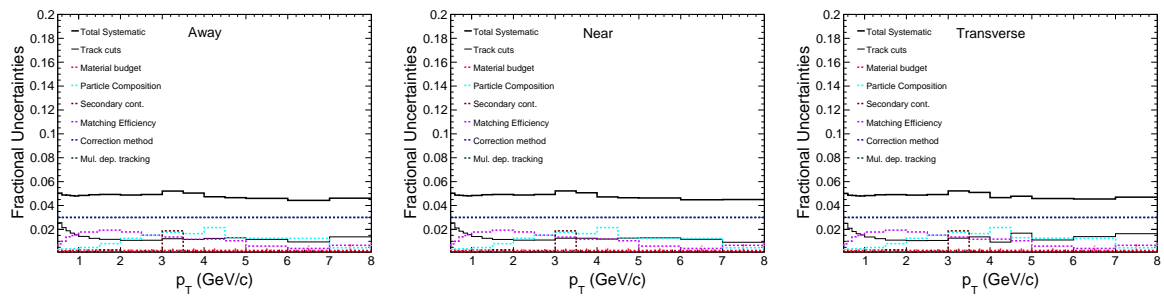


Figura 3.20: Fracciones de las incertidumbres provenientes de distintas fuentes para las tres regiones topológicas en colisiones Pb–Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

Capítulo 4

Resultados y discusión

4.1. Distribuciones de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$

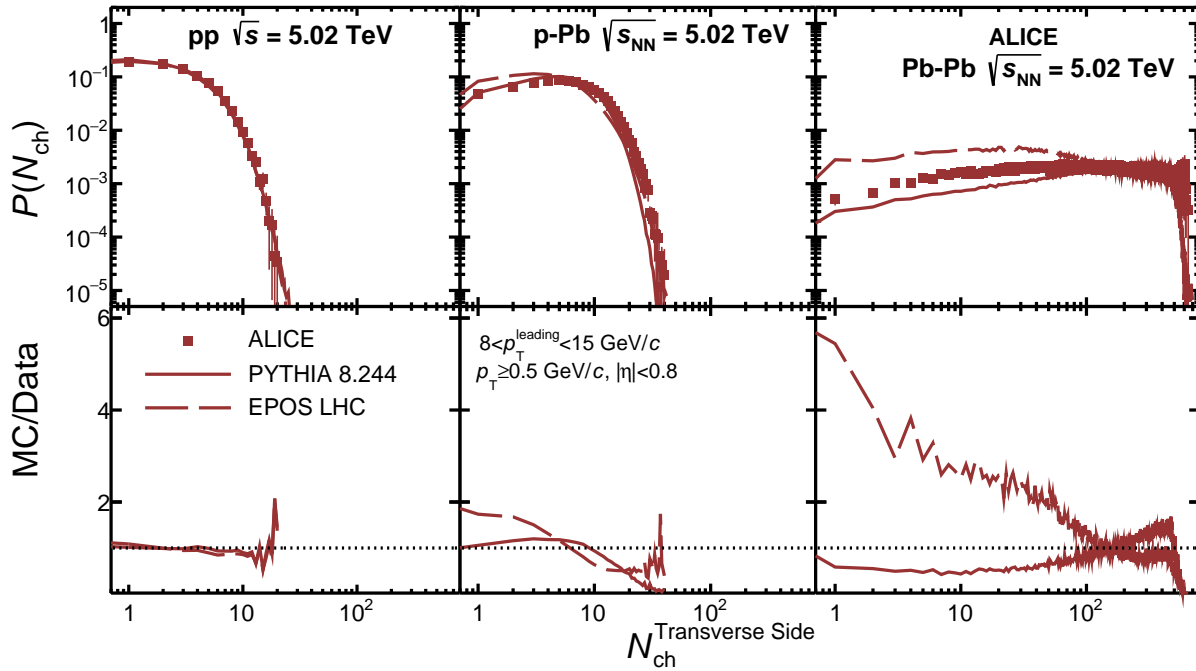


Figura 4.1: Distribuciones de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ en colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV junto con su comparación con generadores de eventos como EPOS-LHC y PYTHIA 8.244

La figura 4.1 muestra las distribuciones de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ para los tres sistemas de colisión tras aplicar la estrategia 1D, así como también, las comparaciones hechas con las predicciones de los generadores de eventos EPOS-LHC y PYTHIA 8. La media de las distribuciones

de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ fue de 2.855 ± 0.015 (stat.) ± 0.10 (sys.), 7.771 ± 0.009 (stat.) ± 0.311 (sys.) y 276.52 ± 0.47 (stat.) ± 17.97 (sys.) para las colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb, respectivamente. En este análisis se usaron dos métodos distintos para obtener el valor de la media de las distribuciones de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ para cada sistema de colisión. Uno de ellos fue obtenido a partir de la media de la distribución 1D, valor que se muestra en la figura 3.9 a), el otro valor fue derivado de los espectros del p_T tras integrar cada bin de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$. La diferencia entre estas dos variaciones se incluyó como incertidumbre sistemática. El valor de la media obtenida de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ para las colisiones pp es consistente con la referencia (42). Como se observa en la figura, los generadores MC tienden a predecir una forma similar de la distribución, pero cuantitativamente se desvían significativamente de los datos experimentales.

4.2. Espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$

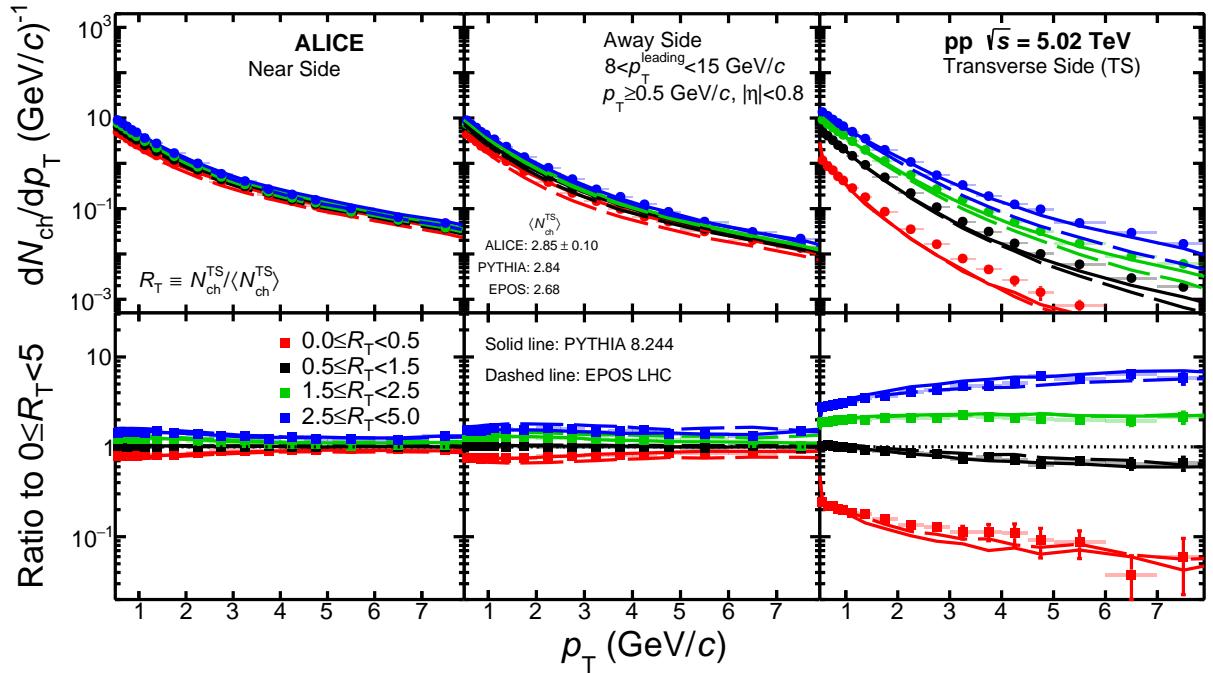


Figura 4.2: Espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ para diferentes regiones topológicas en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, junto con las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC (línea discontinua) y PYTHIA 8 (línea continua).

Las figuras 4.2, 4.3 y 4.4 muestran los espectros del p_T de partículas cargadas en diferentes regiones topológicas a diferentes bins del R_T para colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb

a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV, respectivamente, junto con las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC y PYTHIA 8. El panel inferior muestra la relación entre los espectros del p_T en diferentes bins de R_T y el caso promedio de todos los bins de R_T , es decir, el caso inclusivo del R_T .

En los tres sistemas la producción de partículas en las regiones cercana y lejana está dominada por la fragmentación de dos partones duros salientes y por muchas partículas con alto p_T . Esta alta producción de partículas de alto p_T se observa en el cociente entre el intervalo $0.0 < R_T < 0.5$ y el caso promedio del R_T , donde existe una relación creciente con el aumento de p_T . Por lo que, se observa una disminución (aumento) de partículas con bajo (intermedio) p_T con el aumento de la actividad del UE, efecto que puede ser atribuido al flujo radial colectivo que impulsa a las partículas de bajo p_T a valores más altos. Asimismo, se tiene que la producción de partículas con $p_T \gtrsim 2.5$ GeV/ c decrece al aumentar la actividad del UE, razón por la cual, las relaciones en los paneles inferiores parecen converger a la unidad después de ese determinado valor del p_T , por lo tanto, a mayor p_T las formas espectrales se vuelven casi independientes del R_T . Este efecto se puede interpretar como que el jet se ha “diluido” con el aumento del UE, es decir, que el jet siempre estará presente independientemente del valor de la multiplicidad. Sin embargo, las regiones AS y NS estarán dominadas por el UE a altas multiplicidades, por lo tanto, la señal del jet se desvanecerá.

Por otro lado, en la región transversal para las colisiones pp, el endurecimiento de los espectros del p_T se observa con el aumento en R_T . Debido a que los espectros del p_T son sondeados en términos de las multiplicidades en la región transversal, las autocorrelaciones son relevantes en este análisis y dicho comportamiento podría ser atribuido a ellas; un comportamiento similar es observado en los resultados de las colisiones p-Pb. Por otro lado, en las colisiones Pb-Pb, no se observa un comportamiento parecido al de los sistemas pequeños en la región transversal, hecho que puede ser interpretado como que en este sistema de colisión dominan las interacciones de naturaleza suave. Además, debido a que no fue posible tener un mayor alcance en los bins de N_{ch} , lo que repercutió de

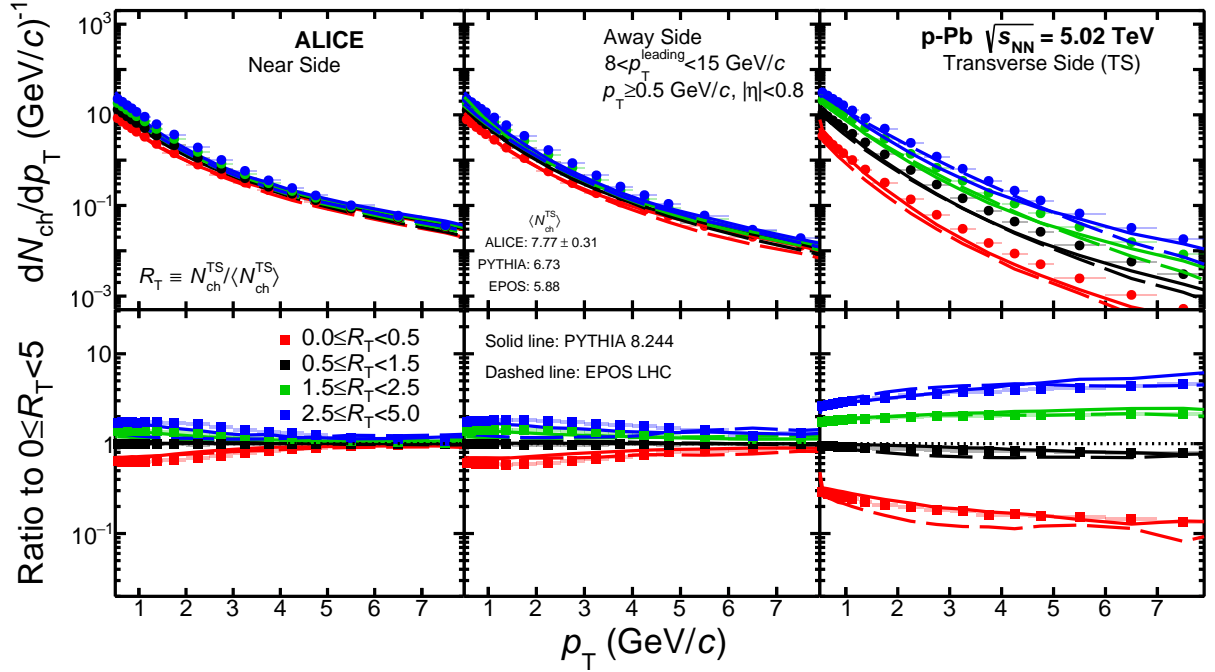


Figura 4.3: Espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ para diferentes regiones topológicas en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV, junto con las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC (línea discontinua) y PYTHIA 8 (línea continua).

manera significativa en los bins del R_T , solo fue posible obtener resultados hasta el bin $1.5 \leq R_T \leq 2.5$, por esa razón, el R_T no parece ser un buen candidato para los estudios de las MPI en este caso, además del hecho de ser un sistema dominado por procesos suaves a alta multiplicidad.

En general, los bins con R_T bajo, corresponden a aquellos eventos con menor contribución del UE y, por lo tanto, son dominados por jets, mientras que para grandes valores del R_T se presenta una mayor contribución del UE.

Ahora bien, en el caso de las comparaciones entre las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC y PYTHIA 8 y los datos, en la figuras 4.2, 4.3 y 4.4 se observa que ambos generadores de eventos parecen describir cualitativamente los datos para colisiones pp y p-Pb, sin embargo, se observa una desviación significativa cuantitativamente. También se observa que PYTHIA 8 exhibe una mejor concordancia que EPOS-LHC para espectros del p_T para las colisiones pp y p-Pb, mientras que para las

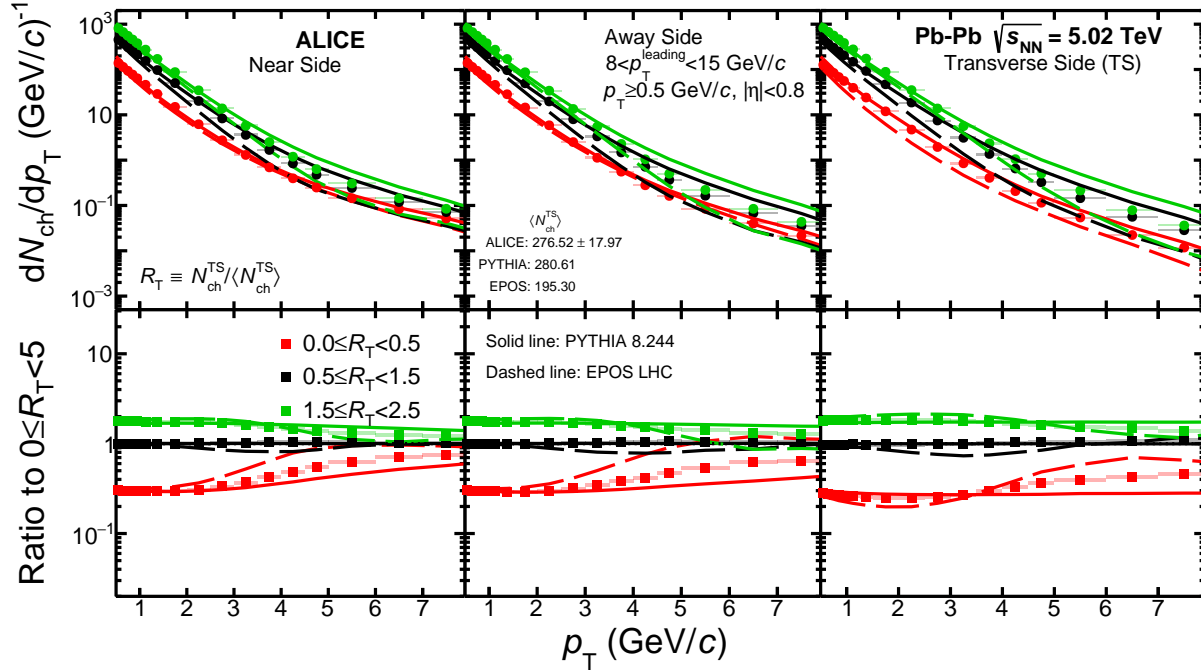


Figura 4.4: Espectro del p_T como función de N_{ch}^{TS} para diferentes regiones topológicas en colisiones Pb–Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, junto con las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC (línea discontinua) y PYTHIA 8 (línea continua).

comparaciones de los espectros del p_T en diferentes bins de R_T y el caso promedio ambas predicciones tienden a concordar entre sí. Por el contrario, para las colisiones Pb–Pb PYTHIA 8 no puede describir el comportamiento de los datos en comparación con EPOS LHC, que ofrece una descripción cualitativamente mejor de los datos. Para el caso del panel inferior, parece ser que PYTHIA 8 tiende a dar una buena descripción cualitativa solo para valores con $p_T < 4$.

Finalmente, en el apéndice I podemos observar las comparaciones entre los resultados preliminares y este nuevo análisis. En el panel inferior de las figuras I.1, I.2, I.3, I.4, I.5, I.6, I.7, I.8 y I.9 se señala con líneas punteadas un intervalo de $\pm 5\%$ que ayuda a evidenciar que, para todos los casos, se tiene con incertidumbre entre $5 - 7\%$, por lo que, para las tres regiones topológicas en los tres sistemas de colisión los resultados son totalmente consistentes. Es importante señalar que existe una diferencia en el número de bins de p_T que hay en cada uno de los análisis, hecho que es claro en las figuras del apéndice I a bajos valores del p_T pero que resulta insignificante en las comparaciones obtenidas.

4.3. Espectro del $\langle p_T \rangle$ como función de R_T

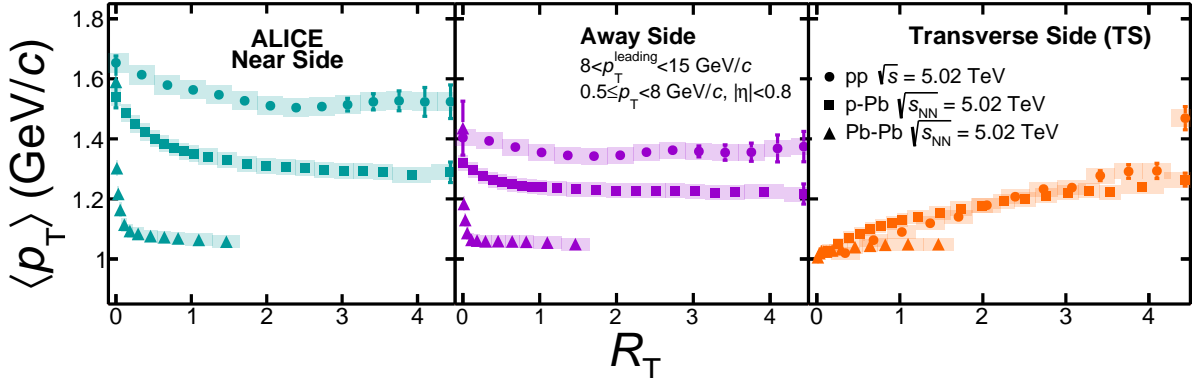


Figura 4.5: Espectro del $\langle p_T \rangle$ de las partículas cargadas en las tres regiones topológicas como función de R_T para las colisiones pp, p-Pb and Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

La figura 4.5 muestra el momento transversal promedio de las partículas cargadas en las tres regiones topológicas como función de R_T para los tres sistemas de colisión. La tendencia creciente de $\langle p_T \rangle$ a través de los diferentes sistemas de colisión en la región transversal es similar a los resultados publicados por ALICE (81). Para las regiones cercana y lejana, las distribuciones del $\langle p_T \rangle$ tienden a ser casi planas con el aumento de R_T . A $R_T=0$, se observa que el $\langle p_T \rangle$ es similar en los distintos sistemas de colisión, dicho comportamiento es esperado ya que la contribución de los jets domina a bajo R_T . Para el caso de grandes valores del R_T , el $\langle p_T \rangle$ se aproxima a valores similares en las tres regiones topológicas para un sistema dado, en esas regiones se tiene una contribución dominante del UE.

El $\langle p_T \rangle$ se comparó con las predicciones hechas por los simuladores MC EPOS-LHC y PYTHIA 8. El panel inferior de la figura 4.6 muestra la relación entre los simuladores MC y los datos. Se observa que a pesar de que los modelos muestran una tendencia similar a la observada en los datos estos se desvían un 10% de los datos experimentales.

4.4. Producción de partículas cargadas

La figura 4.7 muestra la producción de partículas integrada y normalizada a la $\langle N_{ch}^{TS} \rangle$ como función de R_T en las regines NS y AS, junto con las predicciones obtenidas a partir

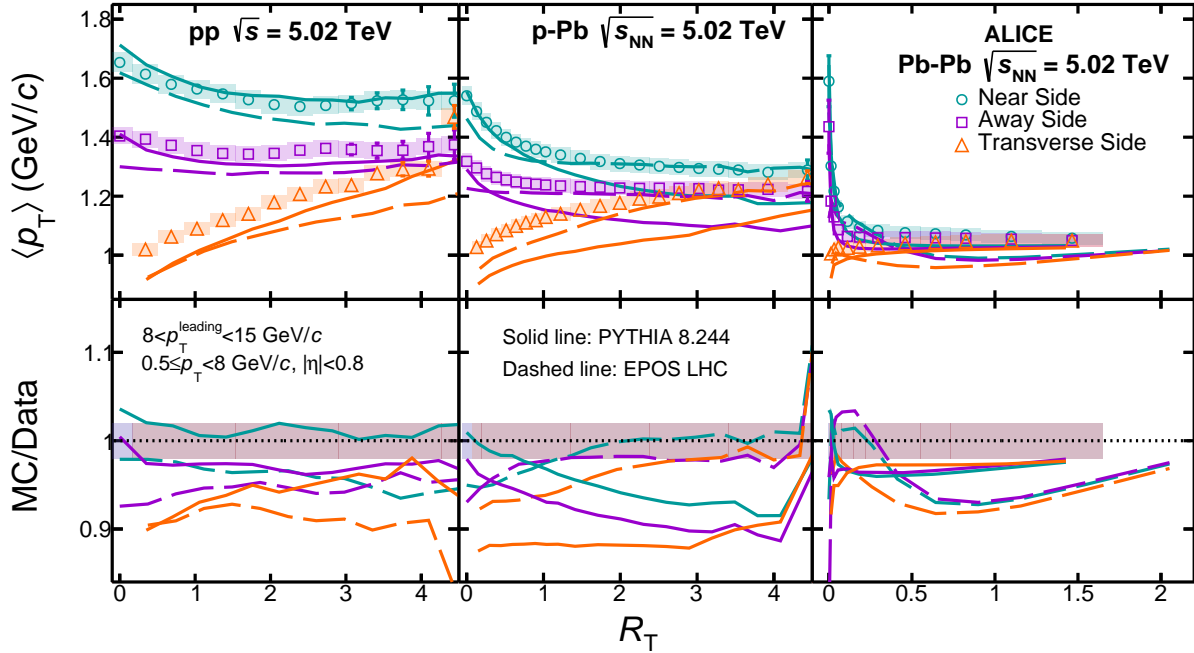


Figura 4.6: Espectro del $\langle p_T \rangle$ de las partículas cargadas en las tres regiones topológicas como función de R_T para las colisiones pp, p-Pb and Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, junto con las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC (línea discontinua) y PYTHIA 8 (línea continua). El panel inferior muestra el cociente entre las simulaciones y los datos.

de los simuladores de eventos EPOS-LHC y PYTHIA 8. En las colisiones pp y p-Pb, la producción de partículas integrada y normalizada para ambas regiones muestra un aumento a bajo R_T y tiende a saturarse a alto R_T . En el caso de las colisiones Pb-Pb, el comportamiento de dicha distribución parece seguir una tendencia lineal. A partir de un cierto R_T , las diferentes regiones topológicas se aproximan a valores similares. Para R_T bajos, la actividad en las regiones NS y AS está dominada por la contribución del jet, es decir, la contribución del UE es mucho menor que en los eventos de sesgo mínimo. Esto explica el comportamiento observado en las distribuciones del $\langle p_T \rangle$. La producción de partículas integrada y normalizada también se comparan con las predicciones de EPOS-LHC y PYTHIA 8, donde se observa que los modelos se desvían un 10-20 % de los datos experimentales.

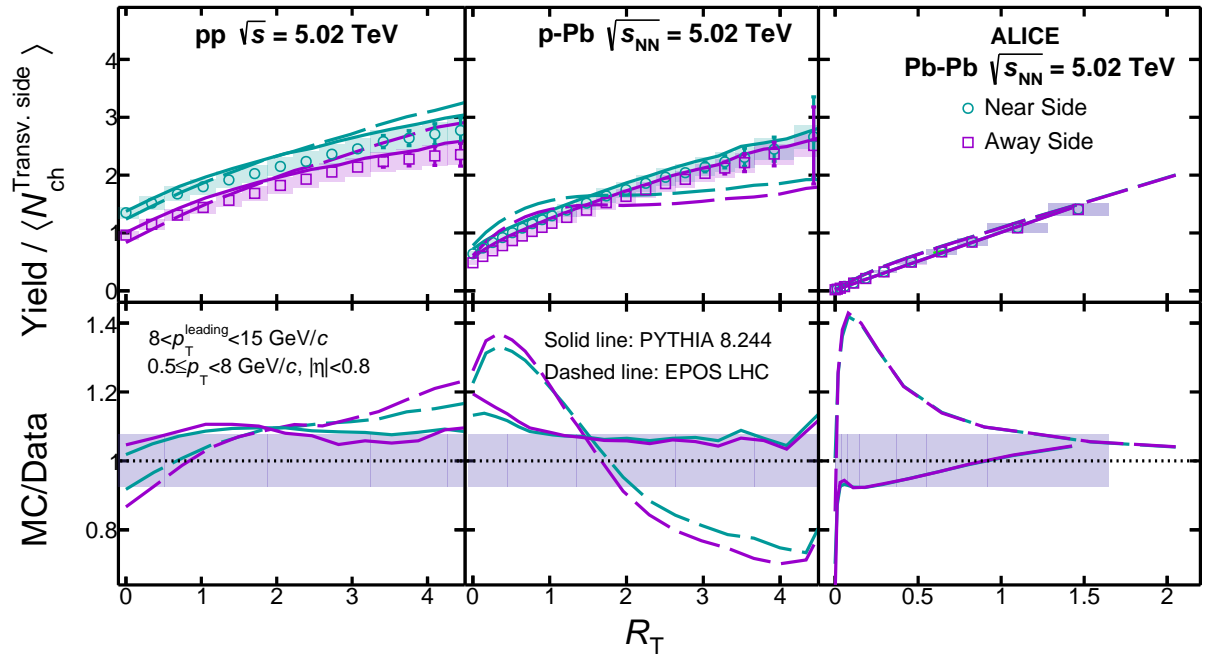


Figura 4.7: Producción de partículas cargadas integrada y normalizada a la $\langle N_{ch}^{TS} \rangle$ para las colisiones pp (izquierda), p-Pb (centro) and Pb-Pb (derecha) a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV como función de R_T en las regiones cercana y lejana, junto con las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC (línea discontinua) y PYTHIA 8 (línea continua). El panel inferior muestra el cociente entre las simulaciones y los datos.

Capítulo 5

Conclusiones

De acuerdo con los resultados obtenidos en el presente trabajo, se determinó que la implementación de los criterios de selección de traza híbridos son confiables para obtener una distribución uniforme en φ , que a su vez garantiza mejoras en el espectro del p_T . Utilizando los criterios de selección de traza híbridos se mejoró la producción de partículas del método de deconvolución a bajas multiplicidades y a bajo p_T .

La técnica de deconvolución de distribuciones funciona tanto en la estrategia 1D como en la 2D. Aplicar la estrategia 2D solo en la región TS y usar la matriz de correlación de multiplicidad obtenida de la estrategia 1D para el caso de las regiones AS y NS evidencia que su aplicación produce de forma eficiente los espectros del p_T deseados, reduciendo el uso de los recursos de computadora.

Se obtuvo que la media de las distribuciones de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ fue de 2.855 ± 0.015 (stat.) ± 0.10 (sys.), 7.771 ± 0.009 (stat.) ± 0.311 (sys.) y 276.52 ± 0.47 (stat.) ± 17.97 (sys.) para las colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb, respectivamente. Donde el valor obtenido para las colisiones pp es consistente con la referencia (42). En general, los generadores MC tienden a predecir una forma similar de la distribución, pero cuantitativamente se desvían de forma significativa de los datos experimentales.

Por otro lado, los estudios de los espectros del p_T de partículas cargadas en diferentes

regiones topológicas a diferentes bins del R_T para colisiones pp y p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV exhiben un comportamiento similar. La región TS presenta efectos de autocorrelación que originan el endurecimiento de los espectros con el aumento del R_T , en contraste con las regiones AS y NS, donde la producción de partículas a bajo p_T aumenta (disminuye) con el aumento (disminución) del R_T . A mayor p_T las formas espectrales se vuelven casi independientes del R_T , de modo que, tienden a converger a la unidad. En estos sistemas, se produce un ablandamiento de los espectros con el aumento del R_T . En contraste con los sistemas pequeños, las colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, no muestran el efecto de autocorrelación en la región transversal. En este caso, el comportamiento de las tres regiones topológicas parece estar dominado por interacciones de naturaleza suave. Además, no es posible observar efectos de la atenuación del jet en colisiones pp y p-Pb de alta multiplicidad ya que en promedio la señal del jet se desvanece. Por otro lado, el R_T no parece ser un buen candidato para el estudio de las MPI en colisiones Pb-Pb.

Ahora bien, en el caso de las comparaciones entre las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC y PYTHIA 8, se concluyó que ambos generadores de eventos parecen describir cualitativamente los datos para colisiones pp y p-Pb, sin embargo, de forma cuantitativa se observa una desviación significativa. PYTHIA 8 exhibe una mejor concordancia que EPOS-LHC para espectros del p_T en las colisiones pp y p-Pb, mientras que, para las comparaciones de los espectros del p_T en diferentes bins de R_T y el caso promedio, ambas predicciones tienden a concordar entre si. Por el contrario, para las colisiones Pb-Pb, PYTHIA 8 no parece describir el comportamiento de los datos en comparación con EPOS LHC, que ofrece una descripción cualitativamente mejor. Para las comparaciones de los espectros del p_T en diferentes bins de R_T y el caso promedio, parece ser que PYTHIA 8 tiende a dar una buena descripción cualitativa solo para valores con $p_T < 4$, por lo que, sería conveniente usar una versión diferente de los generadores de eventos con la finalidad de realizar dichas comparaciones.

Posteriormente, el estudio del $\langle p_T \rangle$ de las partículas cargadas en las tres regiones topológicas como función de R_T para los tres sistemas de colisión mostró que a $R_T=0$, el $\langle p_T \rangle$

es independiente del tamaño del sistema en las regiones NS y AS, dicho límite está bien descrito por los modelos.

Las comparaciones entre los resultados obtenidos en este trabajo y los preliminares mostraron que, dentro de la incertidumbre estadística, las tres regiones topológicas son consistentes, por lo que, los criterios de selección de traza híbridos pueden ser usados para realizar un análisis más exhaustivo de los datos esperados de la corrida 3 de ALICE que permita estudiar las MPI a fin de entender los orígenes de la colectividad en sistemas pequeños.

Es importante mencionar que los resultados de esta tesis fueron propuestos para su publicación, el 16 de noviembre del presente año, en el ALICE Physics Forum (82). La propuesta de artículo fue aceptada por la colaboración de ALICE con el propósito de ser publicado en la revista JHEP.

Índice de tablas

2.1	Detectores usados en el análisis. Las coordenadas transversales (r) y longitudinales (z) se miden con respecto al punto de interacción 2 del ALICE (IP2). El eje z apunta a lo largo del haz del LHC en sentido antihorario. Los detectores marcados con un asterisco (*) forman parte del detector ITS (57; 58).	33
3.1	Lista de los criterios de selección de traza variados para los estudios de incertidumbres sistemáticas.	70

Índice de figuras

1.1	Partículas del Modelo Estándar (8).	2
1.2	Izquierda: Noneto pseudoescalar de mesones con $J^P = 0^-$ (10). Derecha: Octeto de bariones con $J^P = \frac{1}{2}^+$ (11).	4
1.3	Recapitulación de las mediciones de α_s en función de la escala energética Q . El grado respectivo de perturbación de la teoría QCD utilizada para la obtención de α_s se indica entre paréntesis (NLO: orden próximo al primer orden; NNLO: orden próximo al próximo del primer orden; NNNLO: orden próximo a NNLO). Figura tomada de la referencia (12).	8
1.4	Diagrama de fase de QCD. Figura tomada de la referencia (2).	10
1.5	Presión, densidad energética y densidad de entropía normalizadas en función de la temperatura usando cálculos de LQCD. Figura tomada de la referencia (22).	13
1.6	Representación esquemática de la colisión de dos iones pesados, donde la distancia en el plano transversal entre los centros de los dos núcleos contraídos de Lorentz es el parámetro de impacto (b). Figura tomada de la referencia (27).	16
1.7	(a) Representación esquemática de las distintas etapas de una colisión nuclear ultrarelativista(29). (b) Evolución espacio-tiempo de un sistema creado en la colisión de iones pesados. Los diferentes estados son especificados del lado derecho, mientras que las herramientas teóricas usadas para describirlos se muestran del lado izquierdo. Figura tomada de la referencia (30).	18
1.8	Espectros del momento transversal de piones cargados (izquierda), kaones (centro) y (anti)protones (derecha) medidos en colisiones $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Figura tomada de la referencia (38).	22

1.9	Relación entre la producción de partículas integrada del p_T de hadrones extraños con respecto al de los piones ($\pi^+ + \pi^-$) en función de $\langle dN_{\text{ch}}/d\eta \rangle$ para colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb a las energías del LHC del CERN. Las distintas líneas representan predicciones de diferentes generadores de MC para colisiones pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Figura tomada de la referencia (42).	23
1.10	Factor de modificación nuclear R_{AA} para diferentes partículas en función del momento transversal en colisiones Au-Au a $s_{\text{NN}} = 200$ GeV en el experimento PHENIX del RHIC. Figura tomada de la referencia (32).	25
1.11	Representación esquemática de las regiones topológicas cercana (toward (NS)), lejana (away (AS)) y transversal (transverse (TS)) en colisión de dos iones pesados. Figura tomada de la referencia (44).	27
1.12	N_{ch} como función de p_T^{trig} en las tres regiones topológicas en colisiones pp (izquierda) y p-Pb (derecha) a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. Figura tomada de la referencia (48).	28
2.1	Detectores del experimento ALICE. Figura tomada de la referencia (56).	32
2.2	Capas del detector ITS (58).	34
2.3	Vista en 3D del detector TPC (58).	35
2.4	Esquema de los elementos de detección del V0A(izquierda) y del V0C(derecha) (58).	36
3.1	Distribución angular azimutal de las partículas medidas en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV usando trazas híbridas.	44
3.2	Diagrama del proceso de deconvolución (71).	46
3.3	Diagrama paso a paso del proceso de deconvolución bayesiano (71).	49
3.4	Izquierda: distribución de multiplicidad medida, verdadera y la distribución obtenida después de procedimiento de deconvolución para los sistemas de colisión a) pp y c) p-Pb. Derecha: comparación entre la distribución de deconvolución y la distribución verdadera, y la distribución medida entre la verdadera para los sistemas de colisión b) pp y d) p-Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV.	51

3.5 Comparación de los criterios de selección de traza 2015 e híbridos para la relación del espectro de p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch,true}^{TS}$ en la región TS en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. 53

3.6 Comparación de los criterios de selección de traza 2015 e híbridos para la relación del espectro de p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch,true}^{TS}$ en la región NS en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. 54

3.7 Comparación de los criterios de selección de traza e híbridos para la relación del espectro de p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch,true}^{TS}$ en la región AS en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. 55

3.8 Producción de partículas invariante completamente corregida como función de $N_{ch,true}^{TS}$ para dos bins de $N_{ch,true}^{TS}$ en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. . . . 56

3.9 a) Producción de partículas invariante integrado completamente corregida como función de N_{ch}^{TS} para los tres sistemas de colisión a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV en la región transversal, b) Desviación de la tendencia lineal de la producción de partículas integrada en función de N_{ch}^{TS} para diferentes sistemas de colisión. 57

3.10 Distribución del momento transversal de a) π , b) K , c) p y d) Λ en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV junto con sus ajustes tanto para bajo como alto p_T 60

3.11 Comparación del espectro obtenido por los ajustes en ambos regímenes del momento transversal respecto a los datos obtenidos a partir de las mediciones de ALICE para a) π , b) K , c) p y d) Λ en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV. 62

3.12 a) Relación entre Σ y Λ a partir de la simulación MC. b) Espectro de una sola partícula para Σ^+ y Σ^- , ambos en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. . . 63

3.13 a) Espectro de una sola partícula para π 's, K 's, p 's y Σ 's a partir de los ajustes a bajos y altos valores del momento transversal. b) Abundancias relativas obtenidas para todas las especies en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. 65

3.14 Factor de corrección correspondiente a la eficiencia de seguimiento inclusiva y a la contaminación de partículas secundarias para los sistemas de colisión a) pp , b) p-Pb y c) Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. 67

3.15	Fracciones de las incertidumbres debidas a los criterios de selección de traza para diferentes regiones topológicas en colisiones pp a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV.	68
3.16	Fracciones de las incertidumbres debidas a los criterios de selección de traza para diferentes regiones topológicas en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV.	68
3.17	Fracciones de las incertidumbres debidas a los criterios de selección de traza para diferentes regiones topológicas en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV.	68
3.18	Fracciones de las incertidumbres provenientes de distintas fuentes para las tres regiones topológicas en colisiones pp a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV.	71
3.19	Fracciones de las incertidumbres provenientes de distintas fuentes para las tres regiones topológicas en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV.	71
3.20	Fracciones de las incertidumbres provenientes de distintas fuentes para las tres regiones topológicas en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV.	72
4.1	Distribuciones de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ en colisiones pp, p-Pb y Pb-Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV junto con su comparación con generadores de eventos como EPOS-LHC y PYTHIA 8.244	73
4.2	Espectro del p_{T} como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ para diferentes regiones topológicas en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, junto con las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC (línea discontinua) y PYTHIA 8 (línea continua).	74
4.3	Espectro del p_{T} como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ para diferentes regiones topológicas en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV, junto con las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC (línea discontinua) y PYTHIA 8 (línea continua).	76
4.4	Espectro del p_{T} como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ para diferentes regiones topológicas en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV, junto con las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC (línea discontinua) y PYTHIA 8 (línea continua).	77

4.5	Espectro del $\langle p_T \rangle$ de las partículas cargadas en las tres regiones topológicas como función de R_T para las colisiones pp, p-Pb and Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	78
4.6	Espectro del $\langle p_T \rangle$ de las partículas cargadas en las tres regiones topológicas como función de R_T para las colisiones pp, p-Pb and Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, junto con las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC (línea discontinua) y PYTHIA 8 (línea continua). El panel inferior muestra el cociente entre las simulaciones y los datos.	79
4.7	Producción de partículas cargadas integrada y normalizada a la $\langle N_{ch}^{TS} \rangle$ para las colisiones pp (izquierda), p-Pb (centro) and Pb-Pb (derecha) a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV como función de R_T en las regiones cercana y lejana, junto con las predicciones obtenidas a partir de los simuladores de eventos EPOS-LHC (línea discontinua) y PYTHIA 8 (línea continua). El panel inferior muestra el cociente entre las simulaciones y los datos.	80
A.1	Izquierda: matriz de respuesta del detector ($P(N_{acc}^{TS} N_{ch,true}^{TS})$) para colisiones a) pp, c) p-Pb y e) Pb-Pb. Derecha: matriz de correlación de multiplicidad ($P(N_{ch,true}^{TS} N_{acc}^{TS})$) para colisiones b) pp, d) p-Pb y f) Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	96
B.1	Distribución del p_T vs N_{ch} para los sistemas de colisión a) pp , b) p-Pb y c) Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV en la región transversal.	98
C.1	Comparación de los criterios de selección de traza 2015 e híbridos para la relación del espectro del p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch,true}^{TS}$ en la región TS en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	100
C.2	Comparación de los criterios de selección de traza 2015 e híbridos para la relación del espectro del p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch,true}^{TS}$ en la región NS en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	101

C.3	Comparación de los criterios de selección de traza 2015 e híbridos para la relación del espectro del p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch,true}^{TS}$ en la región AS en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	102
D.1	Distribución del momento transversal de a) π , b) K , c) p y d) Λ en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV junto con sus ajustes tanto para bajo como alto p_T .104	
D.2	Comparación del espectro obtenido por los ajustes en ambos regímenes del momento transversal respecto a los datos obtenidos a partir de las mediciones de ALICE para a) π , b) K , c) p y d) Λ en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	105
E.1	a) Relación entre Σ y Λ a partir de la simulación MC. b) Espectro de una sola partícula para Σ^+ y Σ^- , ambos en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. 107	
F.1	a) Espectro de una sola partícula de a) π , b) K , c) p y d) Σ a partir de los ajustes a bajos y altos valores del momento transversal. b) Abundancias relativas obtenidas para todas las especies en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	109
F.2	Abundancias relativas obtenidas para todas las especies en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	110
G.1	Distribución de la eficiencia para todas las especies junto con la eficiencia de seguimiento inclusiva para los sistemas de colisión a) pp , b) p-Pb y c) Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$	112
H.1	Distribución DCA para las diferentes contribuciones de MC en comparación con los datos en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ en diferentes bins del p_T	114
H.2	Distribución DCA para las diferentes contribuciones de MC en comparación con los datos en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ para diferentes bins del p_T . 115	
H.3	Distribución DCA para las diferentes contribuciones de MC en comparación con los datos en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ para diferentes bins del p_T .116	

H.4 Ajuste multiplantilla de la distribución DCA para obtener el factor de corrección por contaminación secundaria en contraste con los datos en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ a diferentes bins del p_T 117

H.5 Ajuste multiplantilla de la distribución DCA para obtener el factor de corrección por contaminación secundaria en contraste con los datos en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ para diferentes bins del p_T 118

H.6 Ajuste multiplantilla de la distribución DCA para obtener el factor de corrección por contaminación secundaria en contraste con los datos para colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ en diferentes bins del p_T 119

H.7 Factores de corrección para la contaminación por partículas secundarias junto con el ajuste polinómico para colisiones a) pp , b) p-Pb y c) Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ 120

I.1 Comparación del espectro del p_T como función de N_{ch}^{TS} entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región TS a diferentes bins del R_T .122

I.2 Comparación del espectro del p_T como función de N_{ch}^{TS} entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región NS a diferentes bins del R_T .123

I.3 Comparación del espectro del p_T como función de N_{ch}^{TS} entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región AS a diferentes bins del R_T .124

I.4 Comparación del espectro del p_T como función de N_{ch}^{TS} entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones p-Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región TS a diferentes bins del R_T 125

I.5 Comparación del espectro del p_T como función de N_{ch}^{TS} entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones p-Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región NS a diferentes bins del R_T 126

I.6	Comparación del espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones p–Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región AS a diferentes bins del R_T	127
I.7	Comparación del espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones Pb–Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región TS a diferentes bins del R_T	128
I.8	Comparación del espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones Pb–Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región NS a diferentes bins del R_T	129
I.9	Comparación del espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones Pb–Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región AS a diferentes bins del R_T	130

Apéndice A

Matriz de respuesta del detector y
matriz de correlación de multiplicidad

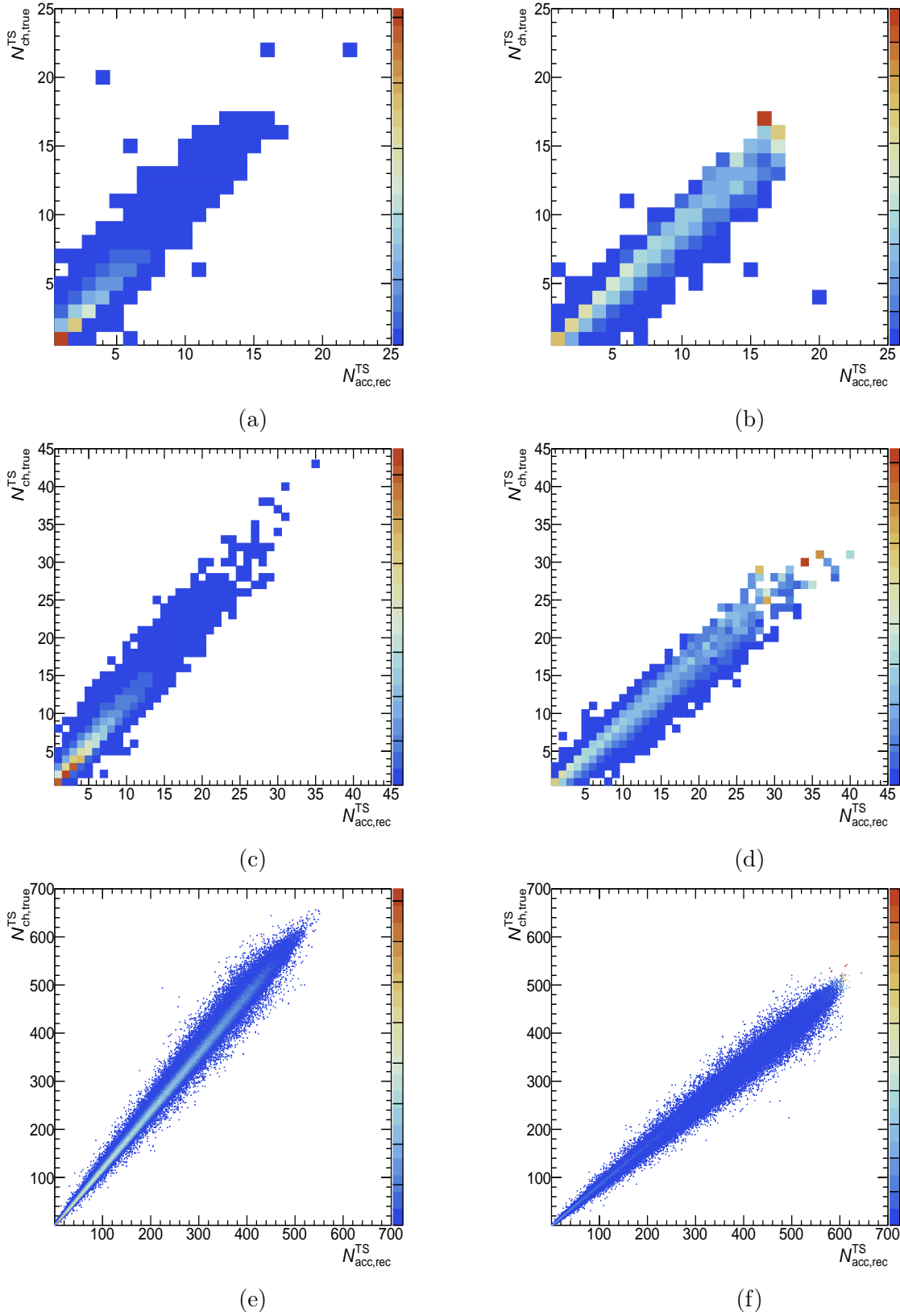


Figura A.1: Izquierda: matriz de respuesta del detector ($P(N_{acc}^{TS}|N_{ch,true}^{TS})$) para colisiones a) pp , c) p -Pb y e) Pb-Pb. Derecha: matriz de correlación de multiplicidad ($P(N_{ch,true}^{TS}|N_{acc}^{TS})$) para colisiones b) pp , d) p -Pb y f) Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

Apéndice B

Distribución del p_T vs N_{ch}

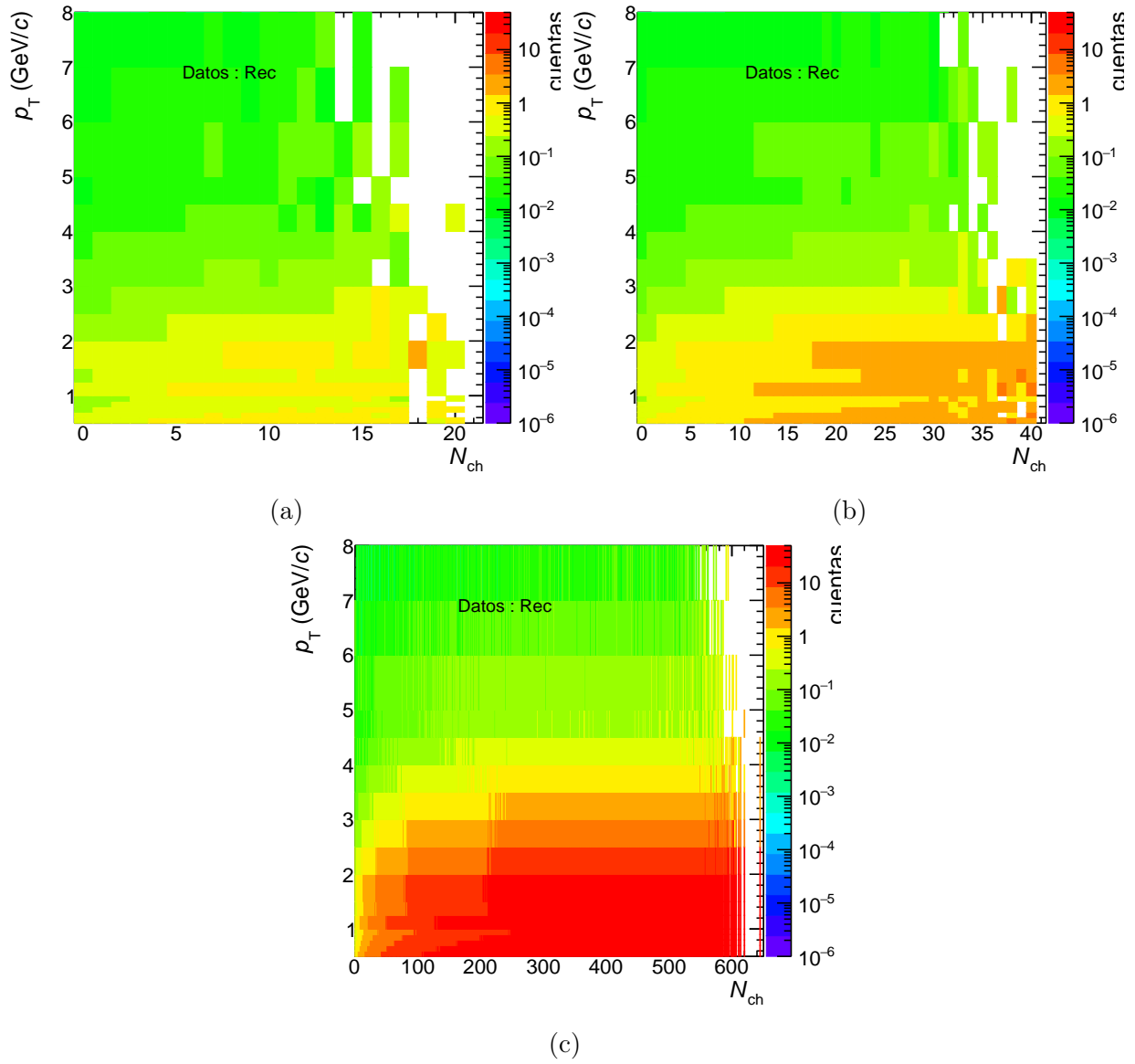


Figura B.1: Distribución del p_T vs N_{ch} para los sistemas de colisión a) pp , b) p-Pb y c) Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV en la región transversal.

Apéndice C

Prueba de cerradura MC: estrategia 2D

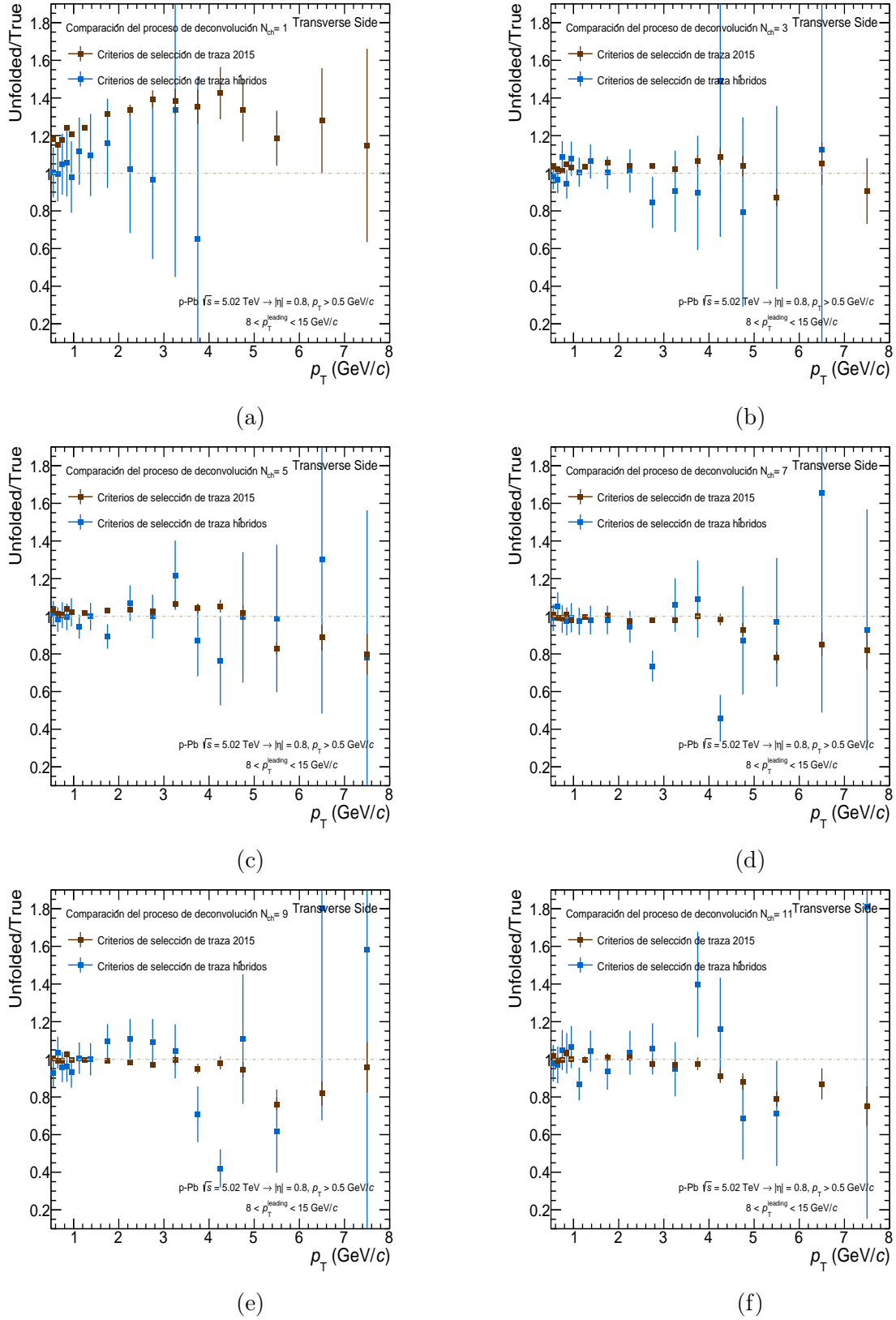


Figura C.1: Comparación de los criterios de selección de traza 2015 e híbridos para la relación del espectro del p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch, \text{true}}^{\text{TS}}$ en la región TS en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

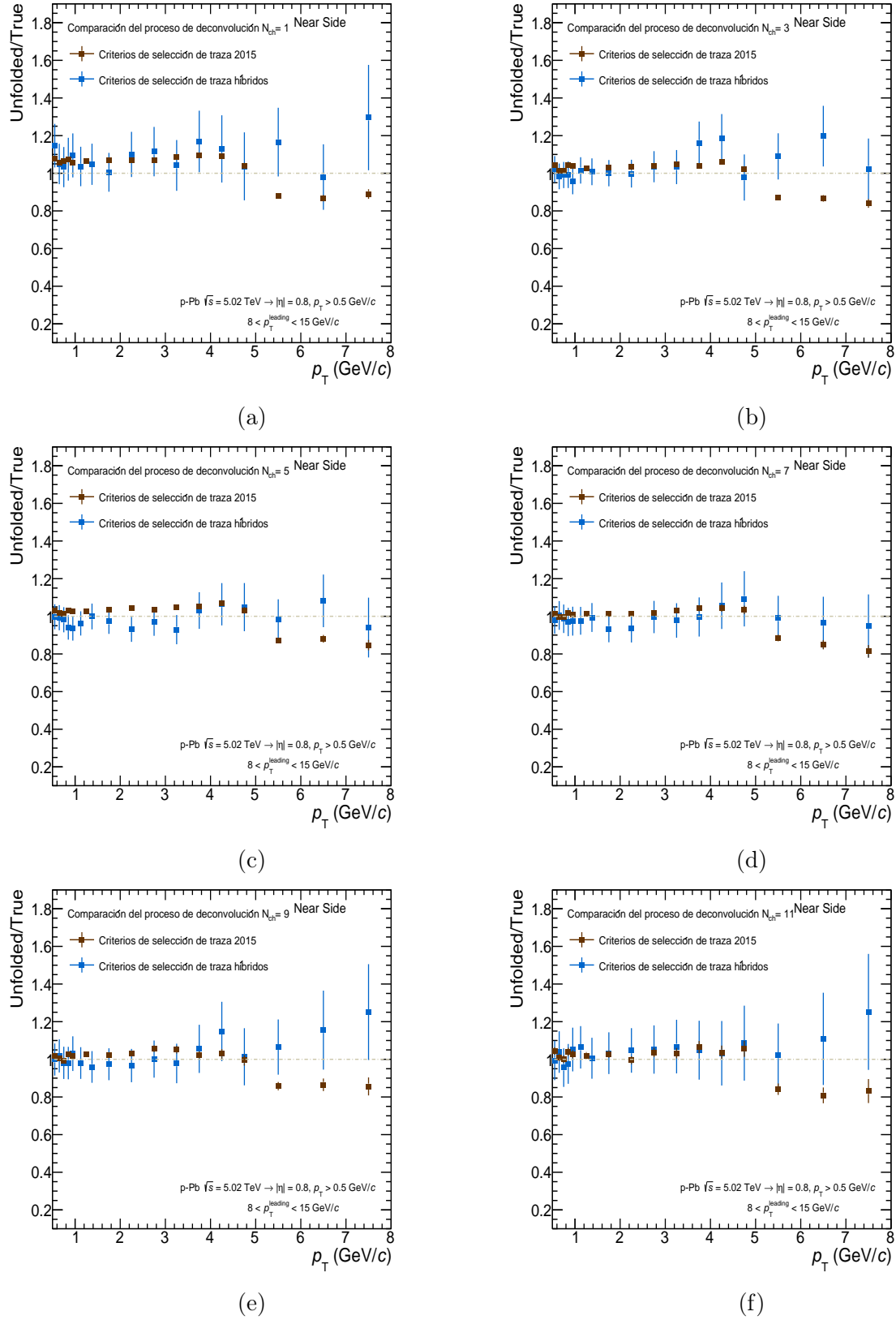


Figura C.2: Comparación de los criterios de selección de traza 2015 e híbridos para la relación del espectro del p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch, \text{true}}^{\text{TS}}$ en la región NS en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$.

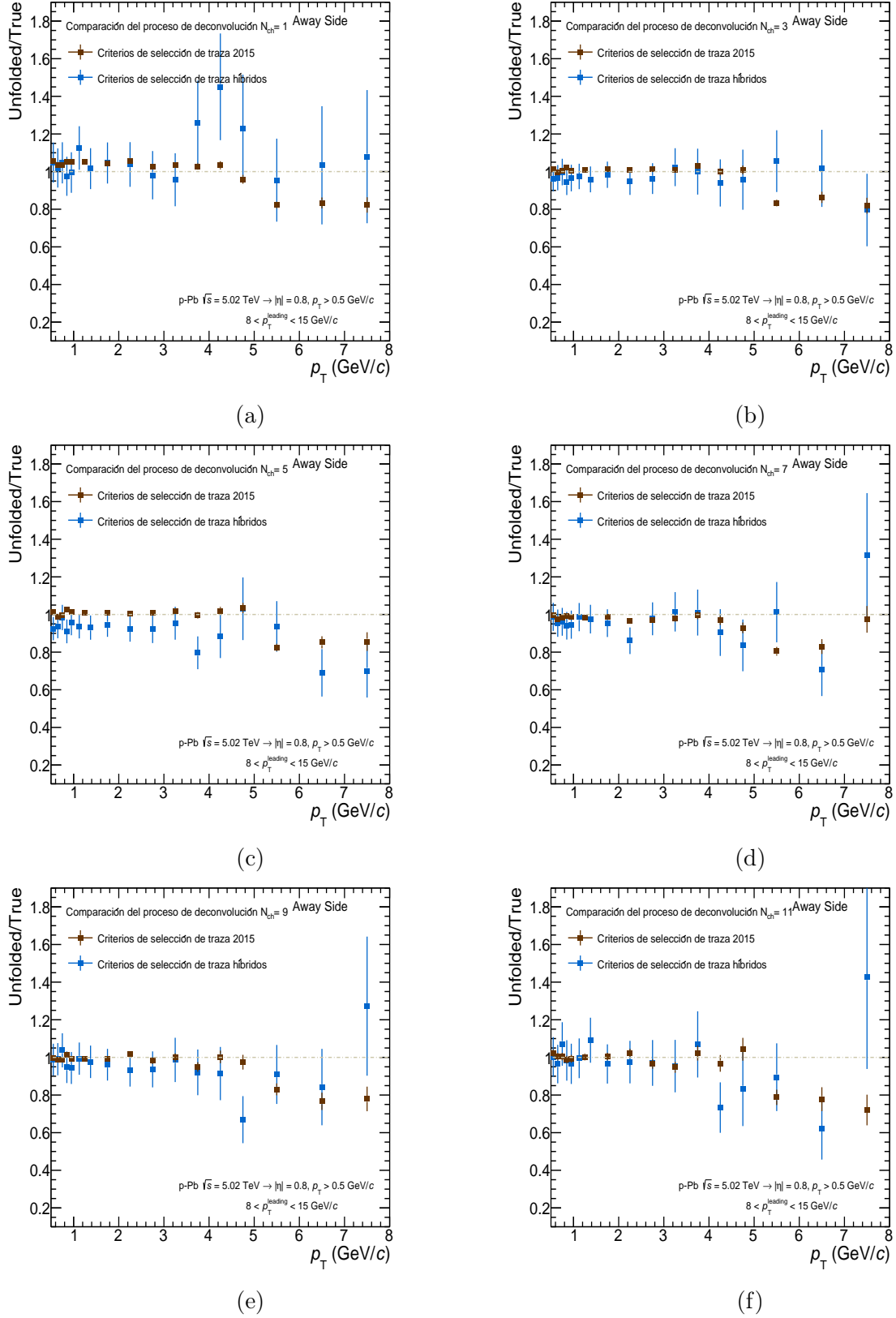


Figura C.3: Comparación de los criterios de selección de traza 2015 e híbridos para la relación del espectro del p_T de deconvolución entre el espectro verdadero para diferentes bins de $N_{ch,true}^{TS}$ en la región AS en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

Apéndice D

Espectros medidos de una sola partícula

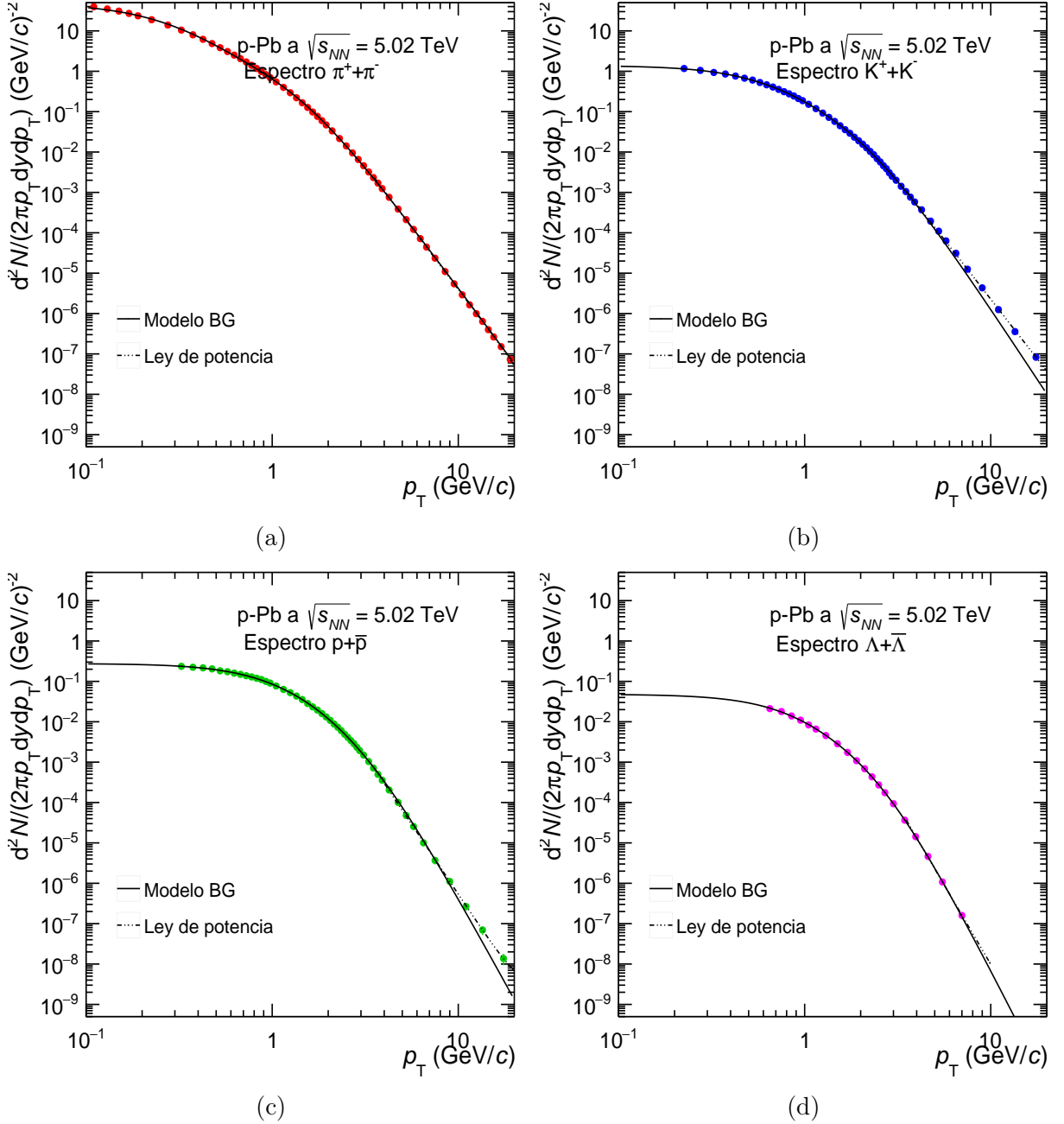


Figura D.1: Distribución del momento transversal de a) π , b) K , c) p y d) Λ en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV junto con sus ajustes tanto para bajo como alto p_T .

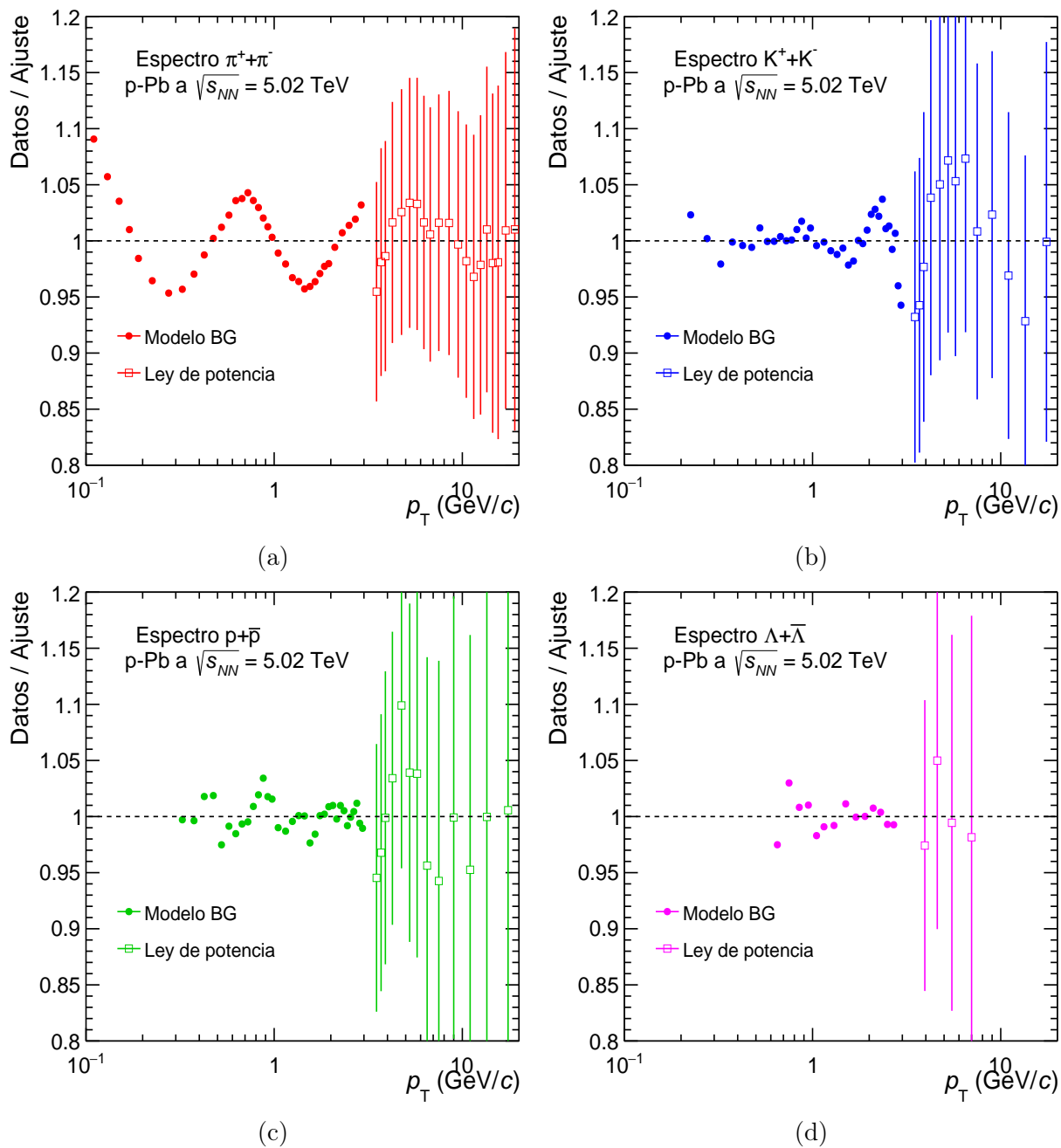


Figura D.2: Comparación del espectro obtenido por los ajustes en ambos regímenes del momento transversal respecto a los datos obtenidos a partir de las mediciones de ALICE para a) π , b) K , c) p y d) Λ en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

Apéndice E

Espectro construido de una sola partícula para Σ^+ y Σ^-

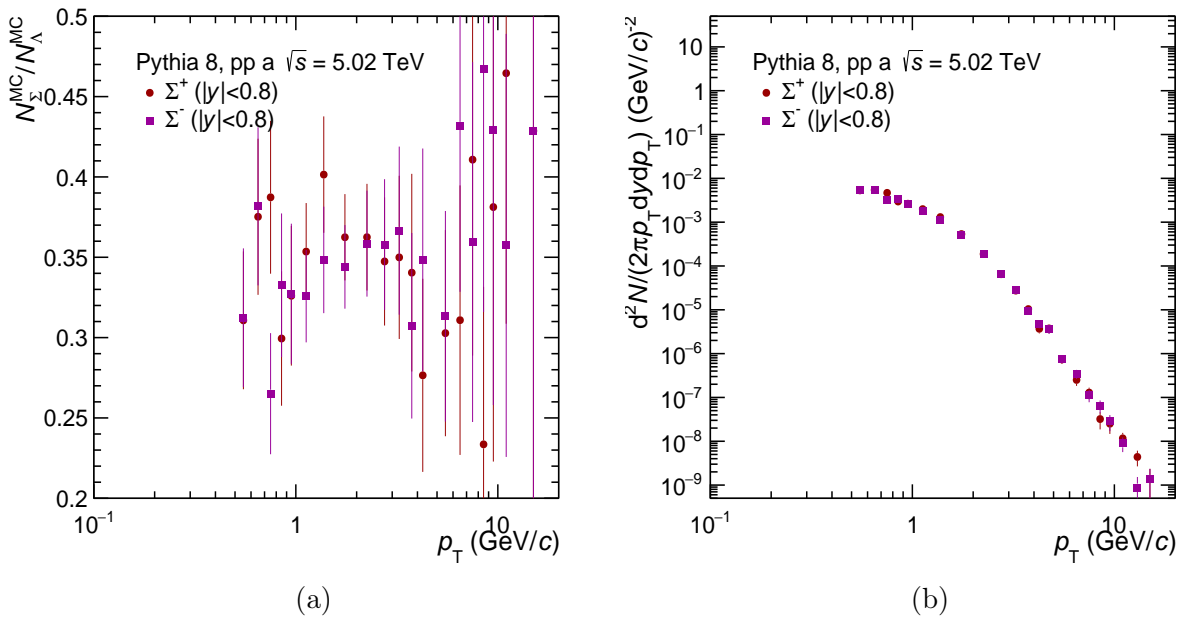


Figura E.1: a) Relación entre Σ y Λ a partir de la simulación MC. b) Espectro de una sola partícula para Σ^+ y Σ^- , ambos en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV.

Apéndice F

Espectro de una sola partícula y abundancias relativas

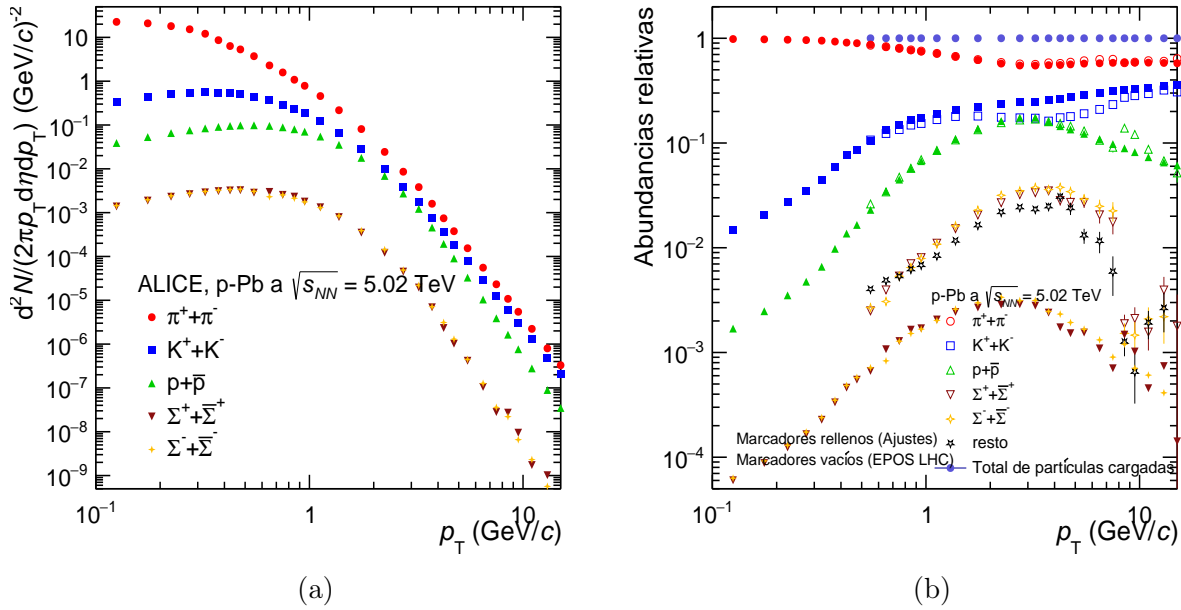


Figura F.1: a) Espectro de una sola partícula de a) π , b) K , c) p y d) Σ a partir de los ajustes a bajos y altos valores del momento transversal. b) Abundancias relativas obtenidas para todas las especies en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

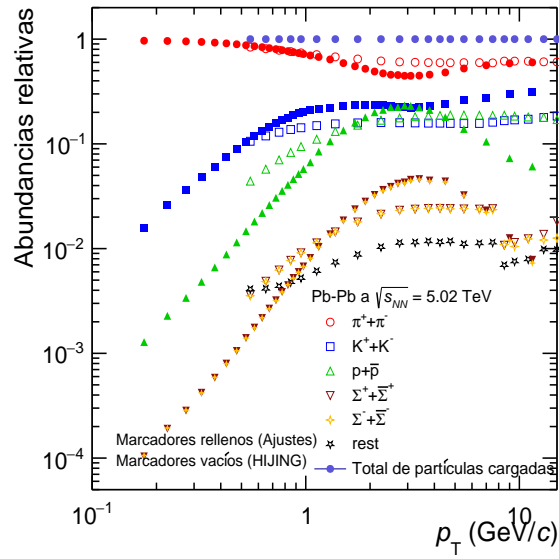


Figura F.2: Abundancias relativas obtenidas para todas las especies en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

Apéndice G

Eficiencias para cada especie

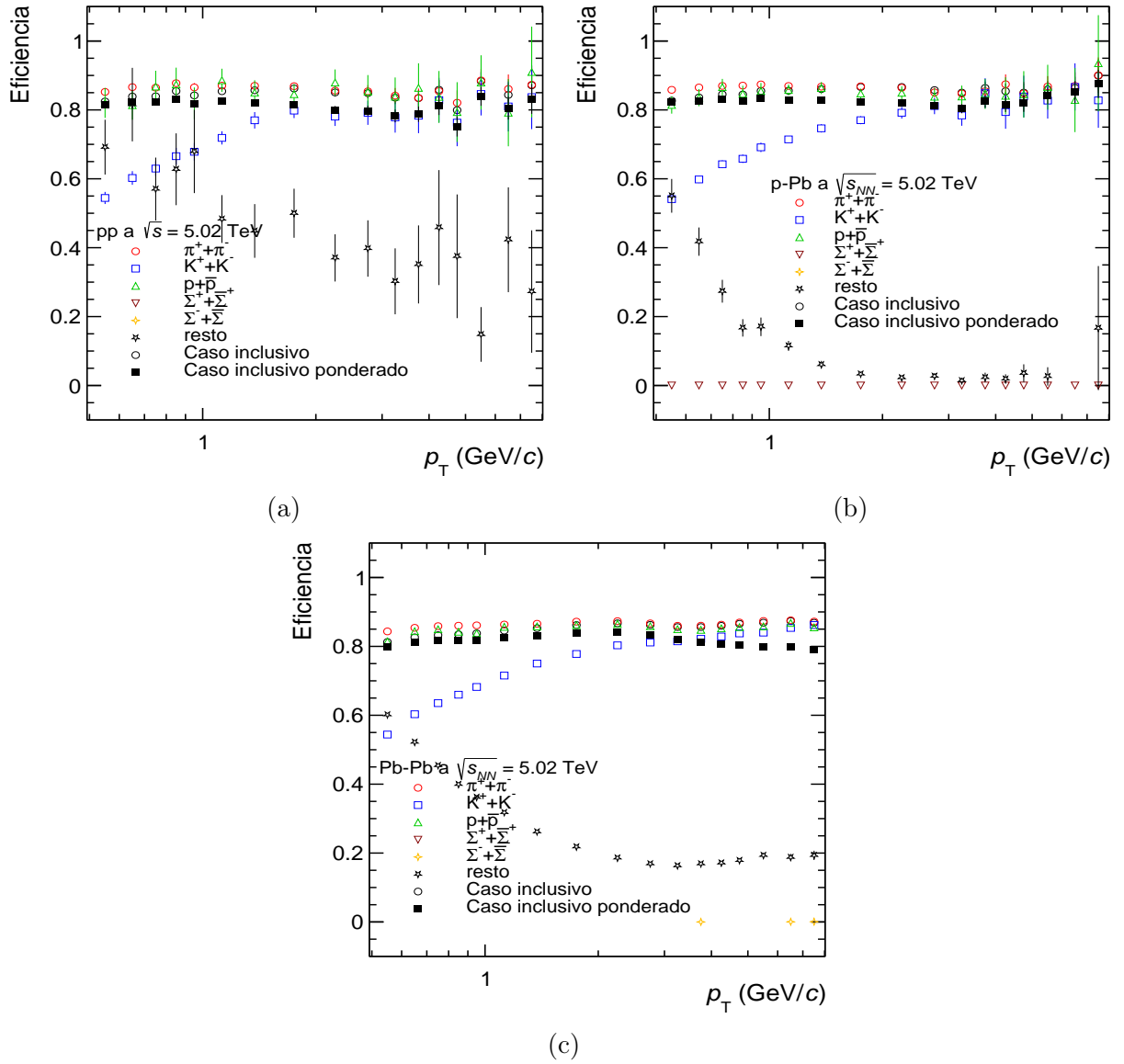


Figura G.1: Distribución de la eficiencia para todas las especies junto con la eficiencia de seguimiento inclusiva para los sistemas de colisión a) pp , b) p-Pb y c) Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$.

Apéndice H

Contaminación por partículas secundarias

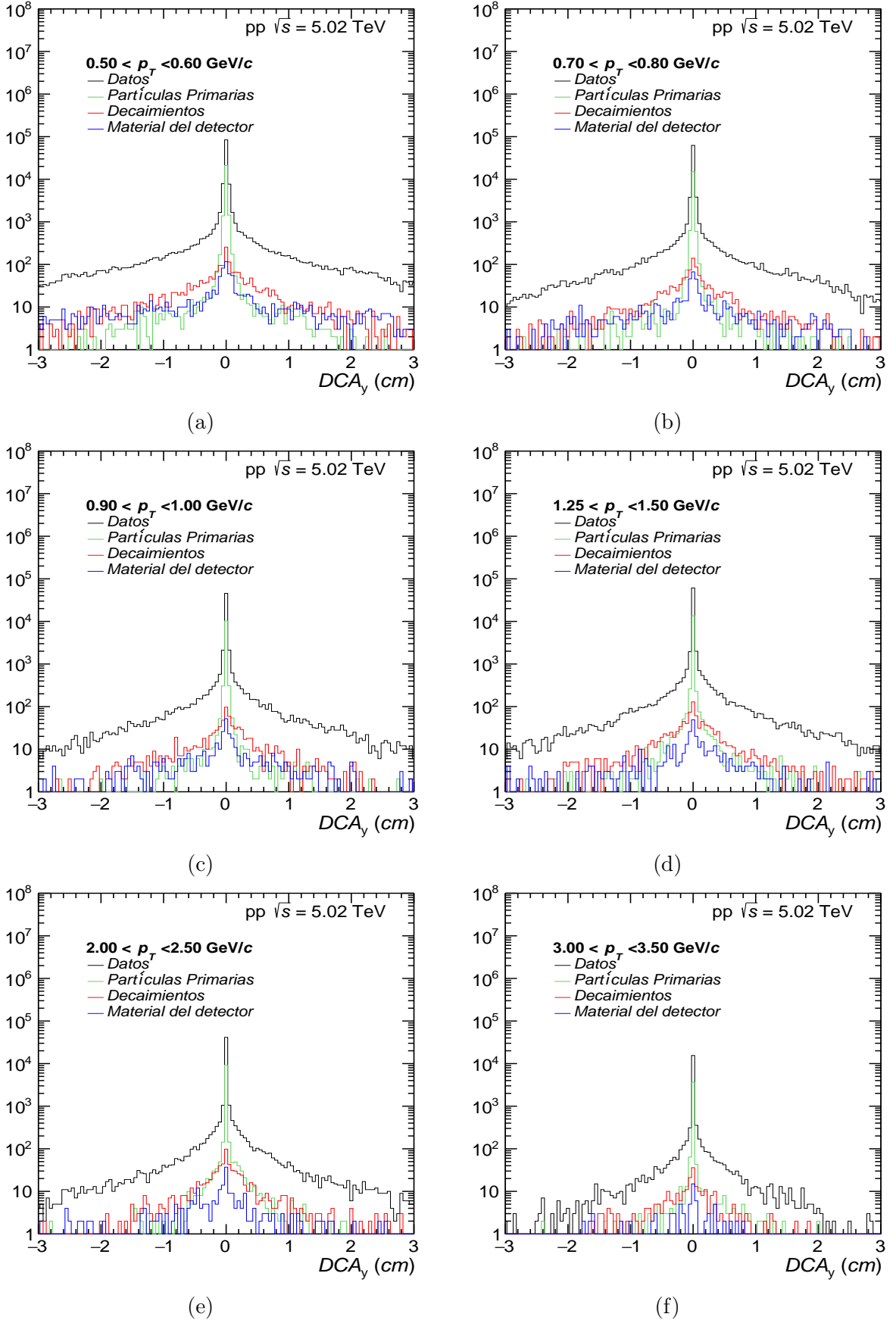


Figura H.1: Distribución DCA para las diferentes contribuciones de MC en comparación con los datos en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ en diferentes bins del p_T .

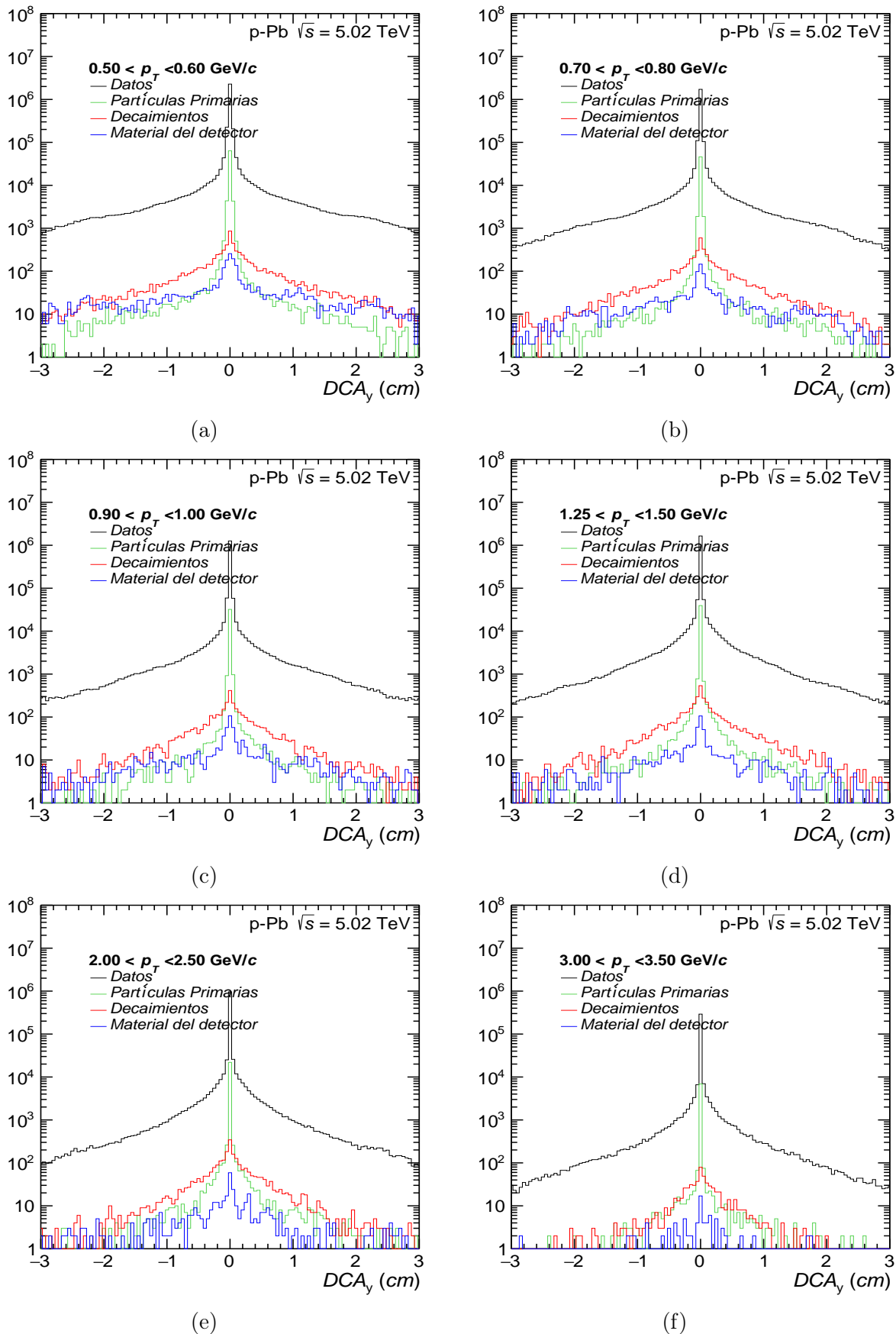


Figura H.2: Distribución DCA para las diferentes contribuciones de MC en comparación con los datos en colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ para diferentes bins del p_T .

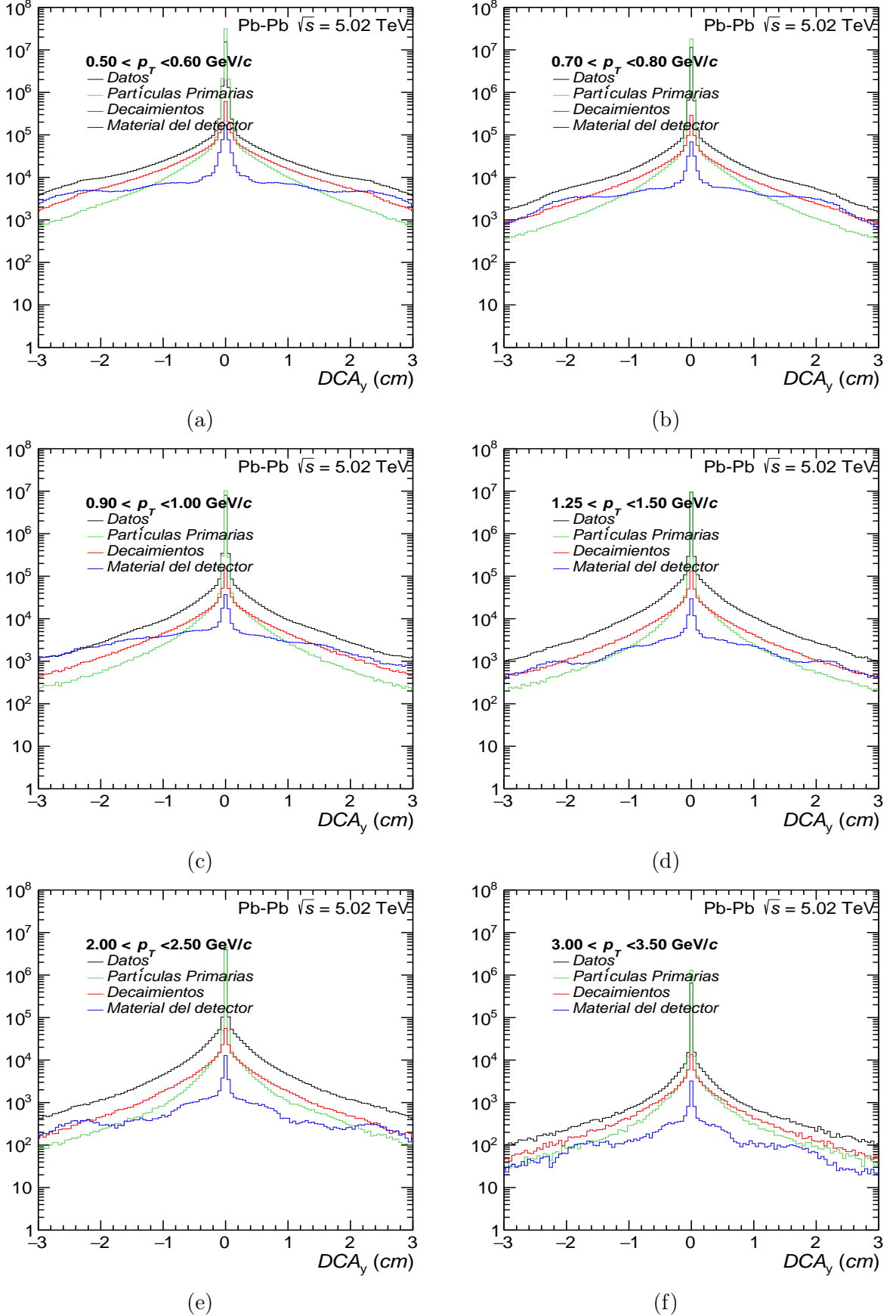


Figura H.3: Distribución DCA para las diferentes contribuciones de MC en comparación con los datos en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ para diferentes bins del p_T .

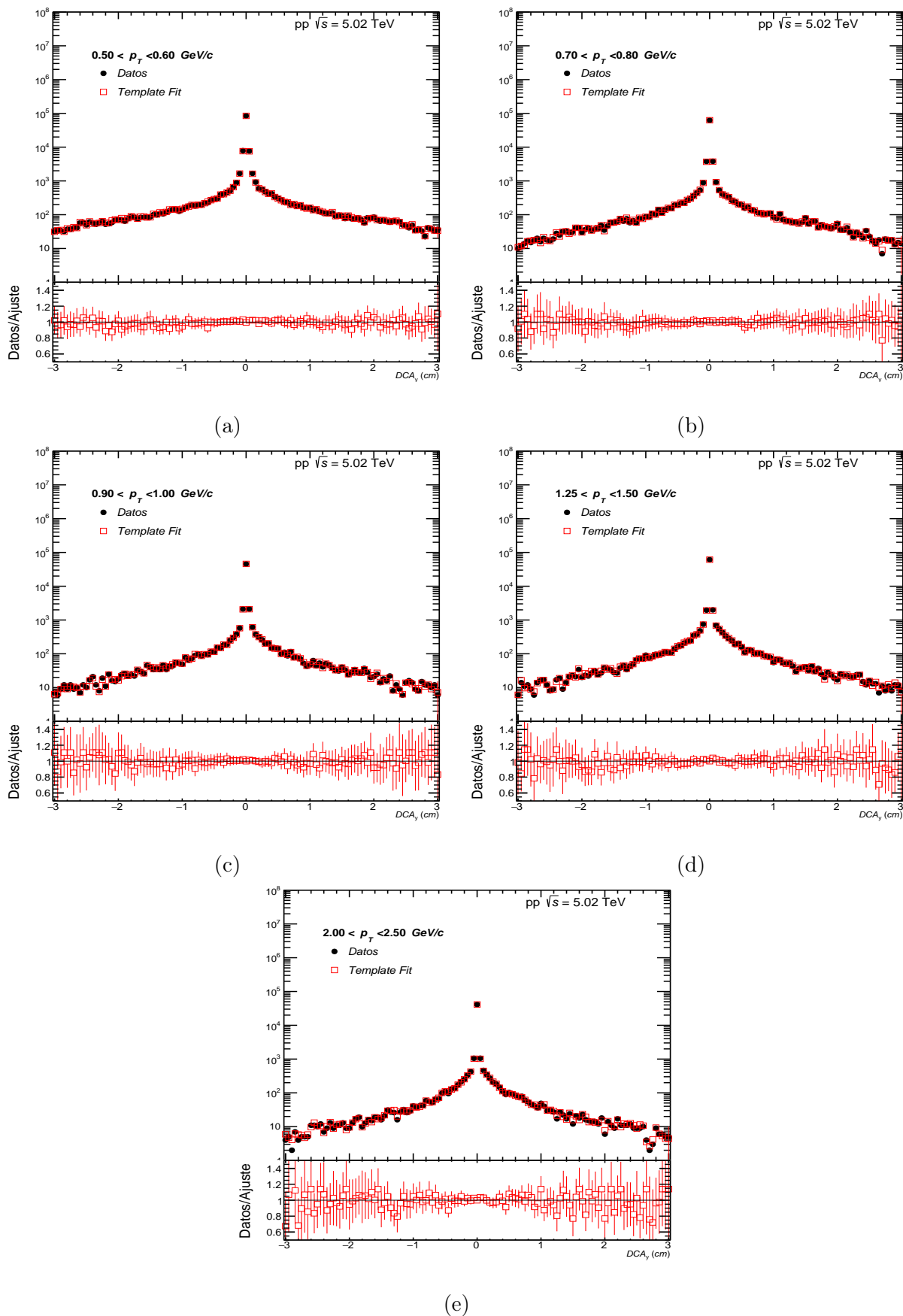


Figura H.4: Ajuste multiplantilla de la distribución DCA para obtener el factor de corrección por contaminación secundaria en contraste con los datos en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ a diferentes bins del p_T .

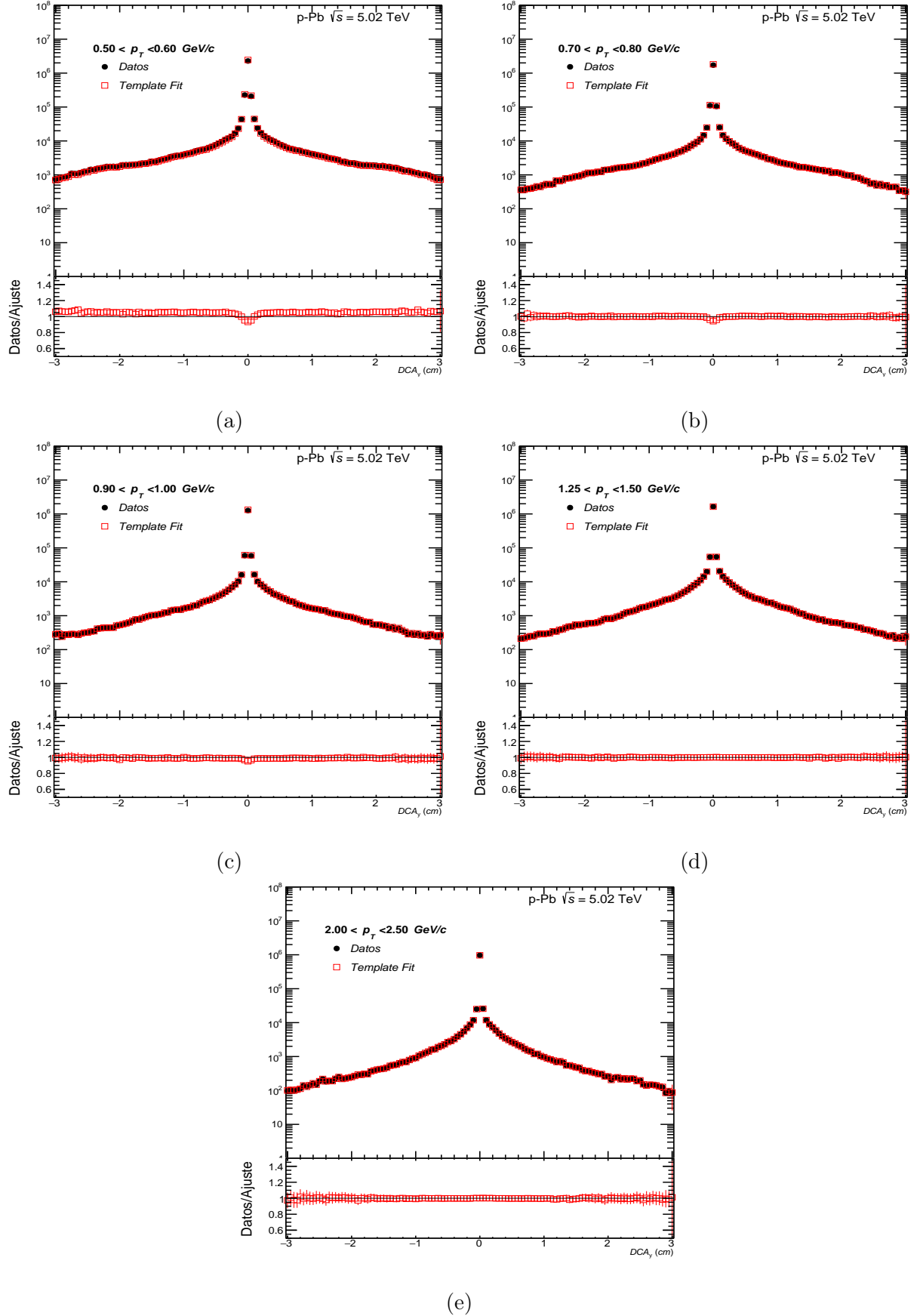


Figura H.5: Ajuste multiplantilla de la distribución DCA para obtener el factor de corrección por contaminación secundaria en contraste con los datos en colisiones p–Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ para diferentes bins del p_T .

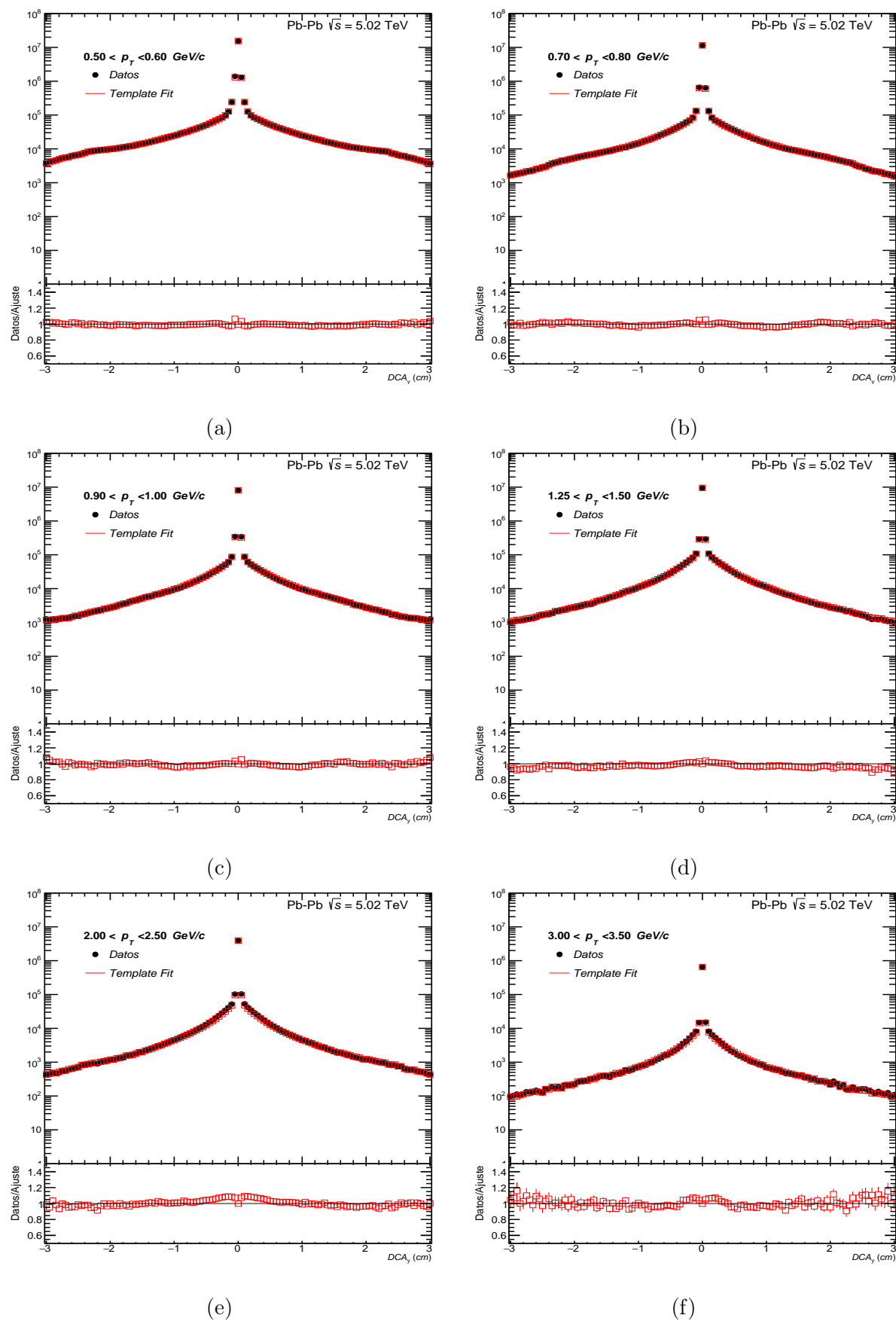


Figura H.6: Ajuste multiplantilla de la distribución DCA para obtener el factor de corrección por contaminación secundaria en contraste con los datos para colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ en diferentes bins del p_T .

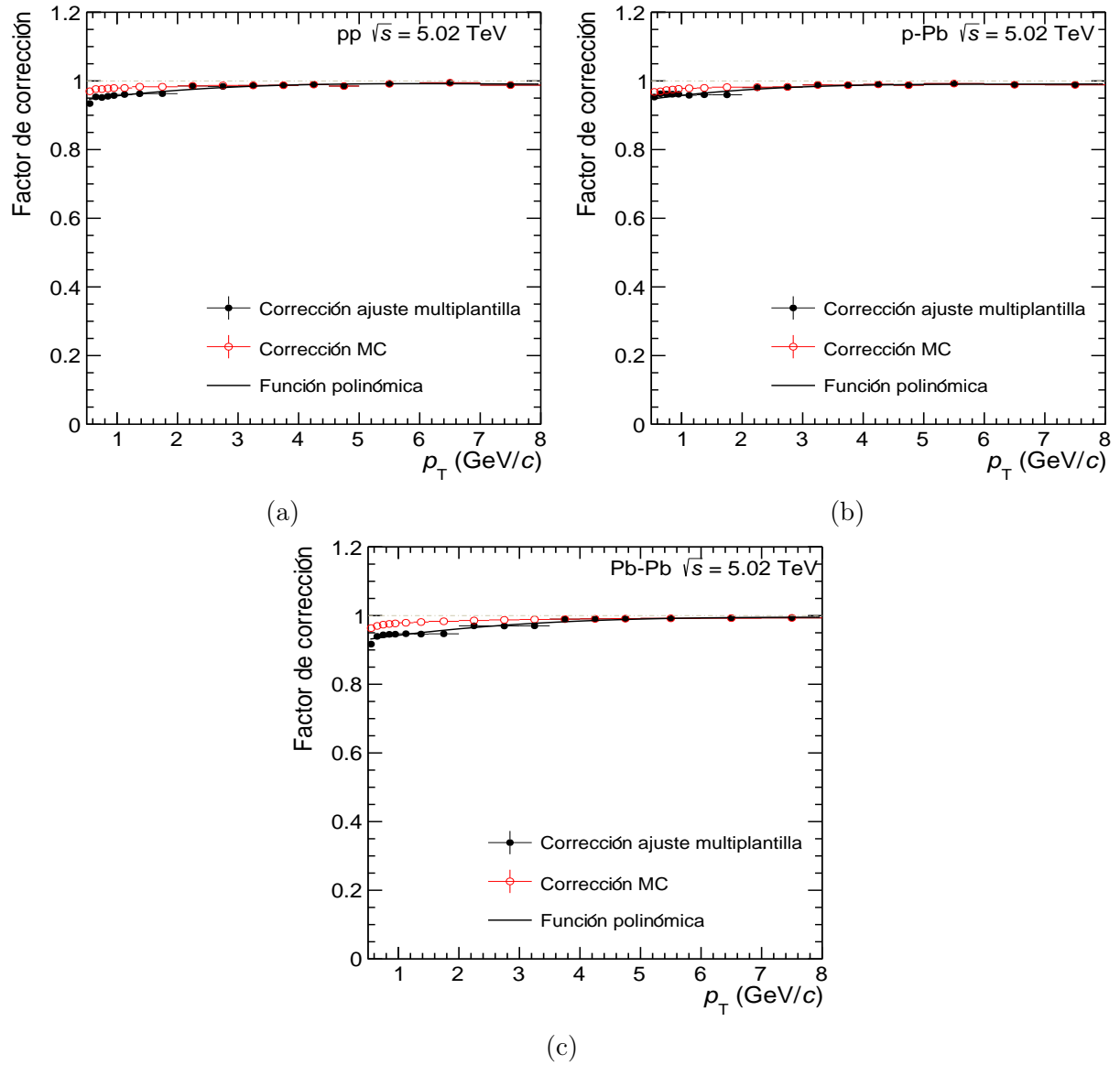


Figura H.7: Factores de corrección para la contaminación por partículas secundarias junto con el ajuste polinómico para colisiones a) pp , b) $p\text{-Pb}$ y c) $Pb\text{-Pb}$ a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$.

Apéndice I

Comparación del espectro del p_T

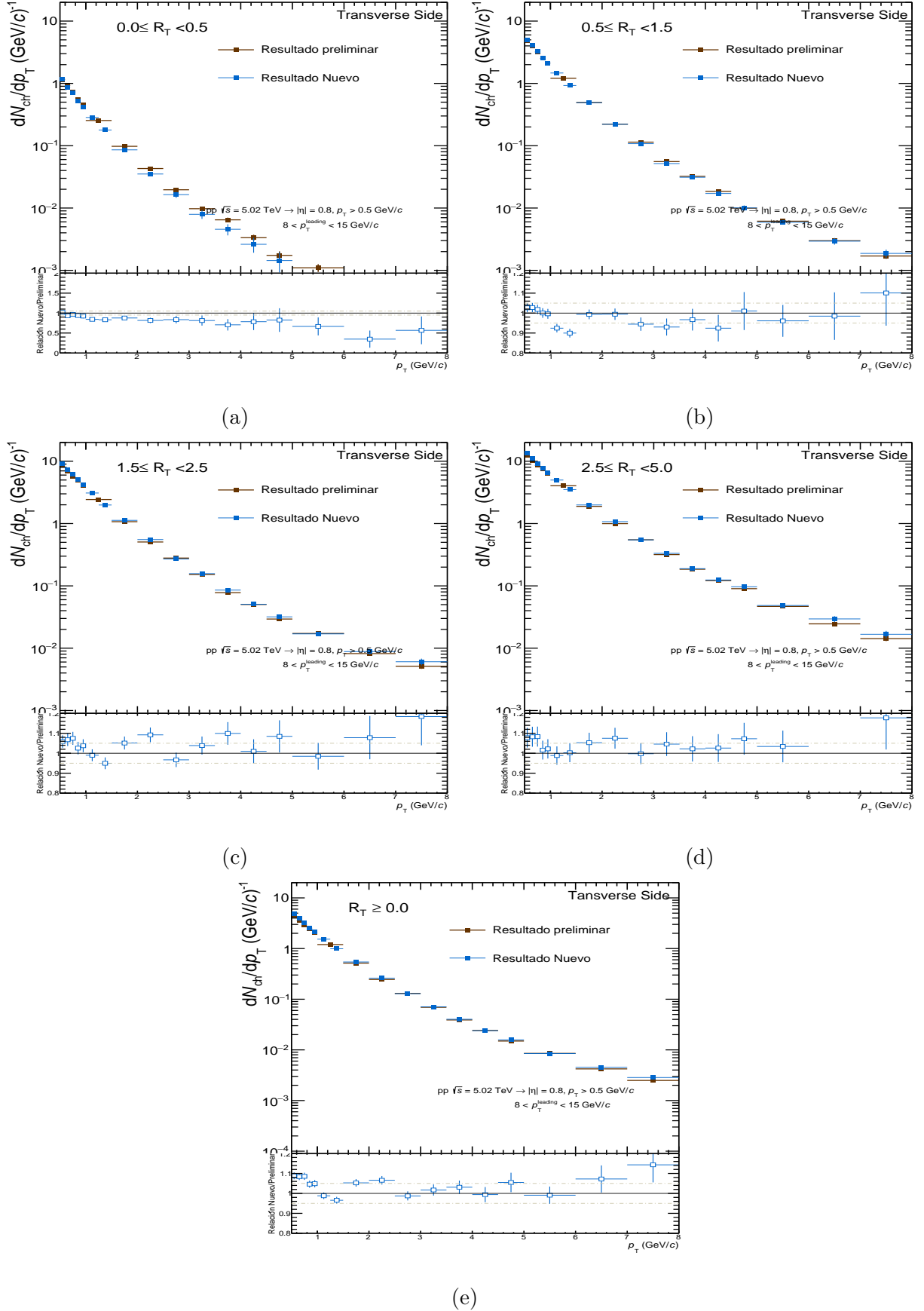


Figura I.1: Comparación del espectro del p_T como función de N_{ch}^{TS} entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región TS a diferentes bins del R_T .

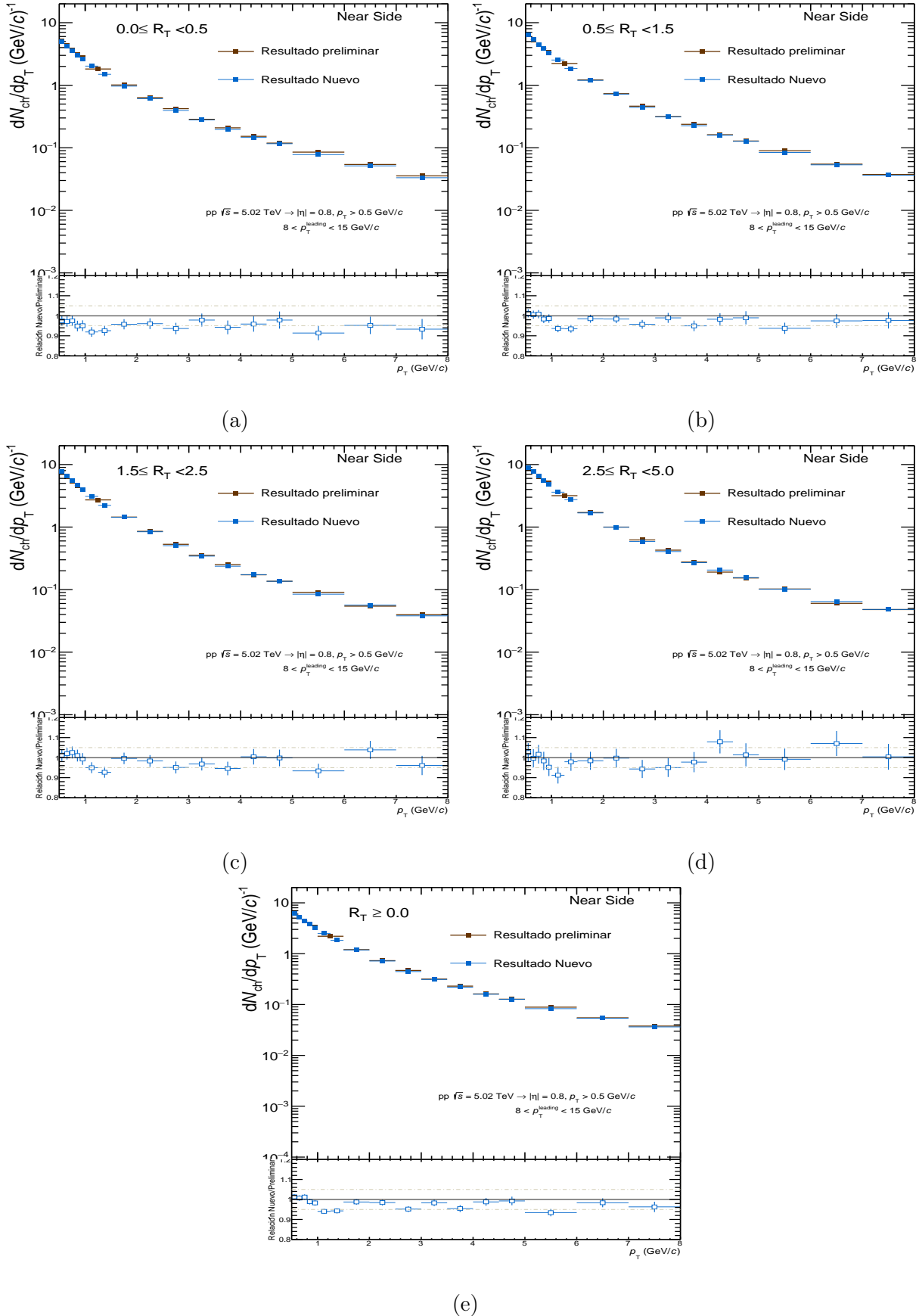


Figura I.2: Comparación del espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región NS a diferentes bins del R_T .

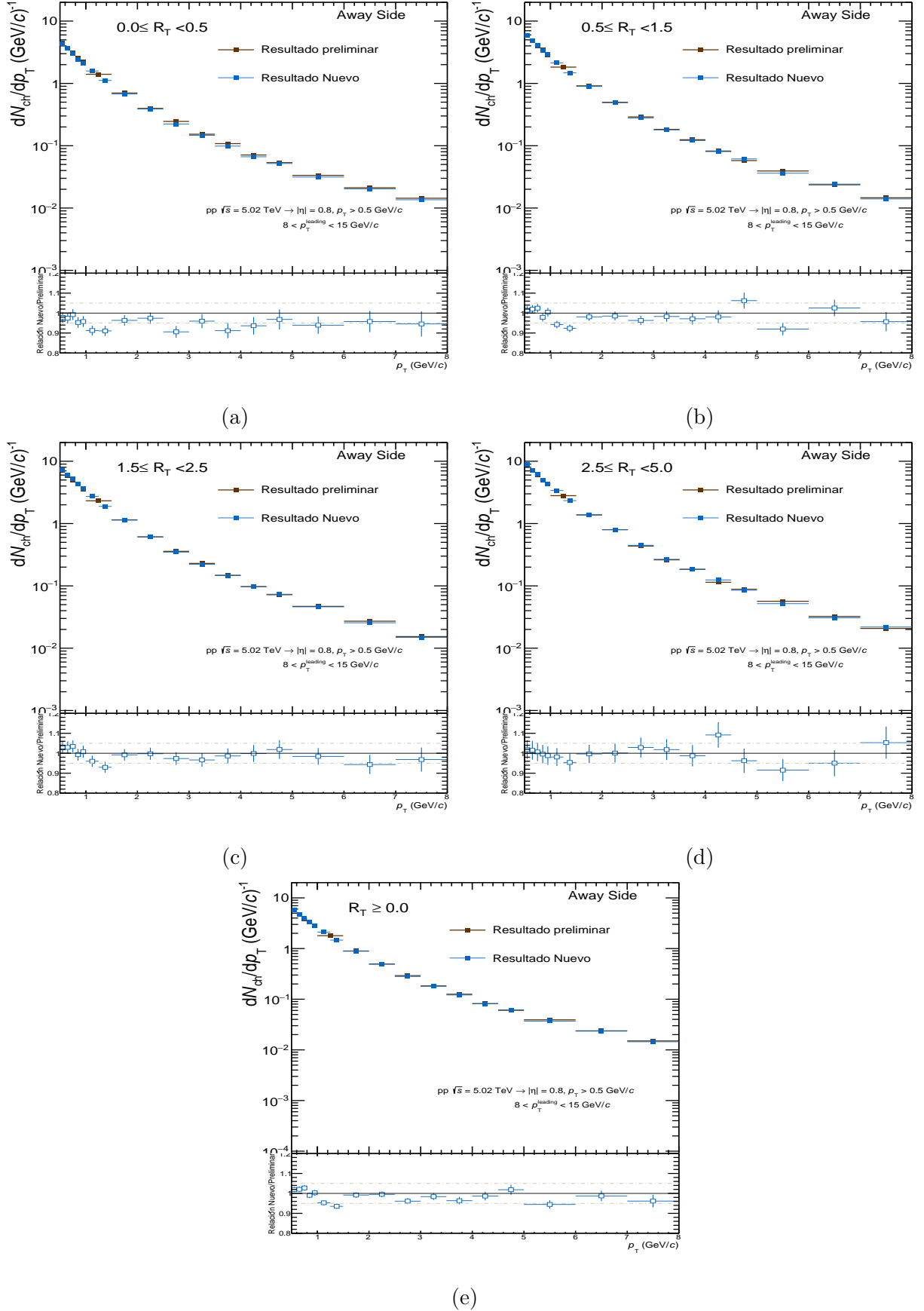


Figura I.3: Comparación del espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones pp a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región AS a diferentes bins del R_T .

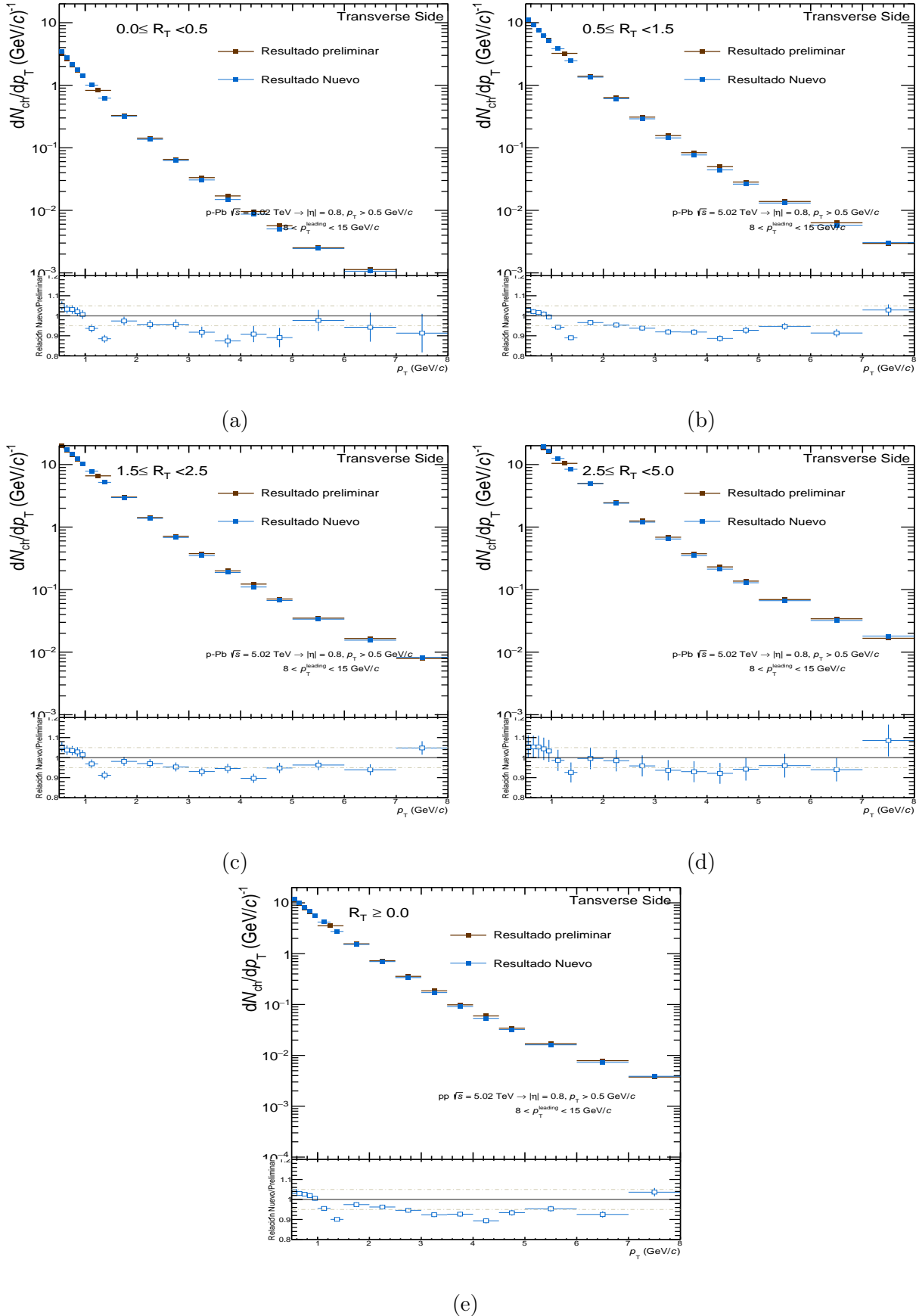


Figura I.4: Comparación del espectro del p_T como función de N_{ch}^{TS} entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones p-Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región TS a diferentes bins del R_T .

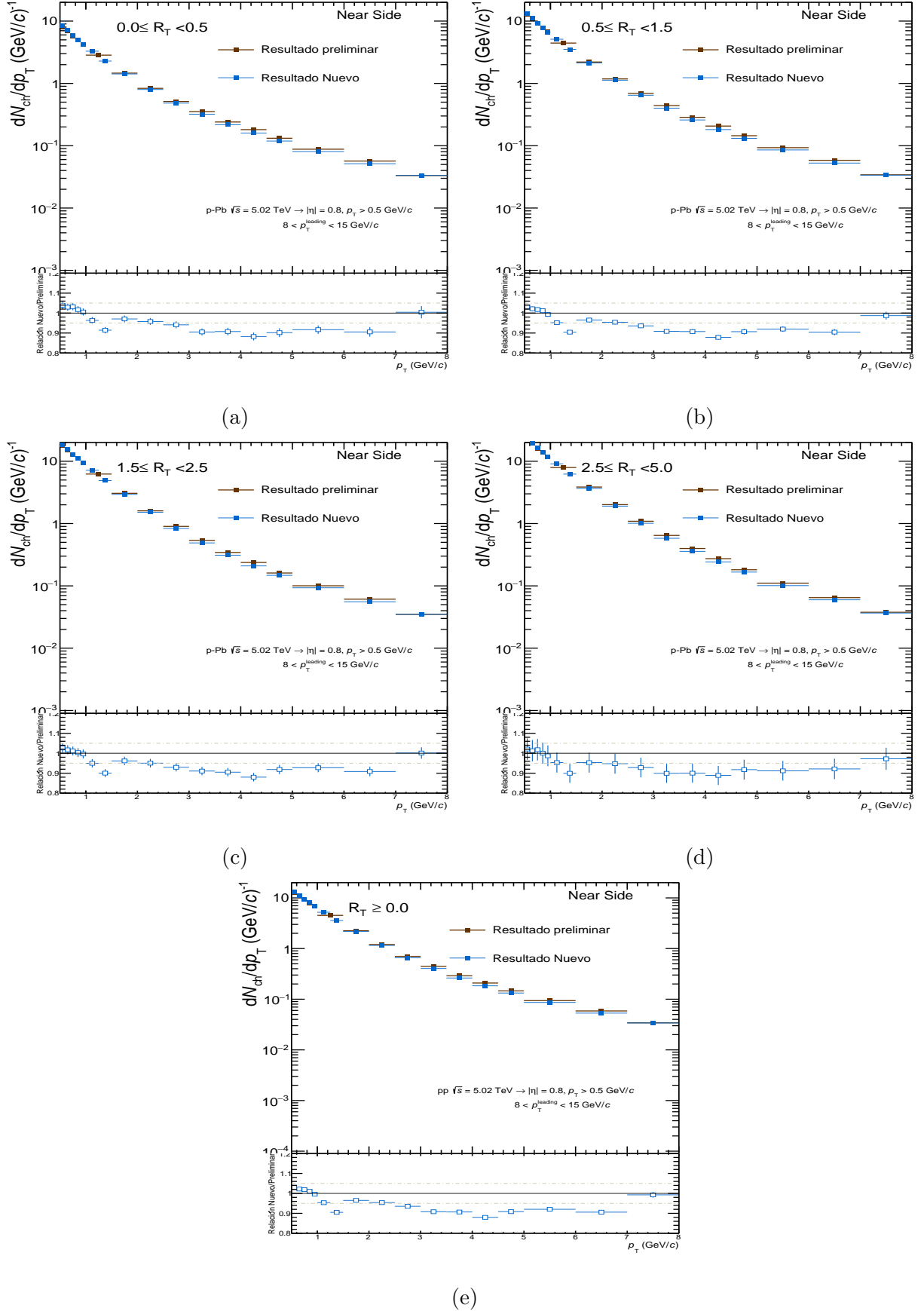


Figura I.5: Comparación del espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones p-Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región NS a diferentes bins del R_T .

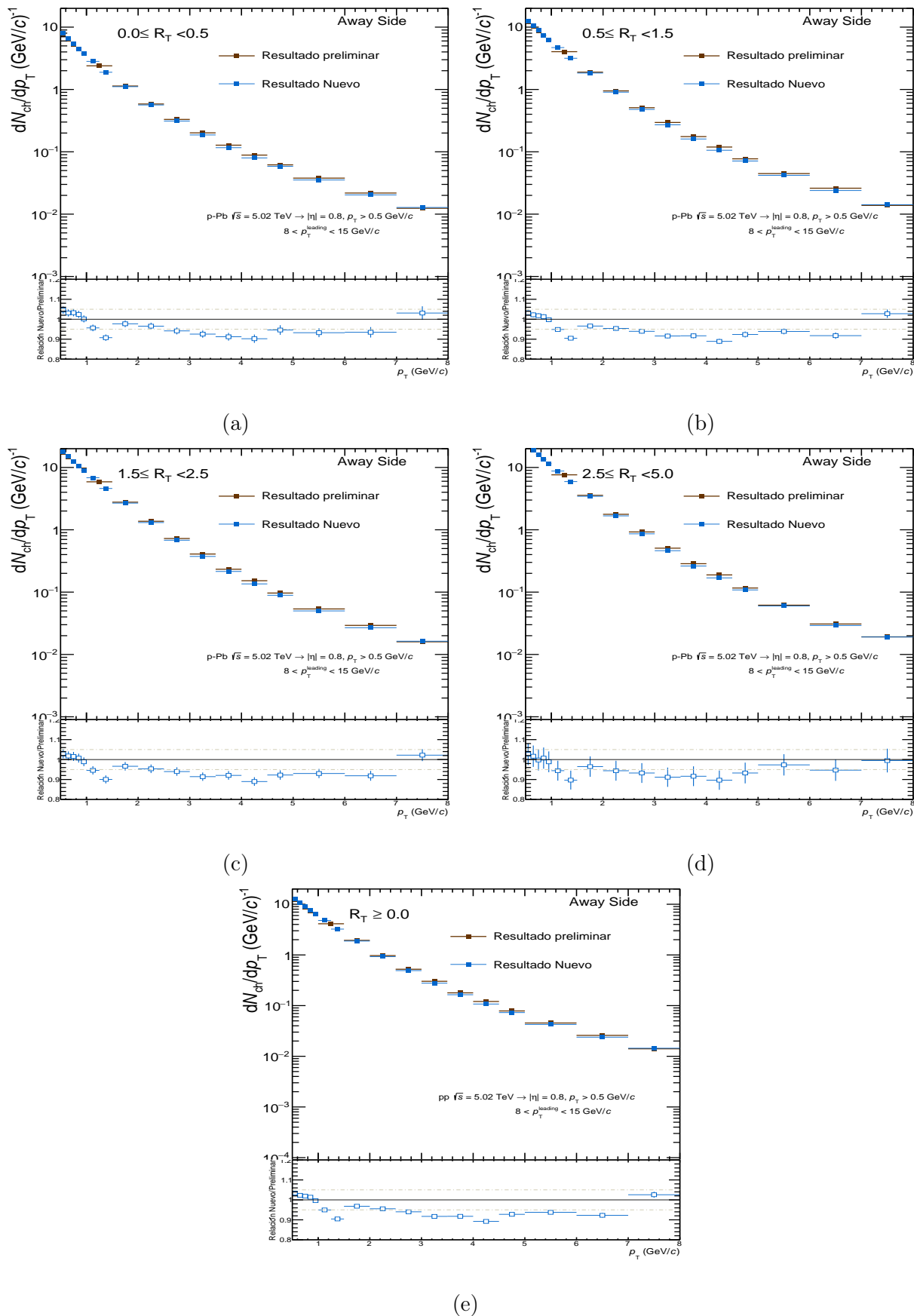


Figura I.6: Comparación del espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones p-Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región AS a diferentes bins del R_T .

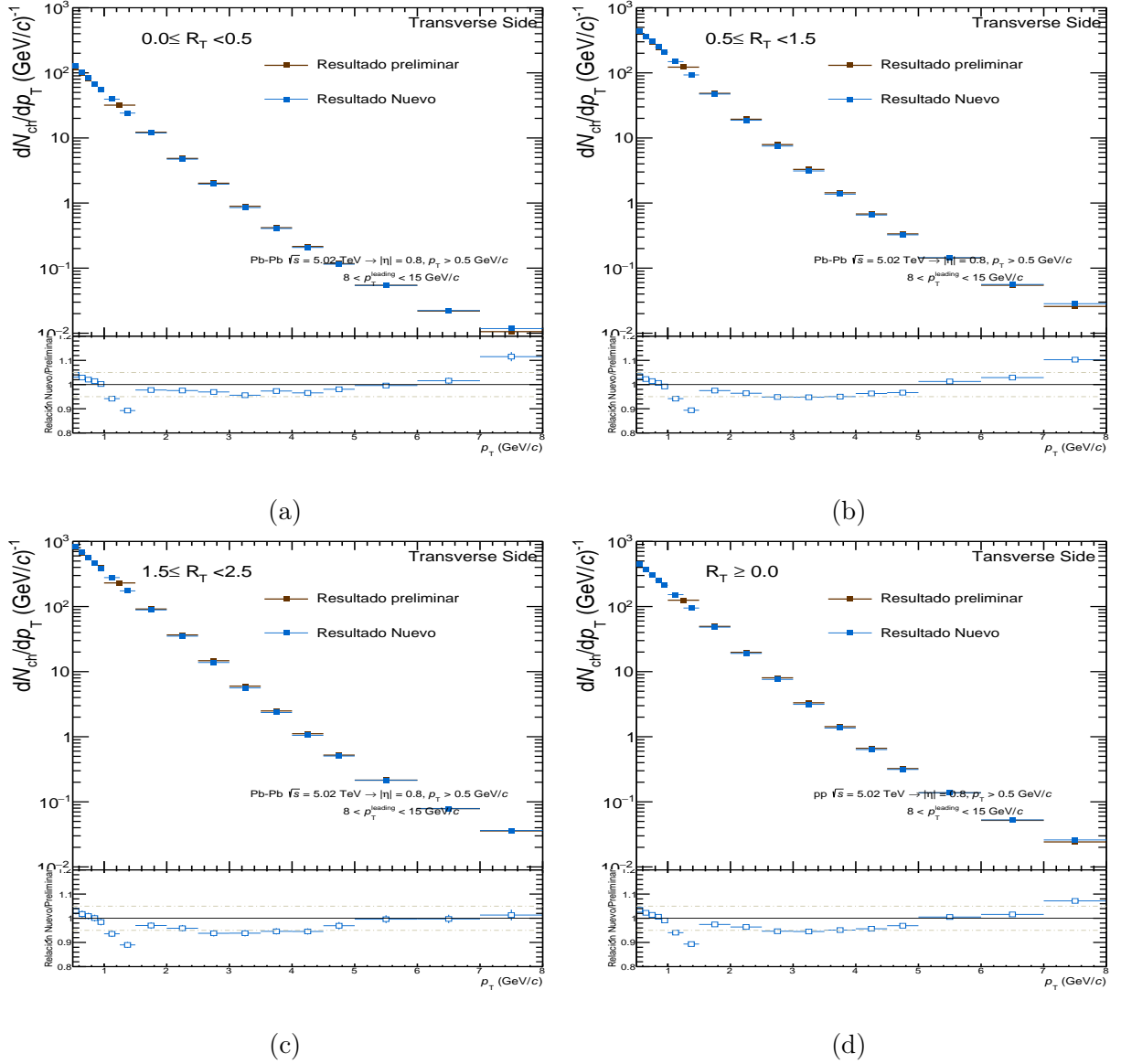


Figura I.7: Comparación del espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región TS a diferentes bins del R_T .

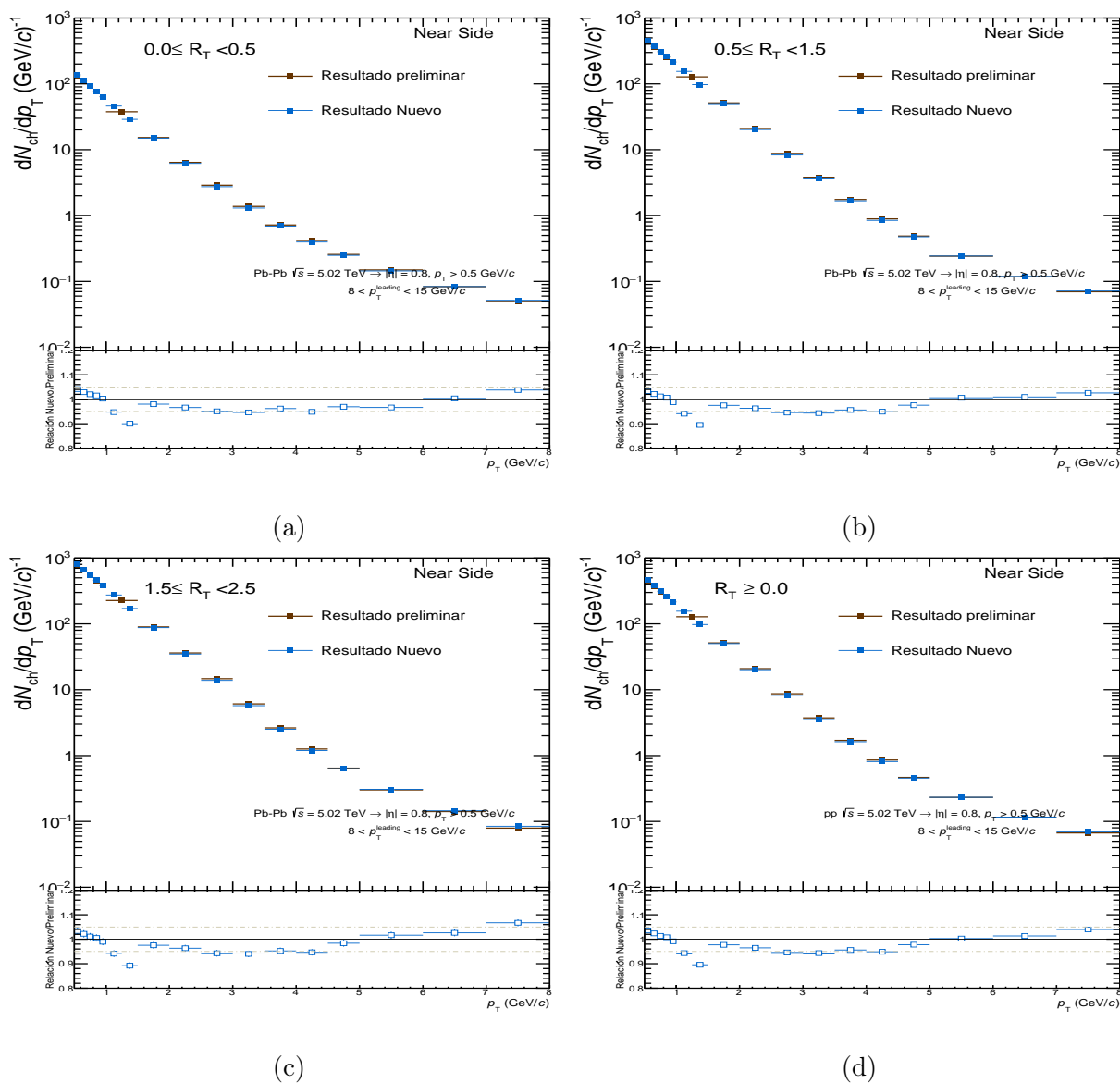


Figura I.8: Comparación del espectro del p_T como función de N_{ch}^{TS} entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones Pb–Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región NS a diferentes bins del R_T .

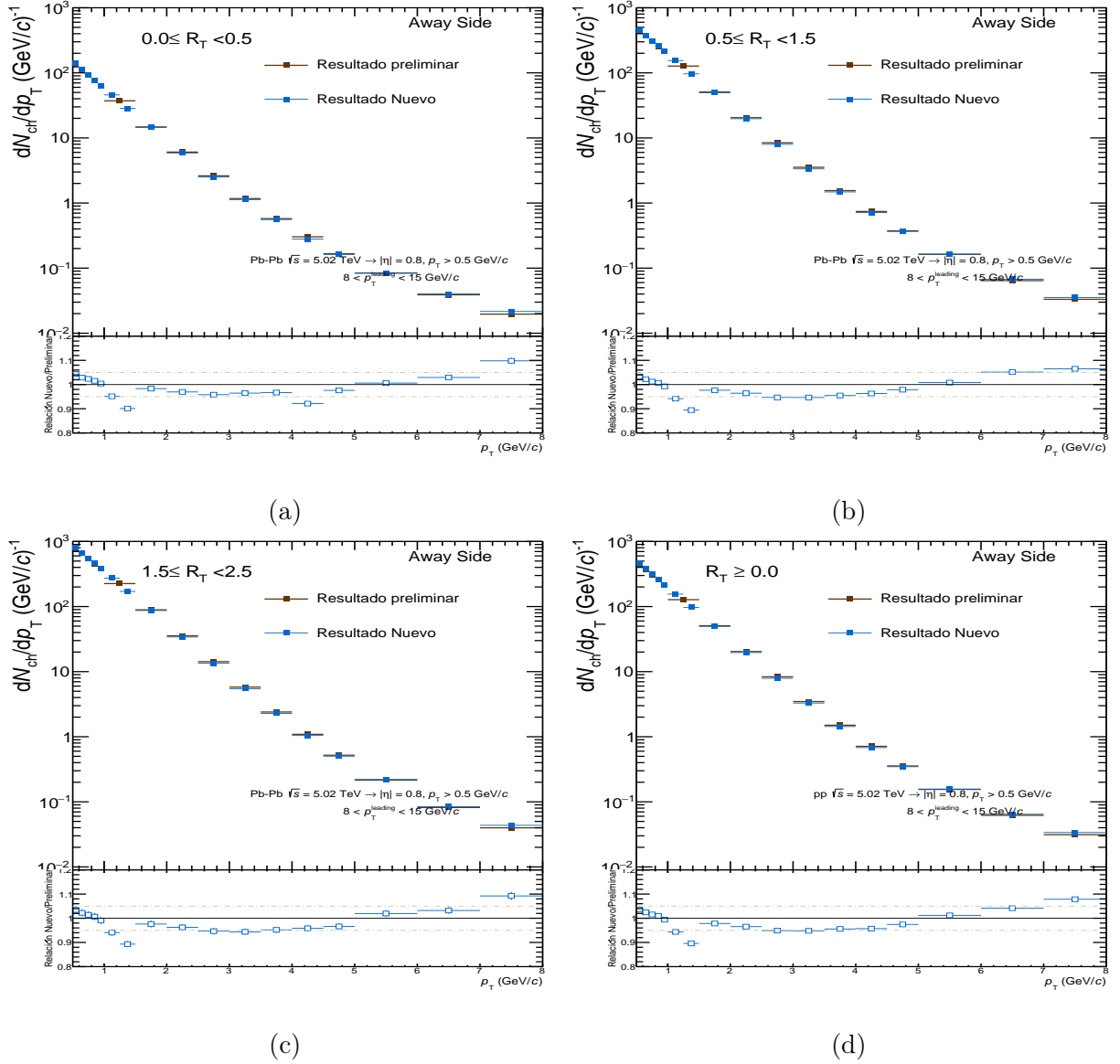


Figura I.9: Comparación del espectro del p_T como función de $N_{\text{ch}}^{\text{TS}}$ entre los resultados obtenidos a partir de los criterios de selección de traza 2015 (café) e híbridos (azul) en colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ en la región AS a diferentes bins del R_T .

Bibliografía

- [1] A. Ortiz and S. Tripathy, “Charged-particle production as a function of multiplicity in transverse region for pp, p–pb and pb–pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” 2020.
- [2] W. Busza, K. Rajagopal, and W. van der Schee, “Heavy ion collisions: The big picture and the big questions,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 68, p. 339–376, Oct 2018.
- [3] J. Schukraft, “Heavy ion physics at the large hadron collider: what is new ? what is next?,” *Physica Scripta*, vol. T158, p. 014003, dec 2013.
- [4] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood, *An introduction to the standard model of particle physics*. Cambridge University Press, 2 ed., 2007.
- [5] D. J. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*. WILEY-VCH, 2 ed., 2008.
- [6] “CERN, the standard model.” <https://home.cern/science/physics/standard-model>.
- [7] “Symmetry dimensions of particle physics, five mysteries the standard model can’t explain.” <https://www.symmetrymagazine.org/article/five-mysteries-the-standard-model-cant-explain>.
- [8] “WIKIPEDIA, Standard Model of Elementary Particles.” https://es.m.wikipedia.org/wiki/Archivo:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg.
- [9] I. J. R. Aitchison and A. J. G. Hey, *Gauge theories in particle physics*, vol. 1. Institute of Physics Publishing, 4 ed., 2003.

- [10] “WIKIPEDIA, Quark model.” https://en.wikipedia.org/wiki/Quark_model.
- [11] “WIKIPEDIA, cuark.” <https://es.wikipedia.org/wiki/Cuark>.
- [12] P. A. Z. et al., “Review of particle physics, 2020-2021. rpp,” *PTEP*, vol. 2020, p. 083C01. 2093 p, 2020.
- [13] D. Berenstein, R. Martinez, and J. A. Rodriguez, *Simetrías del espacio tiempo*. 1992.
- [14] P. Skands, “Introduction to qcd,” pp. 341–420. 80 p, Jul 2012. Comments: Lecture notes from a course given at TASI 2012. Last update: January 2015. 79 pages, including a hyperlinked index at the back.
- [15] A. Deur, S. J. Brodsky, and G. F. de Téra mond, “The QCD running coupling,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 90, pp. 1–74, sep 2016.
- [16] G. Prosperi, M. Raciti, and C. Simolo, “On the running coupling constant in QCD,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 58, pp. 387–438, apr 2007.
- [17] M. S. G. Dissertori, I. Knowles, *Quantum Chromodynamics: High Energy Experiments and Theory*. Oxford University Press, USA, 2003.
- [18] U. Heinz, “Concepts of heavy-ion physics,” 2004.
- [19] “ScienceDaily, ‘Perfect’ liquid hot enough to be quark soup.” <https://www.sciencedaily.com/releases/2010/02/100215101014.htm>.
- [20] K. Trachenko, V. Brazhkin, and M. Baggioli, “Similarity between the kinematic viscosity of quark-gluon plasma and liquids at the viscosity minimum,” *SciPost Phys.*, vol. 10, p. 118, 2021.
- [21] P. Langacker, *The Standard Model and Beyond*, vol. 2. CRC Press, 2017.
- [22] A. Bazavov, T. Bhattacharya, C. DeTar, H.-T. Ding, S. Gottlieb, R. Gupta, P. Hegde, U. Heller, F. Karsch, E. Laermann, L. Levkova, S. Mukherjee, P. Petreczky, C. Schmidt, C. Schroeder, R. Soltz, W. Soeldner, R. Sugar, M. Wagner, and P. V. and, “Equation of state in (2+1)-flavor QCD,” *Physical Review D*, vol. 90, nov 2014.

- [23] U. Heinz and M. Jacob, “Evidence for a new state of matter: An assessment of the results from the cern lead beam programme,” 2000.
- [24] A. Ayala, L. A. Hernández, M. Loewe, and C. Villavicencio, “QCD phase diagram in a magnetized medium from the chiral symmetry perspective: the linear sigma model with quarks and the Nambu–Jona–Lasinio model effective descriptions,” *The European Physical Journal A*, vol. 57, jul 2021.
- [25] E. S. D. B. Walter Greiner, Stefan Schramm, *Quantum Chromodynamics*. Springer, 3 ed., 2007.
- [26] “CERN, New State of Matter created at CERN.” <https://home.cern/news/press-release/cern/new-state-matter-created-cern>.
- [27] “CERN COURIER, participants and spectators at the heavy-ion fireball,.” <https://cerncourier.com/a/participants-and-spectators-at-the-heavy-ion-fireball/>.
- [28] B. Abelev and et al., “Centrality determination of pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE,” *Physical Review C*, vol. 88, oct 2013.
- [29] L. McLerran, “Theoretical concepts for ultra-relativistic heavy ion collisions,” 2009.
- [30] “Nuclear Physics European Collaboration Committee., nupecc long range plan 2017: Perspectives of nuclear physics..” <http://www.nupecc.org/lrp2016/Documents/lrp2017.pdf>.
- [31] T. Matsui, “Quest for the quark-gluon plasma,” *Progress of Theoretical Physics Supplement*, vol. 151, pp. 11–20, 2003.
- [32] T. Niida and Y. Miake, “Signatures of qgp at rhic and the lhc,” 2021.
- [33] R. Sahoo and T. K. Nayak, “Possible early universe signals in proton collisions at the large hadron collider,” *Current Science*, vol. 121, p. 1403, dec 2021.

- [34] P. Ghosh, S. Muhuri, J. K. Nayak, and R. Varma, “Indication of transverse radial flow in high-multiplicity proton–proton collisions at the large hadron collider,” *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 41, p. 035106, feb 2014.
- [35] A. Bylinkin, N. Chernyavskaya, and A. Rostovtsev, “Two components in charged particle production in heavy-ion collisions,” *Nuclear Physics B*, vol. 903, pp. 204–210, feb 2016.
- [36] ALICE Collaboration, “Transverse-momentum spectra of inclusive charged particles in p–Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV,” 2017.
- [37] S. Uthayakumaar, “Preliminary Comparison of the Effectiveness of the Boltzmann-Gibbs Blast Wave-Model with the Tsallis Blast-Wave Model of pp Collisions at 7 TeV. pp = proton - proton,” Sep 2018.
- [38] ALICE Collaboration, “Multiplicity dependence of charged pion, kaon, and (anti)proton production at large transverse momentum in p–pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” *Physics Letters B*, vol. 760, pp. 720–735, sep 2016.
- [39] P. Cortese *et al.*, “ALICE: Physics performance report, volume I,” *J. Phys. G*, vol. 30, pp. 1517–1763, 2004.
- [40] R. S. Bhalerao, M. Luzum, and J.-Y. Ollitrault, “Determining initial-state fluctuations from flow measurements in heavy-ion collisions,” *Physical Review C*, vol. 84, sep 2011.
- [41] J. L. Nagle and W. A. Zajc, “Small system collectivity in relativistic hadronic and nuclear collisions,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 68, p. 211–235, Oct 2018.
- [42] ALICE Collaboration, “Multiplicity dependence of π , k, and p in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV,” *The European Physical Journal C*, vol. 80, aug 2020.
- [43] G. Bencédi, A. Ortiz, and S. Tripathy, “Apparent modification of the jet-like yield in proton–proton collisions with large underlying event,” *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 48, p. 015007, dec 2020.

- [44] S. Acharya, D. Adamová, A. Adler, J. Adolfsson, M. M. Aggarwal, G. Aglieri Rinella, M. Agnello, N. Agrawal, Z. Ahammed, and et al., “Underlying event properties in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2020, Apr 2020.
- [45] P. Bartalini, E. L. Berger, B. Blok, G. Calucci, R. Corke, M. Diehl, Y. Dokshitzer, L. Fano, L. Frankfurt, J. R. Gaunt, S. Gieseke, G. Gustafson, D. Kar, C. H. Kom, A. Kulesza, E. Maina, Z. Nagy, C. Roehr, A. Siodmok, M. Schmelling, W. J. Stirling, M. Strikman, and D. Treleani, “Multi-parton interactions at the lhc,” 2011.
- [46] T. Affolder and et al., “Charged jet evolution and the underlying event in proton-antiproton collisions at 1.8 TeV,” *Physical Review D*, vol. 65, 2002.
- [47] ALICE Collaboration, “The ALICE definition of primary particles,” Jun 2017.
- [48] A. Ortiz, “Particle production as a function of underlying-event activity and search for jet-like modifications in pp, p-Pb, and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with ALICE,” 2022.
- [49] “Pythia 8 documentation.” <https://pythia.org/documentation/>.
- [50] A. C. Ene, A. Jipa, and L.-E. Giubega, “Study of Monte Carlo event generators for proton-proton collisions at LHC energies in the forward region,” *Chin. Phys. C*, vol. 43, no. 8, p. 083001, 2019.
- [51] A. Ortiz, G. Bencédi, and H. Bello, “Revealing the source of the radial flow patterns in proton–proton collisions using hard probes,” *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 44, apr 2017.
- [52] Arteaga-Velázquez and et al. in *European Physical Journal Web of Conferences*, vol. 99 of *European Physical Journal Web of Conferences*, p. 12002, Aug. 2015.
- [53] T. Martin, P. Skands, and S. Farrington, “Probing collective effects in hadronisation with the extremes of the underlying event,” *The European Physical Journal C*, vol. 76, may 2016.

- [54] G. Papp, G. G. Barnaföldi, G. Biró, M. Gyulassy, S. Harangozó, G. Ma, P. Lévai, X.-N. Wang, and B.-W. Zhang, “First results with hijing++ on high-energy heavy ion collisions,” 2018.
- [55] “WIKIPEDIA, El gran colisionador de hadrones.” https://es.wikipedia.org/wiki/Gran_colisionador_de_hadrones#cite_note-3.
- [56] “Acercándonos al LHC, glosario..” https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.k__z.
- [57] ALICE Collaboration, “Performance of the ALICE experiment at the CERN LHC,” *International Journal of Modern Physics A*, vol. 29, pp. 1–120, sep 2014.
- [58] ALICE Collaboration, “The ALICE experiment at the CERN LHC. A Large Ion Collider Experiment,” *JINST*, vol. 3, p. S08002. 259 p, 2008. Also published by CERN Geneva in 2010.
- [59] ALICE Collaboration, “Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System,” Nov 2013.
- [60] “CERN, The ALICE experiment.” <https://home.cern/press/2022/ALICE-upgrades-LS2>.
- [61] F. Reidt, “Upgrade of the ALICE ITS detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 1032, p. 166632, jun 2022.
- [62] D. Colella, “ALICE ITS: the Run 1 to Run 2 transition and recent operational experience,” *PoS*, vol. VERTEX2015, p. 003, 2015.
- [63] J. R. Lutz and et al., “Front-end modules for ALICE SSD,” 2003.
- [64] C. Hu-Guo, D. Bonnet, A. Brogna, J. P. Coffin, G. Deptuch, C. Gojak, J. R. Lutz, and A. Tarchini, “The HAL25 Front-end chip for the ALICE Silicon Strip Detectors,” 2001.

- [65] “CERN, the large hadron collider.” <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [66] “WLCG, Welcome to the Worldwide LHC Computing Grid.” <https://wlcg.web.cern.ch>.
- [67] E. Moyses and F. Akesson, “EVENT DATA MODEL IN ATLAS,” 2015.
- [68] “ALICE, MonALISA Repository for ALICE.” https://alimonitor.cern.ch/trains/train.jsp?train_id=127.
- [69] “WIKIPEDIA, Pileup (disambiguation).” [https://en.wikipedia.org/wiki/Pileup_\(disambiguation\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Pileup_(disambiguation)).
- [70] S. Acharya, F. T.-. Acosta, D. Adamová, J. Adolfsson, M. M. Aggarwal, G. Aglieri Rinella, M. Agnello, N. Agrawal, Z. Ahammed, and et al., “Transverse momentum spectra and nuclear modification factors of charged particles in pp, p-pb and pb-pb collisions at the LHC,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2018, Nov 2018.
- [71] L. Tiscareño, “Producción de partículas primarias cargadas en función de la Actividad Subyacente (UE) en colisiones protón-protón (pp) a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV en el experimento ALICE del LHC,” 2021.
- [72] “AliESDtrackCuts Class Reference aliroot documentation..” http://alidoc.cern.ch/AliRoot/master/class_ali_e_s_dtrack_cuts.html.
- [73] “TWiki, QA:ChargedTracks.” <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Sandbox/MatterAntimatterAsymmetry/TPCtracking.pdf>.
- [74] S. Asai, Y. Azuma, M. Endo, K. Hamaguchi, and S. Iwamoto, “Stau kinks at the LHC,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2011, dec 2011.
- [75] O. Vázquez, A. Nassirpour, O. Matonoha, A. Ohlson, P. Christiansen, and D. Silvermyr, “Production of pions, kaons and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV as a function of R_T ,” May 2022.

- [76] “ALICE Web, Introduction: Hybrid Tracks.” <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/HybridTracks>.
- [77] M. K. and, “Bayesian unfolding of charged particle p_t spectra with ALICE at the LHC,” in *Proceedings of XIII Quark Confinement and the Hadron Spectrum — PoS(Confinement2018)*, Sissa Medialab, sep 2019.
- [78] G. D’Agostini, “A multidimensional unfolding method based on Bayes’ Theorem,” tech. rep., DESY, Hamburg, Jun 1994.
- [79] ALICE Collaboration, “Underlying-event properties in pp and p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” 2022.
- [80] ALICE Collaboration, “Multiplicity dependence of pion, kaon, proton and lambda production in p–pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” vol. 728, pp. 25–38, jan 2014.
- [81] ALICE Collaboration, “Multiplicity dependence of the average transverse momentum in pp, p–pb, and pb–pb collisions at the LHC,” *Physics Letters B*, vol. 727, pp. 371–380, dec 2013.
- [82] “ALICE Physics Forum (16 de noviembre de 2022).” <https://indico.cern.ch/event/1220955/>, 2022.