



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

*CORRELACIONES EN MULTIPLICIDAD E INTERACCIONES MULTIPARTÓNICAS A
ENERGÍAS DEL LHC*

TESIS

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

PRESENTA:

EDGAR DOMINGUEZ ROSAS

TUTOR PRINCIPAL:

DR. ELEAZAR CUAUTLE FLORES
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR

DR. JOSÉ JULIO EMILIO HERRERA VELÁZQUEZ
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES
DR. ARTURO MENCHACA ROCHA
INSTITUTO DE FÍSICA

CIUDAD DE MÉXICO, 3/ AGOSTO/2017



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

*“Para mis padres, Maura y Edmundo.
Que me enseñaron que no
siempre funcionan las cosas,
pero podemos seguir intentando .”*

— De su tremendo

Agradecimientos institucionales

A la Universidad Nacional Autónoma de México, por haberme dado la oportunidad de ser su orgulloso miembro de su comunidad y permitirme crecer tanto personal como profesionalmente.

Al Instituto de Ciencias Nucleares y Posgrado en Ciencias Físicas por abrirme sus puertas y permitirme usar sus instalaciones.

Al Consejo Nacional de Ciencias y Tecnología, por el apoyo económico brindado a través del programa de Becas Nacionales, durante el periodo de mis estudios de posgrado.

Al programa de Apoyo a los Estudios de Posgrado (PAEP) por el apoyo económico brindado en distintos momentos de mis estudios.

Al proyecto DGAPA-PAPIIT IN109817, por el apoyo económico otorgado para la elaboración de este trabajo.

Agradecimientos personales

A mi madre y padre, por todo el amor y la educación que me han dado. A los dos, gracias por toda la motivación y la confianza que me han depositado en mí.

A mis hermanos Edmundo y Eduvier, por su ejemplo y las diversas lecciones que me han dado o hemos aprendido juntos.

A mis grandes amigos de la UNISON que todavía seguimos juntos, Alex, Cristhoper, Eddy e Ivan, por todas esas grandes aventuras que hemos tenido y nos esperan.

A mis amigos que he conocido a lo largo de mi maestría, Juan Carlos, Alejo, Edgar, Eduardo, Jorge, Juan Jose y Omar, por todos esos momentos que hemos pasado en el Call Center, y su gran apoyo.

A el Dr. Eleazar Cuautle, por ser mi tutor y haberme aceptado como tal. Por todas esas grandes enseñanzas que he recibido, por toda la paciencia que ha tenido conmigo, y mas que nada por dejarme seguir con mi curiosidad científica.

A el Dr. Julio Herrera y al Dr. Arturo Menchaca, por ser parte de mi comité tutor. Por todo su apoyo y sus valiosos comentarios y criticas que ayudaron a la elaboración de este trabajo.

A los miembros del jurado de titulación: Dr. Eleazar Cuautle, Dr. Alexis Aguilar, Dr. Mario Rodriguez, Dr. Victor Velazquez y Dra. Gabriela Murguía, por sus comentarios a mi trabajo.

A el Dr. Guy Paic y al Dr. Antonio Ortiz por sus comentarios en nuestras reuniones de grupo, donde siempre se nos enseñó a cuestionarnos ¿Que tan relevante es lo que hacemos?.

Resumen

En este trabajo se realizaron estudios a nivel simulación Monte Carlo de colisiones pp tomando en cuenta procesos suaves y duros de la Cromodinámica Cuántica y los efectos fenomenológicos en el proceso de hadronización producidos por reconexión por color y número de múltiples interacciones partónicas, con el fin de estudiar la correlación de multiplicidad en regiones de pseudorapidez positiva y negativa bajo diferentes condiciones: energías de colisión $\sqrt{s} = 0.9, 7$ y 13 TeV; diferentes rangos de momento transverso; la pseudorapidez; la multiplicidad; efectos colectivos introducidos por reconexión por color y las múltiples interacciones partónicas. El estudio incluyó partículas identificadas. Los resultados obtenidos permiten reproducir los datos experimentales publicados y hacer predicciones a energías $\sqrt{s} = 13$ TeV,

.

Contents

1. Introducción	1
2. Marco Teórico	1
2.1. Introducción al Modelo Estándar	1
2.2. Fundamentos de QCD	3
2.2.1. Lagrangiano de QCD	5
2.2.2. Procesos suaves y duros en QCD	6
2.3. Reconexión por color	7
2.4. Múltiples interacciones partónicas	8
2.5. Hadronización, mecanismos de producción de hadrones	10
2.5.1. Fragmentación de cuerdas de Lund	10
2.5.2. Función de fragmentación de Lund	11
2.6. Definición de correlaciones	12
2.6.1. Correlaciones en intervalos de multiplicidad	14
2.7. Generador de eventos PYTHIA	16
3. Análisis de correlaciones	19
3.1. Condiciones iniciales y variables cinemáticas	19
3.2. Correlaciones función de p_T	21
3.2.1. Procesos a Duros	23
3.3. Correlaciones función de pseudorapidez	24
3.4. Correlaciones en función de multiplicidad	27
3.4.1. Topología de los hemisferios n_f n_b	30
3.5. Ajuste lineal por mínimos cuadrados	32
3.6. Múltiples interacciones partónicas	35
3.6.1. Distribuciones de multiplicidad e interacciones partónicas	35
3.6.2. Correlaciones e interacciones partónicas	36
3.7. Correlaciones en términos de reconexión por color	40
3.8. Efectos de nMPI y CR en la correlación	42

3.9. Correlaciones y datos experimentales	45
3.9.1. Predicción	47
3.10. Correlaciones en multiplicidad de π^\pm	49
4. Conclusiones	51
A. Procesos difractivos	53
B. Análisis extra en nMPI y CR	55
Bibliography	59
List of figures	61
List of tables	63

Chapter 1.

Introducción

“Try to learn something about everything and everything about something.”

— Thomas Henry Huxley, 1825-1895

Nuestro conocimiento de las leyes de la física en dominio subnuclear (alrededor de distancias menores a $10^{-11}cm$) es derivado en su mayor parte del análisis de resultados de colisiones de partículas elementales a altas energías. Mientras que el tamaño y la sofisticación de cada componente de los arreglos experimentales aumenta en gran medida al pasar el tiempo, la idea principal se mantiene intacta desde los años 60. Primeramente, un acelerador de partículas utiliza un diseño cuidadoso de campos eléctricos y magnéticos para producir un haz de partículas altamente energético y bien enfocado, lo cual no es nada fácil. Después, se colisionan los haces uno a uno, usualmente con igual magnitud de momento, pero con signo contrario, con el fin de lograr que el centro de masa del sistema de colisión concuerde con el de laboratorio. El lugar donde ocurre la colisión esta rodeada de detectores de partículas, los cuales identifican las partículas que resultan de la colisión midiendo su momento y energía.

Dado que la física a escalas subatómicas es gobernada por las leyes de mecánica cuántica, no podemos predecir del todo los resultados de la colisión, por cuestión de principios, como la incertidumbre de Heisenberg. Pero lo que si se puede, es predecir las probabilidades de varios posibles resultados. Hoy en día los experimentos modernos de colisionadores colectan y analizan un gran número de eventos, porque estas mediciones con propiedades específicas, son proporcional a la probabilidad de tal evento y esa es la conexión entre teoría y datos experimentales.

Podemos decir que el campo de estudio de la física de altas energías surgió para explorar los constituyentes elementales de la materia y energía, así como sus interacciones entre ellas y la naturaleza del espacio y tiempo. Se ha ocupado grandes esfuerzos de diferentes enfoques para poder avanzar, como la construcciones de los grandes colisionadores, el cómputo científico y claro el esfuerzo teórico.

La física de colisiones es muy amplia, pero uno puede ir más lejos por medio de simulaciones, tratar de entender cómo se generan estas colisiones y aparte reproducirlas, es una tarea bastante difícil, y la propuesta de nuevos fenómenos físicos hace necesario la incorporación de parámetros nuevos. Claro todo es posible si contamos con la ayuda de técnicas Monte Carlo en los generadores de eventos para modelar las interacciones fundamentales. La pregunta es ¿cómo podemos estudiar estos nuevos fenómenos? En el siguiente trabajo tratamos de responder a ello por medio de correlaciones de multiplicidad en regiones de pseudorapidez positiva y negativa. Una correlación esta definida como la relación mutua entre dos cosas o más, en el caso de altas energías sería entre partículas y o iones pesados. Las correlaciones son una herramienta bastante vieja, la cual fue utilizada en diferentes sistemas de colisión como e^+e^- , μ^+p , pp , $p\bar{p}$ e interacciones $A - A$. Para el caso de colisiones e^+e^- a $\sqrt{s} = 29$ GeV no fueron encontradas correlaciones, lo cual fue interpretado como consecuencia de la fragmentación independiente de los jet producidos en el proceso [1]. En contraste, en colisiones pp en *ISR* a $\sqrt{s} = 52.6$ GeV [2], y colisiones $p\bar{p}$ en *SppS* [3] fueron encontrados resultados positivos de correlaciones. También encontraron que la correlación es dependiente de la energía, lo cual fue confirmado tiempo después por la colaboración *E735* en el Tevatron en colisiones $p\bar{p}$ a energías más altas de $\sqrt{s} > 1$ TeV [4] y mas recientemente por el experimento *ATLAS* y *ALICE* en colisiones pp en el LHC a energías $\sqrt{s} = 0.9-7$ GeV [5]. Para sistemas más complejos como iones pesados, la colaboración *STAR* también estudió la correlación en sistemas $Au - Au$ en el experimento *RHIC* a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [6] donde se encontraron resultados positivos para la correlación.

Las correlaciones en multiplicidad, también tiene un gran interés por sus posibles explicaciones en torno a modelos fenomenológicos como Dual Parton Model (DPM) [7] y Quark Gluon String Model (QGS) [8,9] los cuales dan una descripción cuantitativa de la producción de partículas en procesos suaves. Otro modelo es String Fusion Model (SFM) [10,11] el cual muestra una reducción en la multiplicidad y en la intensidad de la correlación, y porsupuesto existe una teoría que contradice a SFM, estamos hablando del modelo Color Glass Condensate (CGC) [12].

En el siguiente trabajo de tesis me dedicaré a estudiar las correlaciones de multiplicidad en regiones positivas y negativas de pseudorapidez en colisiones pp a $\sqrt{s} = 0.9, 2.7, 7$ TeV a nivel de simulación con el generador de eventos PYTHIA [13]. Se presenta un estudio de la correlación en rangos de multiplicidad, momento transversal separando procesos suaves y duros de QCD, topología de los eventos en regiones de pseudorapidez. Además se incorporó los llamados efectos reconexión por color (CR por sus siglas en inglés) y número de interacciones partónicas (nMPI por sus siglas en inglés). El estudio de la correlación se realizó con el fin de entender los datos experimentales, en términos del proceso de hadronización y extraer información de los fenómenos físicos, con posibilidad de hacer predicciones de los próximos experimentos.

A continuación, en el segundo capítulo se dedicará al marco teórico de las correlaciones de multiplicidad, y se abordará el método de análisis con los generadores de eventos para la simulación de las correlaciones, en el tercer capítulo se presenta un análisis de correlaciones, y finalmente el cuarto capítulo muestra las conclusiones.

Chapter 2.

Marco Teórico

“Laws were made to be broken.”

— Christopher North, 1785–1854

Este capítulo está dedicado a explicar de manera cuantitativa los conceptos asociados a el tema de las correlaciones, comenzando por una introducción al Modelo Estándar. También la incorporación de los efectos fenomenológicos: múltiples interacciones partónicas y reconexión por color. Los mecanismos de hadronización, los procesos suaves y duros de QCD serán abordados cualitativamente, todo esto con el fin de explicar la multiplicidad generada en las colisiones y finalmente el desarrollo de la correlación en multiplicidad en dirección positiva y negativa de pseudorapidez.

2.1. Introducción al Modelo Estándar

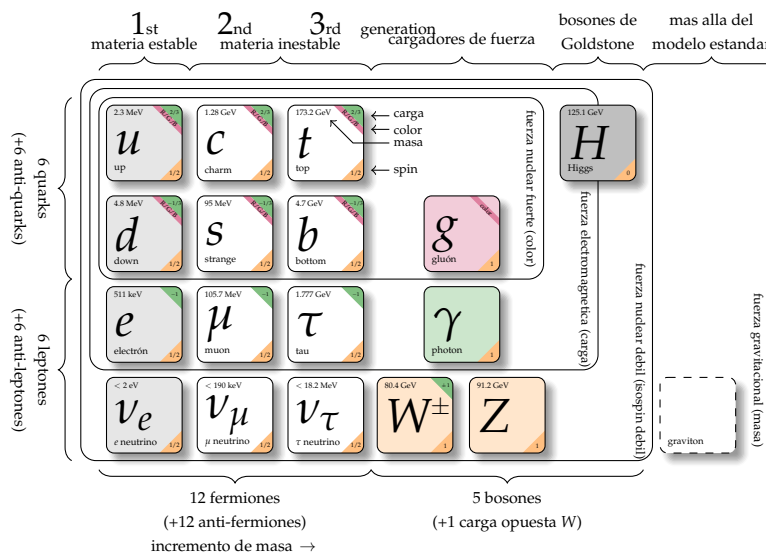
Una posible meta de la física fundamental es unificar las fuerzas fundamentales de la naturaleza al menos reducir todos los fenómenos naturales a cuatro interacciones fundamentales. A nivel microscópico todos los fenómenos de la materia y radiación, incluyendo física molecular, atómica, nuclear y subnuclear pueden ser explicadas en términos de tres clases de interacciones fundamentales, fuerte, electromagnética y débil. A escalas cosmológicas se ocupa la ayuda de una cuarta fuerza de interacción, la gravitacional, esta misma no tiene una gran relevancia a escalas nucleares.

Las primeras tres interacciones son descritas en el campo de mecánica cuántica y relatividad, más preciso, por una teoría cuántica relativista de campo local. Para

cada partícula, descrita como un punto, se le puede asociar un transformación de Lorentz adecuada al campo que deje invariante sus propiedades, esto se interpreta directamente como: la descripción de todas las interacciones de las partículas está basado en un principio de invariancia de norma.

Se sabe que una simetría de norma es invariante bajo transformaciones de rotación, pero a nivel clásico la invariancia de norma es una propiedad de las ecuaciones de Maxwell de la electrodinámica, entonces uno de los primeros prototipos de teorías de norma de campos, es electrodinámica cuántica (QED por sus siglas en inglés Quantum Electro-Dynamics), la cual se puede considerar como una versión cuántica de la teoría de Maxwell.

Las teorías con simetría de norma en cuatro dimensiones (tres espaciales y una temporal) son renormalizables y con completamente determinadas dadas las simetrías de grupo y las representaciones de sus interacciones con los campos. Las interacciones fuertes, electromagnéticas y débiles pueden ser descritas por un modelo de norma, el cual es llamado “ el Modelo Estándar ” de la interacción de las partículas. El modelo estándar está basado en simetrías de grupo de norma $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Este grupo en total tiene $8 \oplus 3 \oplus 1 = 12$ generados con álgebra no conmutativa (el modelo estándar es no-abeliano).



Las interacciones electrodébiles son descritas por $SU(2) \otimes U(1)$ y la carga Q , donde $Q = T_3 + Y/2$, T_3 es la tercera componente de isoespin y uno de los generadores de $SU(2)$, y la hipercarga Y es el generador de $U(1)$. $SU(3)$ es llamado la teoría de grupo

de color de las interacciones fuertes, conocida como Cromodinámica Cuántica.

En una teoría de norma para cada generador T se tiene asociado un bosón vectorial con el mismo número cuántico, estos bosones vectoriales actúan como mediadores en las interacciones, por ejemplo, en QED el bosón vectorial asociado al generador Q es el fotón γ el cual es el mediador de la interacción entre dos partículas cargadas en QED. En el caso de dos electrones, su interacción es mediada por el intercambio de un fotón emitido por uno de los electrones y absorbido por el otro. De manera similar en el modelo estándar se tiene ocho gluones asociados de los generadores de $SU(3)$, mientras que en $SU(2) \otimes U(1)$ se tienen cuatro bosones de norma, W^+ , W^- , Z^0 y γ . Solo los gluones y γ son sin masa, porque la simetría inducida por los otros tres generados rompe espontáneamente la simetría.

El rompimiento de simetría indica que el sistema se encuentra en un estado específico del vacío, en el caso del modelo estándar esto ocurre en los primeros instantes de la formación del universo, justo en esos momentos es cuando se viola la simetría de los estados. En el modelo estándar, el rompimiento espontáneo de la simetría es realizado por el mecanismo de Higgs [14] [15], se tiene un número de bosones escalares de Higgs con un potencial que produce un estado de degeneración del estado vacío. La partícula de Higgs ha sido encontrada en el *LHC* con $m_H \approx 126\text{GeV}$ [16] [17].

En conclusión el Modelo Estándar es considerado una teoría de norma de campos, la cual es renormalizable, y depende directamente de los grupos $SU(3)$, $SU(2)$ y $U(1)$. A continuación nos enfocaremos en el grupo $SU(3)$ ya que es la teoría de nuestro interés.

2.2. Fundamentos de QCD

Cromodinámica cuántica o Quantum Chromodynamics (por sus siglas en inglés QCD) es la teoría de las interacciones fuertes, una de las cuatro fuerzas fundamentales en la naturaleza. Describe la interacción entre quarks y gluones, y en particular como estos se agrupan para formar un hadrón (hadrón del griego fuerte), como los protones y neutrones. QCD surge como una teoría matemáticamente consistente hasta finales de los años setenta, y hoy en día es considerada como un de los pilares del modelo estándar de las partículas elementales y sus interacciones. El tópico más fundamental de QCD es que la materia hadrónica está hecha de quarks. Experimentalmente se observó un incremento en las masas más ligeras de los mesones y bariones, con esto surge la necesidad de explicar este incremento, lo cual fue interpretado como la

manifestación de los grados de libertad de la física del sabor de $SU(3)$.

Las propiedades de los quarks conocidos se muestran en la tabla 2.1. Los bariones

Quark	Carga	Masa	Numero Barionico	Isospin
u	+2/3	4 MeV	1/3	+1/2
d	-1/3	7 MeV	1/3	-1/2
c	+2/3	1.5 GeV	1/3	0
s	-1/3	135 MeV	1/3	0
t	+2/3	175 GeV	1/3	0
b	-1/3	5 GeV	1/3	0

Table 2.1.: Propiedades de los quarks

observados son interpretados como un estado ligado de tres quarks y para ello deben tener spin fraccionario.

Un estado de barión como el Δ^{++} con tres quarks iguales (uuu) y spin $-3/2$ está en un estado simétrico (los tres quark tienen spin $-1/2$), sin embargo los requerimientos de Fermi-Dirac implican asimetría total de la función de onda, esto era un problema, y la respuesta fue la introducción de los grados de libertad de color: un índice de color a es introducido con tres posibles valores (usualmente llamados rojo, verde, azul para $a = 1, 2, 3$) y es asignado para cada quark. Resultando una función de onda totalmente antisimétrica para los bariones, siendo congruente con el principio de Fermi-Dirac.

La introducción de los grados de libertad de color puede indicar una proliferación de estados, de modo que la hipótesis de color debe ser suplementada por la incorporación de que solo pueden existir estados de singletes de color en la naturaleza. Si las transformaciones del grupo de color $SU(3)$, con los quarks q_a transformando de acuerdo a la representación fundamental y los antiquarks \bar{q}^a de manera compleja conjugada, entonces los estados básicos de singletes de color son los mesones $q_a\bar{q}^a$ y los bariones $\epsilon^{abc}q_aq_bq_c$, con ϵ^{abc} el tensor antisimétrico.

Una posible primera prueba histórica de los tres colores fue introducida con el decaimiento del $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, donde las mediciones experimentales concordaban con la incorporación de la teoría de color, pero esto era insuficiente, ya que también era explicada sin ella. El experimento contundente fue la existencia de la aproximación puntual de los constituyentes de un hadrón demostrada por la dispersión inelástica profunda de electrones a nivel clásico llevada a cabo por el experimento SLAC [18].

Lo interesante de los resultados fue el comportamiento de la sección eficaz medida, la cual no caía de la exponencial con el incremento de la reacción inelástica de la colisión.

2.2.1. Lagrangiano de QCD

La expresión para la densidad lagrangiana de QCD esta dada por,

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}\mathcal{F}_{\alpha\beta}^A\mathcal{F}_A^{\alpha\beta} + \sum_{\text{sabores}} \bar{q}_a(i\mathcal{D} - m)_{ab}q_b \quad (2.1)$$

estos términos describen la interacción de los quarks con spin $-1/2$ y masa m , con los gluones sin masa con spin uno. \mathcal{D} es la notación abreviada de $\gamma_\mu D^\mu$. Se utiliza la notación de Bjorken y Drell para la métrica $g^{\alpha\beta} = \text{diagonal}(1, -1, -1, -1)$ y tomando $\hbar = c = 1$. Las matrices gamma satisfacen las siguientes reglas de anticonmutador,

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}. \quad (2.2)$$

$\mathcal{F}_{\alpha\beta}^A$ es el tensor de campo, el cual es derivado del campo de los gluones \mathcal{A}_α^A ,

$$\mathcal{F}_{\alpha\beta}^A = [\partial_\alpha \mathcal{A}_\beta^A - \partial_\beta \mathcal{A}_\alpha^A - gf^{ABC} \mathcal{A}_\alpha^B \mathcal{A}_\beta^C], \quad (2.3)$$

donde los índices A, B, C corren por los ocho grados de libertad de color del campo de gluones. El tercer término de la ecuación anterior es el término "no-abeliano" y es el que hace la diferencia entre QCD y QED, incrementando la auto interacción entre los tripletes y cuatripletos de gluones, además de la propiedad llamada libertad asintótica. La constante g es el parámetro de acoplamiento el cual determina la fuerza de la interacción entre cinco quarks de color y f^{ABC} es la constante de estructura del grupo de color $SU(3)$.

La derivada covariante actúa diferente sobre los campos de los tripletes y octetes,

$$(D_\alpha)_{ab} = \partial_\alpha \delta_{ab} + ig(t^C \mathcal{A}_\alpha^C)_{ab}, \quad (D_\alpha)_{AB} = \partial_\alpha \delta_{AB} + ig(T^C \mathcal{A}_\alpha^C)_{AB}, \quad (2.4)$$

donde t y T son matrices en las representaciones fundamentales y adjuntas de $SU(3)$ respectivamente,

$$[t^A, t^B] = if^{ABC}t^C, \quad [T^A, T^B] = if^{ABC}T^C, \quad (T^A)_{BC} = -if^{ABC}. \quad (2.5)$$

Una representación para los generadores t^A es dada por las ocho matrices Gell-Mann, las cuales son hermitianas y con traza nula,

$$t^A = \frac{1}{2}\lambda^A, \quad (2.6)$$

$$\lambda^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.$$

2.2.2. Procesos suaves y duros en QCD

Uno de los puntos de interés en el siguiente trabajo es el estudio de los llamados procesos duros y suaves en QCD. Una manera de distinguir entre un proceso suave y uno duro, es por medio de la partícula con mayor momento transversal (p_T) generada en la colisión, esta es comúnmente denominada partícula líder (leading particle). Si el p_T de la partícula leading es menor que $2 \text{ GeV}/c$, el evento es suave, mientras que si el p_T es mayor que $2 \text{ GeV}/c$, se denomina como evento duro.

Desde una perspectiva teórica los procesos suaves tratan de describir todos los componentes de la sección eficaz total en las colisiones hadrónicas en base a los procesos elásticos, difractivos y no difractivos. Los procesos elásticos son dispersiones del tipo $AB \rightarrow AB$, los difractivos podemos separarlos en dispersiones sencillas $AB \rightarrow XB$, $AB \rightarrow AX$, dobles $AB \rightarrow X_1X_2$ y centrales $AB \rightarrow AXB$ (Doble intercambio del Pomeron) [19]. La parte inelástica no difractiva de la sección eficaz total, llamada también "minimum bias", son procesos de QCD en los cuales el momento transversal debe ser pequeño.

Entonces los procesos son una combinación de procesos suaves y duros, en los cuales las partículas pueden obtener alto o bajo p_T , y la manera teórica de distinguirlo, es por medio de los términos masivos de QCD, los cuales deben tener correcciones adicionales en las masas en términos de potencias $\approx m/E$, con E la energía de escala [20], todo esto a nivel partónico, es decir, en procesos $gg, qg, qq, q\bar{q} \rightarrow gg, qg, qq, gg$. En resumen los procesos duros deben ser lo más inclusivo posible, si su energía es mucho mayor que su masa, entonces la mayor parte de su energía debe estar en su momento.

2.3. Reconexión por color

Si se considera una colisión de hadrones, en donde solo se tuvo pocas interacciones partónicas, ¿Que implicaría esto en la evolución de la fragmentación del sistema?. Supongamos que la colisión sólo tomará una fracción de la energía total de los dos haces, dejando así un remanente de energía. Para el caso de un protón, supongamos que la partícula que colisiona es el quark u , dejando de remanente un diquark ud con un antitriplete de carga de color. Después el remanente debe ser reconectado a través de la carga de color con otros partones. Este fenómeno se conoce como " Reconexión por Color " (CR), esquematicamente se ilustra en la figura 2.1 [21].

Los datos sugieren una existencia de reconexión por color [22], para ello se han incorporado diferentes modelos:

- Modelo basado en interacciones partónicas, se basa en que todas las interacciones de los gluones de bajo momento transversal pueden ser considerados como flujo

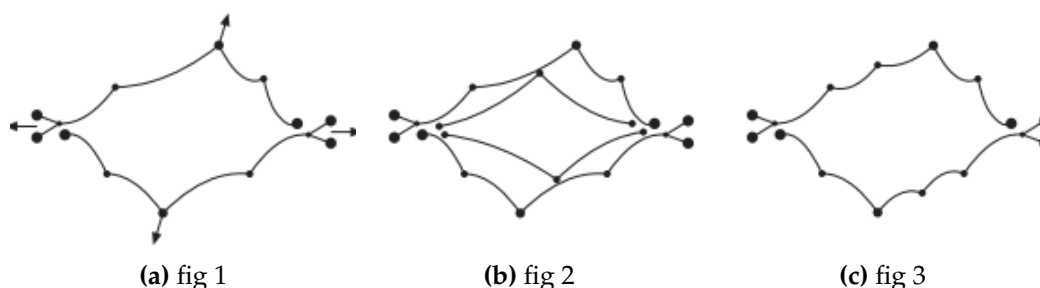


Figure 2.1.: En una subcolisión dura gluon-gluon los gluones resultantes serán conectados por la carga de color (a). En una segunda dispersión dura podemos pensar ingenuamente que los remanentes seguirán reconectándose por la carga de color (b). En los datos medidos solo se pueden medir los resultados finales, en donde se miden las interacciones mas cortas posibles (c).

de color entre los dipolos de alto momento transversal [23], la probabilidad de que suceda esto está dado por,

$$P = \frac{p_{T0_{fusion}}}{p_{T0_{fusion}} + p_T^2}, \quad (2.7)$$

donde $p_{T0_{fusion}}$ es el momento para un intervalo de tiempo transcurrido para que suceda la reconexión para una partícula dada, entre mayor sea este momento, más probabilidad que sucedan reconexiones, y entre más pequeño sea el parámetro, menor probabilidad que sucedan reconexiones. P es la probabilidad de que se fusione el evento con menor p_{T_m} con el segundo menor $p_{T_{m-1}}$, y así sucesivamente hasta con el p_{T_0} .

- Modelo basado en QCD, se identifican a los estados partónicos basados en estructuras de multipletes de $SU(3)_C$. Donde tres partones forman topología de forma Υ llamado "Barion junction", el cual es un mecanismo adicional para la formación de bariones [24].
- Modelo basado en gluones en movimiento, como su nombre lo dice, es el movimiento de gluones desde su posición actual en la línea de color de dos partones, a otro par [23].

Estos son algunos de los modelos de reconexión por color, existen más y cada uno de ellos están en desarrollo continuo debido a que el considerar este efecto ha permitido tener una descripción mejor de los datos experimentales, como el caso de $\langle p_T \rangle$ en función de la multiplicidad [25]. En nuestro caso este mecanismo será tomado en cuenta para el estudio de las correlaciones en multiplicidad.

2.4. Múltiples interacciones partónicas

En un principio las colisiones hadrón-hadrón se modelaban en base a si existía al menos una interacción entre dos partones, pero hoy en día eso no es suficiente para describir los fenómenos nuevos que surgen en altas energías, tales como "underlying events", entonces es natural pensar en las múltiples interacciones partónicas (MPI) cuando nos referimos a colisiones de más de una interacción di-partónica.

El punto de partida para un modelo de nMPI basado en partones, es la observación de la sección eficaz los canales- t y los factores α_s que aparecen en dispersiones $2 \rightarrow 2$

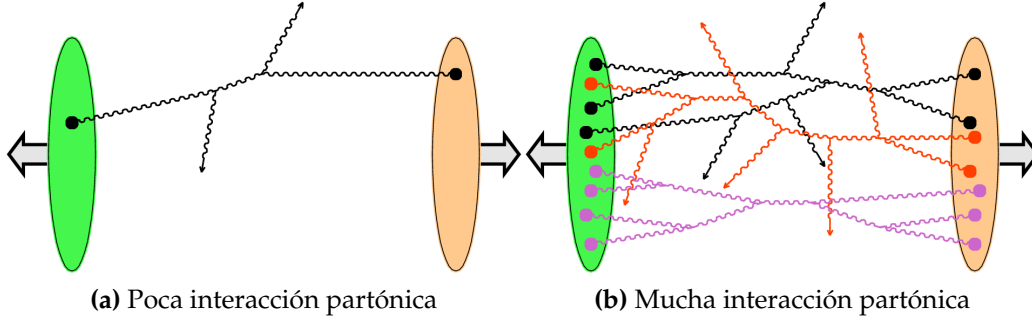


Figure 2.2.: Los diagramas son una ilustración de como ocurren las múltiples interacciones partónicas

de QCD perturbativa divergen a transferencias de momento pequeñas:

$$d\sigma_{2 \rightarrow 2} \propto \frac{g_s^4}{16\pi^2} \frac{dt}{t^2} \sim \alpha_s^2(p_\perp^2) \frac{dp_\perp^2}{p_\perp^4}, \quad (2.8)$$

si se plantea en terminos de $\approx 1/p_\perp$, entonces si $p_\perp \rightarrow 0 \Rightarrow d\sigma \rightarrow \infty$. A energías del LHC, integrando esta sección eficaz partónica desde un $p_{\perp min}$ fijo hasta un máximo sistemático, logra crecer más grande que la sección eficaz total hadrónica, para valores de $4 - 5 \text{ GeV}/c$ para $p_{\perp min}$. Se interpreta directamente como que cada colisión hadrón-hadrón contiene varias colisiones partónicas con transferencias de momento típicas del orden de $p_{\perp min}$.

Con esta reinterpretación, cambiamos la divergencia de la sección eficaz total cuando $p_{\perp min} \rightarrow 0$, por la divergencia del número de MPI que ocurren por evento, logrando que la anterior se mantenga finita. Tomando en cuenta efectos más allá de la teoría de perturbación para procesos $2 \rightarrow 2$, el incremento de la sección eficaz partónica para procesos $p_\perp \rightarrow 0$, debe ser suprimido por el apantallamiento de color, de manera análoga a como la hadronización proporciona un corte inferior natural para la evolución perturbativa de la lluvia de partones. Una manera de tratar esto es por medio de la implementación del factor $p_{\perp 0}$ en la sección eficaz [26]

$$\frac{d\sigma_{2 \rightarrow 2}}{dp_\perp^2} \propto \frac{\alpha_s^2(p_\perp^2)}{p_\perp^4} \rightarrow \frac{\alpha_s^2(p_\perp^2 + p_{\perp 0}^2)}{(p_\perp^2 + p_{\perp 0}^2)^2}, \quad (2.9)$$

donde este factor regula suavemente la divergencia. La sección transversal para un cierto número de nMPI en el límite cuando $p_\perp \rightarrow 0$ tiende a una constante, cuyo tamaño es controlado directamente por $p_{\perp 0}$, el valor de α_s y las funciones de distribución de partones (PDF por sus siglas en inglés) utilizadas para obtener la luminosidad de los

partones.

Se puede integrar la función anterior con el fin de obtener una primera estimación del número promedio de nMPI, que ocurren en una colisión hadrón-hadrón, obteniéndose,

$$\langle n_{MPI} \rangle(p_{\perp 0}) = \frac{\sigma_{2 \rightarrow 2}(p_{\perp 0})}{\sigma_{ND}}, \quad (2.10)$$

donde σ_{ND} es la sección eficaz de los procesos no difractivos. Esta fórmula será estrictamente válida si todas las nMPI podemos considerarlas como equivalentes e independientes, es decir, no correlacionadas .

2.5. Hadronización, mecanismos de producción de hadrones

La teoría QCD perturbativa formulada en términos de quarks y gluones, es válida a distancias cortas. A distancias largas QCD se convierte en una teoría de interacción bastante fuerte. En este régimen de confinamiento, los partones de color son transformados en hadrones sin color, este proceso es llamado hadronización.

El proceso de hadronización no es totalmente entendido de primeros principios, mientras que QCD no perturbativa no sea soluble, en principio los estudios en espectroscopia de hadrones y lattice QCD apoyan la idea de un confinamiento lineal en la ausencia de la dinámica de quarks, es decir, la energía depositada en el campo de los dipolos de color entre una carga y anticarga se incrementa linealmente con la separación entre ella, esto es llamado el modelo dipolar, tomando en cuenta que negamos el término de Coulomb. Esta suposición del confinamiento lineal provee el punto de partida para el "Modelo de Cuerdas" (String Model), más fácil ilustrado para la producción de jet back-to-back.

2.5.1. Fragmentación de cuerdas de Lund

Para entender la fragmentación de hadrones en quarks, la manera más fácil es trabajar con la aniquilación de pares positrón-electrón produciendo quark-antiquarks ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$). Para obtener la sección eficaz de producción de todos los tipos de producción de hadrones, es necesario sumar sobre todos los sabores de quarks: $q =$

$u, d, s, \dots,$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrones}) = \sum_q \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}), \quad (2.11)$$

para un hadrón h , su energía medida es E_h , su diferencial correspondiente a la sección eficaz es,

$$\frac{d\sigma}{dz} = (e^+e^- \rightarrow hx) = \sum_q \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) [D_q^h(z) + D_{\bar{q}}^h(z)], \quad (2.12)$$

la suma secuencial de dos eventos, la producción de un par $q\bar{q}$, seguida por la fragmentación de un q o un \bar{q} . La función $D(z)$ representa la probabilidad de que el quark q y \bar{q} forme el hadrón h , llevando una fracción de energía z de los quarks, es decir,

$$z = \frac{E_h}{E_q} = \frac{E_h}{E_{\bar{q}}} = \frac{2E_h}{Q}, \quad (2.13)$$

entonces la función de fragmentación $D(z)$, describe la transición *partón* \rightarrow *hadrón*. Como probabilidad $D(z)$ obedece la regla de normalización y la conservación de momentos:

$$\sum_h \int_0^1 z D_q^h(z) dz = 1, \quad (2.14)$$

$$\sum_q \int_{z_{min}}^1 [D_{\bar{q}}^h(z) + D_q^h(z)] dz = n_h, \quad (2.15)$$

donde z_{min} es el límite de la energía $2m_h/Q$ para producir un hadrón de masa m_h , y n_h es la multiplicidad promedio de hadrones de tipo h .

2.5.2. Función de fragmentación de Lund

El problema de la hadronización radica en la elección de la función de fragmentación, en ellas se debe incorporar " simetría" derecha e izquierda para el caso de generación de partículas, con el fin de mantener conservación de momento. La función de fragmentación simétrica de Lund [27] es una de ellas,

$$D(z) \propto \frac{1}{z} z^{a_\alpha} \left(\frac{1-z}{z} \right)^{a_\beta} e^{-\frac{bm^2}{z}}, \quad (2.16)$$

donde el parámetro $a = 1, 2, 3$ es para cada sabor, con los índices α para los sabores iniciales y β para indicar los sabores finales. Es normal poner $a_{\alpha, \beta}$ como iguales, con el fin de simplificar la expresión,

$$D(z) = \alpha z^{-1} (1 - z)^a e\left(-\frac{bm_{\perp}^2}{z}\right), \quad (2.17)$$

la dependencia directa de la masa implica que $D(z)$ es una función de fragmentación dura para hadrones pesados. Pero no es perfecto, para los datos experimentales del espectro de mesones B , se observan diferencias entre modelo y datos.

En la actualidad existen diferentes modelos, como el caso del modelo Artru-Mennessier [28], el modelo del campo de Feynman [29], entre otros. La diferencia entre que existan varios modelos va implícita en el tipo de física que se investiga, por ejemplo el caso de producción de Jets, Underlying Events o ambos.

2.6. Definición de correlaciones

Las correlaciones basadas en términos de los hemisferios de pseudorapidez son una herramienta poderosa para el estudio de las etapas iniciales de los mecanismos de interacción hadrónica en las colisiones pp y $A - A$. Estas correlaciones han sido propuestas [30] como firmas e indicios de la fusión de cuerdas y fenómenos de percolación, los cuales desembocan en modelos como: “Dual Parton Model”, “Quark gluon String Model” y “String Fusion Model”. En este trabajo se han utilizado con la finalidad de extraer información de los efectos colectivos, a través de reconexión por color y múltiples interacciones partónicas.

Las correlaciones que se estudiarán, a lo largo de la historia han sido de gran ayuda para el estudio de procesos de hadronización en altas energías, a continuación definiremos matemáticamente el concepto.

Primeramente, una correlación esta definida como la correspondencia o relación recíproca entre dos o más acciones o fenómenos. Para definir la correlación matemáticamente primero se definirá la densidad del número de partículas cargadas como:

$$\rho_R^I(\eta) = \frac{d\sigma}{d\eta}, \quad (2.18)$$

la cual está expresada en términos de la distribución de pseudorapidez, $\eta = \ln[\tan(\theta/2)]$, donde el ángulo θ (ángulo de dispersión) depende de la energía de colisión en el centro de masa y la sección eficaz σ . Normalizando esta densidad, pasamos a obtener.

$$\rho^I(\eta) = \frac{\rho_R^I(\eta)}{\int \rho_R^I(\eta) d\eta} = \frac{\rho_R^I(\eta)}{\sigma} = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta}. \quad (2.19)$$

Para el caso de dos partículas, la densidad es proporcional a la probabilidad de encontrar una combinación de dos partículas con pseudorapidez η_1 y η_2 :

$$\rho^{II}(\eta_1, \eta_2) = \frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{d\eta_1 d\eta_2}. \quad (2.20)$$

Para encontrar la relación entre las partículas producidas de manera correlacionadas de las independientes, en el mismo intervalo de pseudorapidez, se introduce una función donde se comparan ambas densidades,

$$C(\eta_1, \eta_2) = \rho^{II}(\eta_1, \eta_2) - \rho^I(\eta_1)\rho^I(\eta_2). \quad (2.21)$$

Por analogía uno puede definir una función de correlación C en términos de las densidades anteriores, fijando para intervalos de η . Integrando las densidades sobre un espacio fase completo, se obtienen los momentos de las distribuciones de multiplicidad de partículas cargadas, como

$$\int \rho^I(\eta) d\eta = \langle n \rangle, \quad (2.22)$$

$$\iint \rho^{II}(\eta_1, \eta_2) d\eta_1 d\eta_2 = \langle n(n-1) \rangle, \quad (2.23)$$

integrando la densidad del número de partículas cargadas en los intervalos de pseudorapidez, se obtiene el valor esperado de partículas en dicho intervalo. Utilizando ambos resultados se encuentra:

$$\iint C(\eta_1, \eta_2) d\eta_1 d\eta_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2, \quad (2.24)$$

la cual es una de las primeras correlaciones utilizada en los años 60, con esta correlación se trabajó [31] para energías de colisión pp $\sqrt{s} = 200, 546, 900 \text{ GeV}$, comenzando el

inicio de las correlaciones en altas energías, otra correlación históricamente relevante es la basada en pseudorapidez, realizada por la colaboración SFM en ISR [32].

2.6.1. Correlaciones en intervalos de multiplicidad

Las primeras pruebas de la existencia de correlación estaban inmersas en las distribuciones de partículas cargadas, las cuales fueron observadas experimentalmente en colisiones $p\bar{p}$ en CERN [33]. Esta correlación tiene una diferencia en comparación de la mencionada en la sección anterior, la dependencia directa de la energía, lo cual puede ser resultado de la dinámica de los eventos subyacentes (underlying).

Retomando el formalismo teórico, se definirá dos intervalos de pseudorapidez sin superposición, esto con el fin de analizar dos intervalos diferentes. Se definirán dos intervalos de η , las positivas se denominará la parte delantera (Forward) mientras que las negativas serán la parte trasera (Backward), como se muestra a continuación:

$$\begin{aligned} \text{"delantera"} : \eta > 0, \quad \eta_1^F < \eta < \eta_2^F, \\ \text{"trasera"} : \eta < 0, \quad \eta_1^B < \eta < \eta_2^B. \end{aligned}$$

Entonces redefiniendo los rangos de η para la densidad (1.3), obtenemos

$$\int_{\eta_2^B}^{\eta_1^B} \rho^I(\eta) d\eta + \int_{\eta_1^F}^{\eta_2^F} \rho^I(\eta) d\eta = \int_{[B]+[F]} \rho^I(\eta) d\eta \quad (2.25)$$

en donde se ha abreviado $[F]$ como el intervalo de pseudorapidez $[\eta_1^F, \eta_2^F]$, de igual manera para el intervalo $[B]$ como $[\eta_2^B, \eta_1^B]$. Utilizando estos nuevos intervalos, es valido que el número de partículas cargadas, n , se pueda separar en rangos, como n_F el número de partículas en el intervalo de adelante y n_B respectivamente para los intervalos de atrás. Implementando lo anterior en la ecuación (1.6), la correlación se reescribe en términos de los intervalos atrás y adelante como

$$\int_{[F]+[B]} \int_{[F]+[B]} C(\eta_1, \eta_2) d\eta_1 d\eta_2 = \langle n_T(n_T - 1) \rangle - \langle n_T \rangle^2, \quad (2.26)$$

con $n_T = n_F + n_B$ la suma de las partículas en sus respectivos intervalos, entonces se obtiene una correlación en donde la partícula en η_1 es indistinguible de la partícula en η_2 . Para una función en la cual se pueda distinguir entre ambas partículas, es necesario implementar los rangos mencionados arriba, considerando que no estén sobre-encimados, podemos proponer:

$$\int_{[F]} \int_{[B]} C(\eta_1, \eta_2) d\eta_1 d\eta_2 = \langle n_B n_F \rangle - \langle n_B \rangle \langle n_F \rangle. \quad (2.27)$$

Para lo cual de manera análoga podemos definir una correlación solo para un intervalo, ya sea para el de adelante o atrás, y definir un factor de correlación en torno a la razón de intervalos distinguibles sin superposición con las indistinguibles para un intervalo dado,

$$b = \frac{\int_{[F]} \int_{[B]} C(\eta_1, \eta_2) d\eta_1 d\eta_2}{\int_{[F]} \int_{[F]} C(\eta_1, \eta_2) d\eta_1 d\eta_2} = \frac{\langle n_B n_F \rangle - \langle n_B \rangle \langle n_F \rangle}{\langle n_F^2 \rangle - \langle n_F \rangle^2}, \quad (2.28)$$

La ecuación 2.28 es la correlación de multiplicidad que se utilizara en este trabajo, la cual relaciona las partículas generadas de manera independiente con respecto a las correlacionadas.

Desde el punto de vista experimental se ha mostrado que las distribuciones de multiplicidad en intervalos de pseudorapidez, tienen el comportamiento, mostrado en la figura 2.3.

En base a estos resultados, se ha llegado a la conclusión que en los datos se muestra una relación lineal entre el valor esperado del número de partículas en un intervalo de pseudorapidez, y el número de partículas del intervalo opuesto.

$$\langle n_B \rangle_{n_F} = p_0 + p_1 \cdot n_F, \quad (2.29)$$

El factor de interés será p_1 , ya que realizando un ajuste por mínimos cuadrados, encontramos que:

$$p_1 = \frac{\langle n_B n_F \rangle - \langle n_B \rangle \langle n_F \rangle}{\langle n_F^2 \rangle - \langle n_F \rangle^2}, \quad (2.30)$$

el cual coincide directamente con el factor b definido en la ec. 2.18, una manera de ver

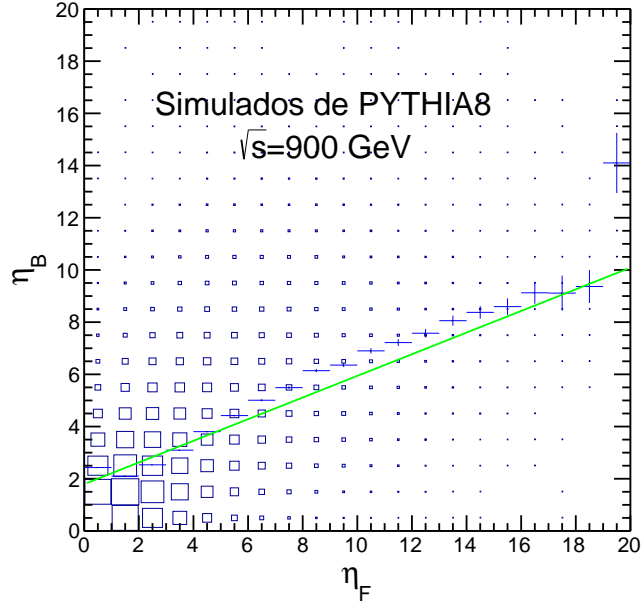


Figure 2.3.: Distribuciones experimentales de partículas distribuidas en intervalos de pseudo-rapidez, en función de $\langle n_B \rangle$ y n_B

una relación en estos resultados, es en base a una densidad entre los intervalos η_F , η_B y el factor de correlación:

$$\rho_{FB} = b \sqrt{\frac{\text{var}(n_F)}{\text{var}(n_B)}}, \quad (2.31)$$

sustituyendo b en términos de la covarianza y varianza, se obtiene el resultado directo de la densidad,

$$\rho_{FB} = \frac{\text{cov}(n_F, n_B)}{(\text{var}(n_F) \cdot \text{var}(n_B))^{1/2}} = \frac{\langle (n_F - \langle n_F \rangle) \cdot (n_B - \langle n_B \rangle) \rangle}{(\langle (n_F - \langle n_F \rangle)^2 \rangle \cdot \langle (n_B - \langle n_B \rangle)^2 \rangle)^{1/2}}. \quad (2.32)$$

Donde ρ_{FB} es la densidad de partículas en intervalos de adelante y atrás.

2.7. Generador de eventos PYTHIA

En física de Altas Energías, el método Monte Carlo es de gran ayuda, porque podemos pensar que cada muestra aleatoria utilizada en el modelo, puede ser el resultado de una colisión de partículas, ya que por el principio de incertidumbre de

Heisenberg sólo podemos conocer probabilidades, de modo que Monte Carlo es justo nuestra herramienta perfecta.

El generador de eventos que se utilizó para este trabajo de tesis es PYTHIA [26] [13], es catalogado como uno de los mejores, por sus amplias referencias en reproducir y predecir resultados experimentales. PYTHIA contiene un gran número de teorías y modelos físicos, además de la incorporación de datos experimentales. Los procesos que contiene son los siguientes: procesos suaves y duros de QCD. También contiene modelos de supersimetría (SUSY por sus siglas en ingles), la incorporación de producción de leptokuarks entre otros más.

El generador de PYTHIA tiene la incorporado varios parámetros, los cuales pueden ser ajustados en base al tipo de física que se investiga, no es la mismo tratar eventos de jets, que los eventos underlying. Los parámetros surgen por la necesidad de tratar de entender a la física, en específico en el área hadronización y las múltiples interacciones partónica, en los cuales se involucra QCD no perturbativa. Un ejemplo de estos parámetros es el efecto de reconexión por color, el cual es ajustado en base a los datos reales.

PYTHIA funciona de la siguiente manera, supongamos que tenemos una función $f(x)$ conocida, la cual no debe ser negativa en un intervalo $x_{min} \leq x \leq x_{max}$. Se desea seleccionar una x aleatoria, para obtener la probabilidad en un intervalo dx alrededor de una x dada, esta debe ser proporcional a $f(x)dx$. En Monte Carlo $f(x)$ puede ser la función de fragmentación (2.3), o la sección eficaz diferencial de algún proceso $ij \rightarrow k$,

$$\sigma_{ij \rightarrow k} = \int dx_1 \int dx_2 f_i^1(x_1) f_j^2(x_2) \hat{\sigma}_{ij \rightarrow k}, \quad (2.33)$$

donde $\hat{\sigma}$ es la sección eficaz a nivel partónico, en ella se encuentra codificada en forma de matriz que tipo de procesos son. El término $f_i^a(x)$ son las funciones de distribución partónicas, las cuales describen la probabilidad de encontrar un partón i dentro de una partícula a , con el partón i llevando una fracción x del momento de la partícula a . Para el caso de procesos duros, la función de distribución de los partones depende de la escala y momento transferido en la colisión.

Entonces PYTHIA, comienza con la elección de qué clase de partículas estarán en los haces que colisionan, y la energía de colisión, una vez seleccionada estas condiciones iniciales, comienza el muestreo. En segundo lugar se eligen de manera aleatoria los hadrones iniciadores de la colisión, para cada uno de ellos se generará una secuencia

de partones, las primeras colisiones serán tomadas como los procesos duros, en ellos es donde se producen resonancias, ellos decaen en partones, y una vez más sigue una secuencia de decaimientos, hasta construir los estados finales. En los procesos de decaimiento es donde se utilizan las funciones de fragmentación, las secciones eficaces de cada proceso, y las funciones de distribución de las partículas (PDF por sus siglas en inglés). Otros factores que se toman en cuenta, son los remanentes del haz de partículas, estos remanentes son los sobrantes de las partículas que no son tomadas en cuenta como iniciadores, estos remanentes afectan directamente la multiplicidad de los eventos, una manera de entender esto es con reconexión por color.

Chapter 3.

Análisis de correlaciones

“There, sir! that is the perfection of vessels!”

— Jules Verne, 1828–1905

A continuación se trabajará los diferentes enfoques utilizados para analizar la correlación de multiplicidad adelante-atrás, en rangos de p_T y número de partículas cargadas por evento, con el fin de caracterizar las colisiones hadrónicas, para ello se han implementado modelos fenomenológicos, como el caso de Reconexión por Color (CR) y número de múltiples interacciones partónicas (nMPI).

3.1. Condiciones iniciales y variables cinemáticas

Para un análisis completo se realizó el estudio en base a simulaciones en PYTHIA8219, en donde se utilizó el conjunto de parámetros etiquetado como *tune 14*, conocido como Monash2013, el cual fue optimizado para describir datos de 7 TeV [34] para colisiones protón-protón. Para cada caso se usaron dos energías de centro de masa, 0.9 y 7 TeV en las cuales ya fueron reportados datos experimentales [35], y se esperan resultados para energías de 13 TeV con las nuevas mediciones del LHC.

Todas las simulaciones realizadas para este trabajo tienen una estadística de 25,000,000 de eventos generados para cada gráfica, y los errores se calculan como $1/\sqrt{n}$, con n el número de entradas para cada bin dado de las distribuciones.

Con respecto a las condiciones iniciales de la simulación, se tomaron los siguientes valores de base, en caso que el análisis lo sugiera se modificaron las condiciones iniciales. De base para todos los eventos, se seleccionaron solo partículas cargadas, en un intervalo $0.3 \text{ GeV}c < p_T < 1.5 \text{ GeV}c$ y $|\eta| = 1$, además del veto de eventos sin multiplicidad, tales eventos son aproximadamente 1/5 de la estadística cruda y son los llamados procesos difractivos,(ver Anexo A). Para el estudio de la correlación se definió las variables cinemáticas: $\delta\eta$, η_{gap} y η_{sep} . Estas variables están en función de intervalos de pseudorapidez, como se muestra en la figura 3.1.

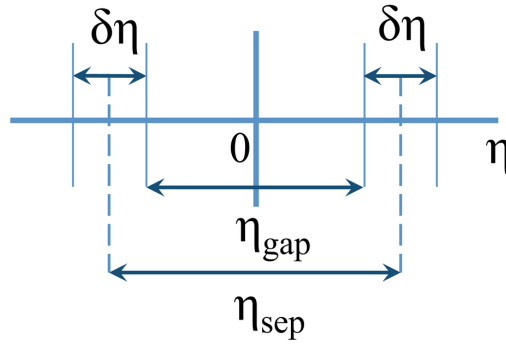


Figure 3.1.: Variables cinemáticas

Donde, $\delta\eta$ es la ventana de pseudorapidez que se analizará para la correlación, mientras que η_{gap} es la distancia entre los intervalos $\delta\eta$ desde sus límites más cercanos al cero, mientras que η_{sep} es la distancia entre los centros de $\delta\eta$.

El método para calcular la correlación es el primero desarrollado en el marco teórico, la cual es utilizar la siguiente definición;

$$b_{Corr} = \frac{\langle n_B n_F \rangle - \langle n_B \rangle \langle n_F \rangle}{\langle n_F^2 \rangle - \langle n_F \rangle^2} \quad (3.1)$$

con esta definición se calcula los valores n_F y n_B evento por evento, para cada intervalo $\delta\eta$ con el fin de obtener los valores esperados, segundos momentos y la contribución de ambos hemisferios adelante y atrás.

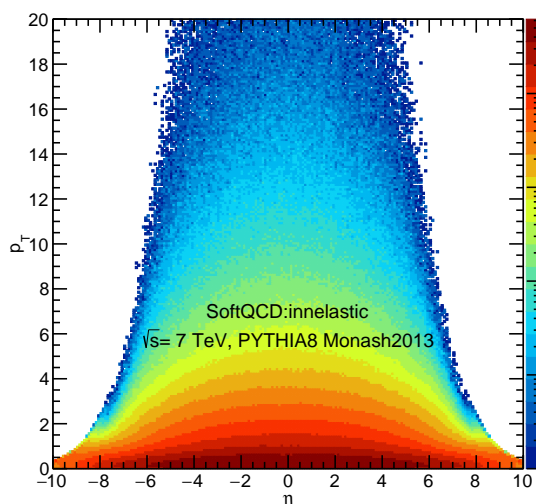


Figure 3.2.: Distribución de p_T y η .

3.2. Correlaciones función de p_T

El primer análisis realizado fue el variar los rangos de p_T manteniendo $1.0 > |\eta|$, la figura 3.2 muestra el espacio fase de η y p_T de donde se puede ver que la mayor cantidad de eventos contienen bajo p_T , con este diagrama se hacen cortes para seleccionar muestras específicas para este análisis. La finalidad del estudio es encontrar relación entre procesos suaves de bajo p_T y alto p_T porque los modelos de CR y nMPI dependen directamente de los p_T . Para ello se utilizaron los siguiente intervalos de $0.3 \text{ GeV}/c < p_T < 1.5 \text{ GeV}/c$ el cual es usado en referencia para procesos suaves, $0.3 \text{ GeV}/c < p_T < 2.5 \text{ GeV}/c$ y $1.5 \text{ GeV}/c < p_T < 2.5 \text{ GeV}/c$.

En 3.3 en la parte superior se muestran las distribuciones de multiplicidad, en ellas se puede ver como están distribuidas las partículas en función del rangos de p_T , donde la multiplicidad esta ligada a los intervalos de p_T , por conservación de energía, mayores momentos implican menor multiplicidad.

La figura 3.3 muestra, en la parte inferior, el factor de correlación para tres intervalos de p_T . Se observa que rangos donde se consideran los valores más bajos de p_T presentan similitudes en la correlación, mostrando una saturación entre más grande sea el intervalo $\delta\eta$. Para el caso de intervalos mayores de p_T , la correlación tiene un descenso conforme crece el intervalo $\delta\eta$, es decir no hay correlación de las partículas

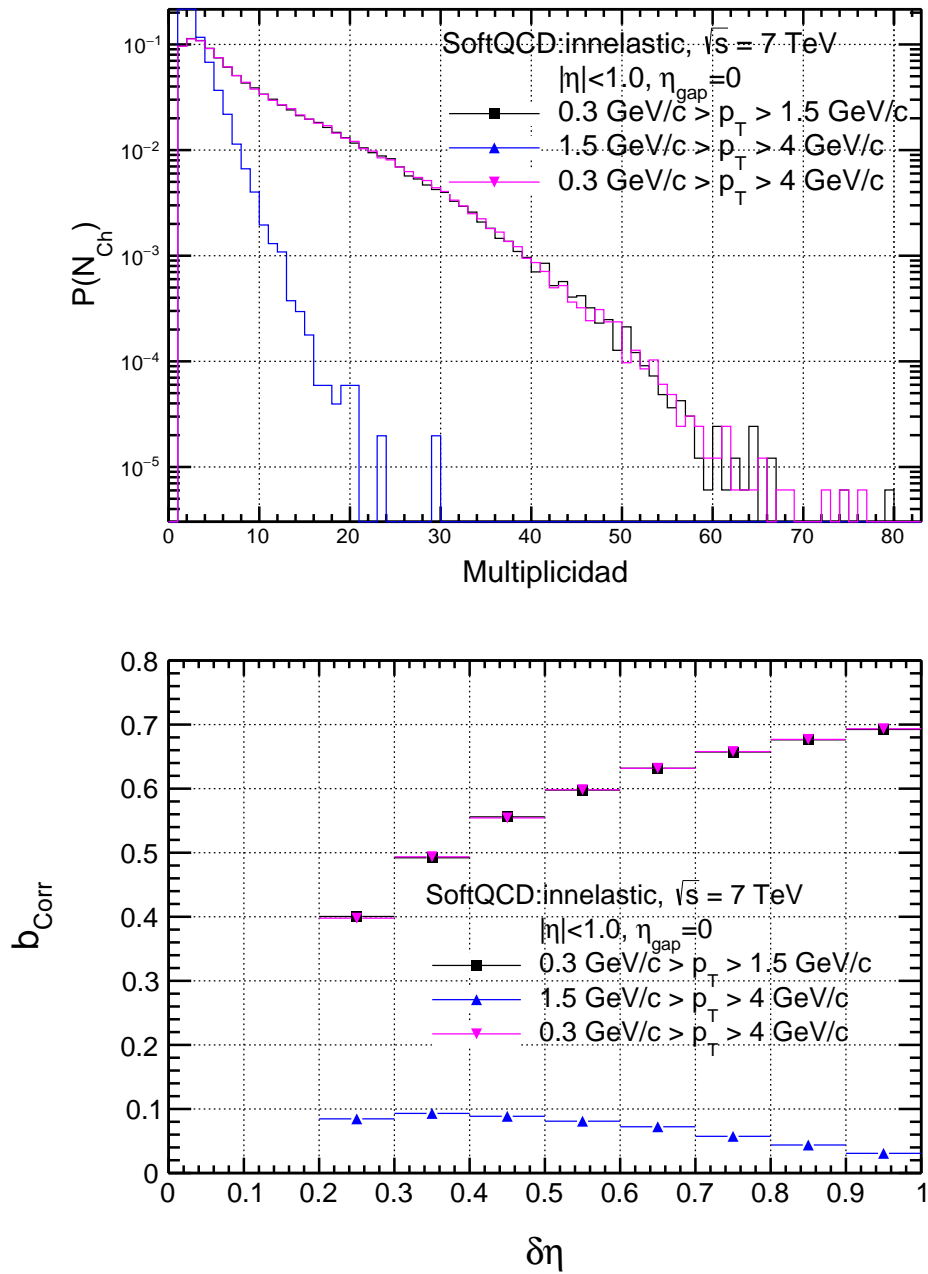


Figure 3.3.: Análisis de procesos suaves con diferentes rangos de p_T .

en el evento, una posible explicación física sería que para intervalos muy pequeños de η se obtiene los llamados mini-jets.

3.2.1. Procesos a Duros

Para continuar con el análisis trabajaremos con la correlación en términos de procesos duros generados con PYTHIA, para ello uno fija el límite inferior del momento transferido entre partones en una colisión, el llamado \hat{p}_T .

En la figura 3.4, se muestra la correlación en términos de tres diferentes valores de \hat{p}_T , en ellas podemos observar como para un valor bajo del \hat{p}_T la curva tiene un comportamiento similar a los proceso suaves, pero entre mayor sea este valor, el comportamiento de la correlación tiende a volverse constante, esto puede ser explicado considerando que a alto \hat{p}_T , se forzó el generador a producir eventos con Jets en la parte central de pseudorapidez.

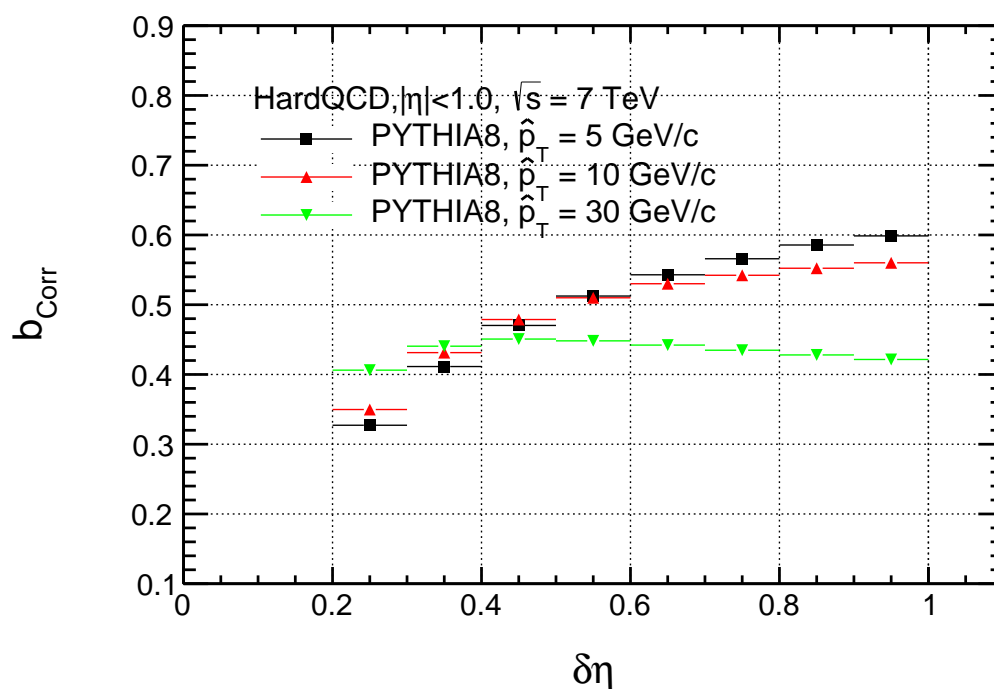


Figure 3.4.: Correlación en términos de procesos duros para $\sqrt{s} = 7$ TeV

3.3. Correlaciones función de pseudorapidez

Una variable cinemática de interés es la pseudorapidez ya que en ella realizamos cortes y $\delta\eta$ depende directamente del rango en η . A continuación en la figura 3.5 se muestra la distribución de pseudorapidez para los eventos suaves y duros, en intervalos de $|\eta| < 1.0$, las gráficas normalizadas al número de eventos, muestran que para procesos duros, existe preferencia para los eventos en la region central de η , y es de esperarse ya que limita a que tenga un valor alto en el p_T , mientras que en los procesos suaves se tienen una distribución más ancha.

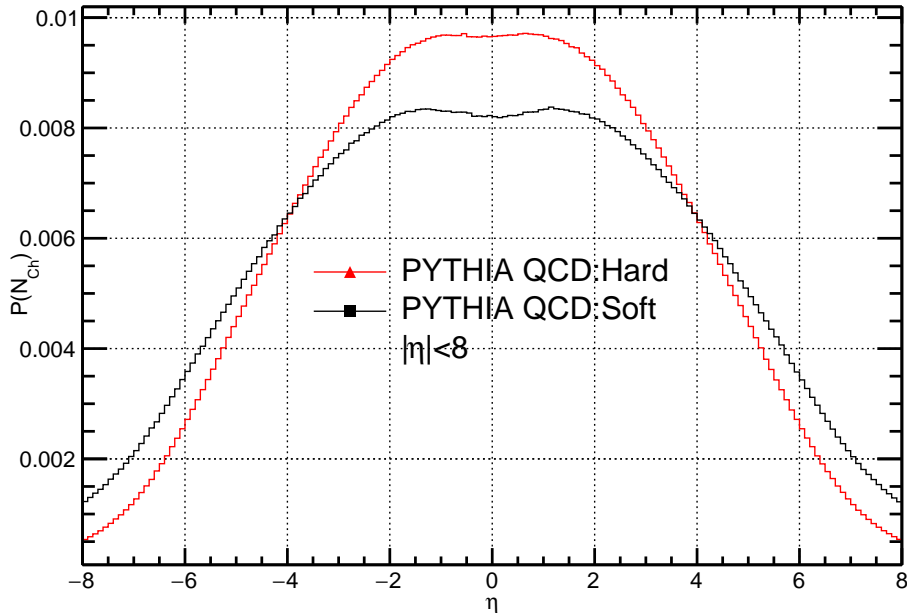


Figure 3.5.: Distribucion de η , para procesos suaves y duros de QCD, $\sqrt{s} = 7$ TeV

En la figura 3.6 se muestra las distribuciones de p_T en función rangos de η , en la parte superior tenemos para procesos suaves, y en la inferior procesos duros. En ambos se puede ver la que diferencia entre los diferentes intervalos de η , recae que entre más lejos este el intervalo de pseudorapidez estudiado, menor será el número de partículas con un p_T alto. Por otro lado, entre más central en pseudorapidez sea el evento más alto será el p_T de las partículas y su multiplicidad. Para ambos procesos se tienen diferencias, para el caso de procesos duros, la curva es más angosta, mientras que para los suaves se tiene un poco más ancha.

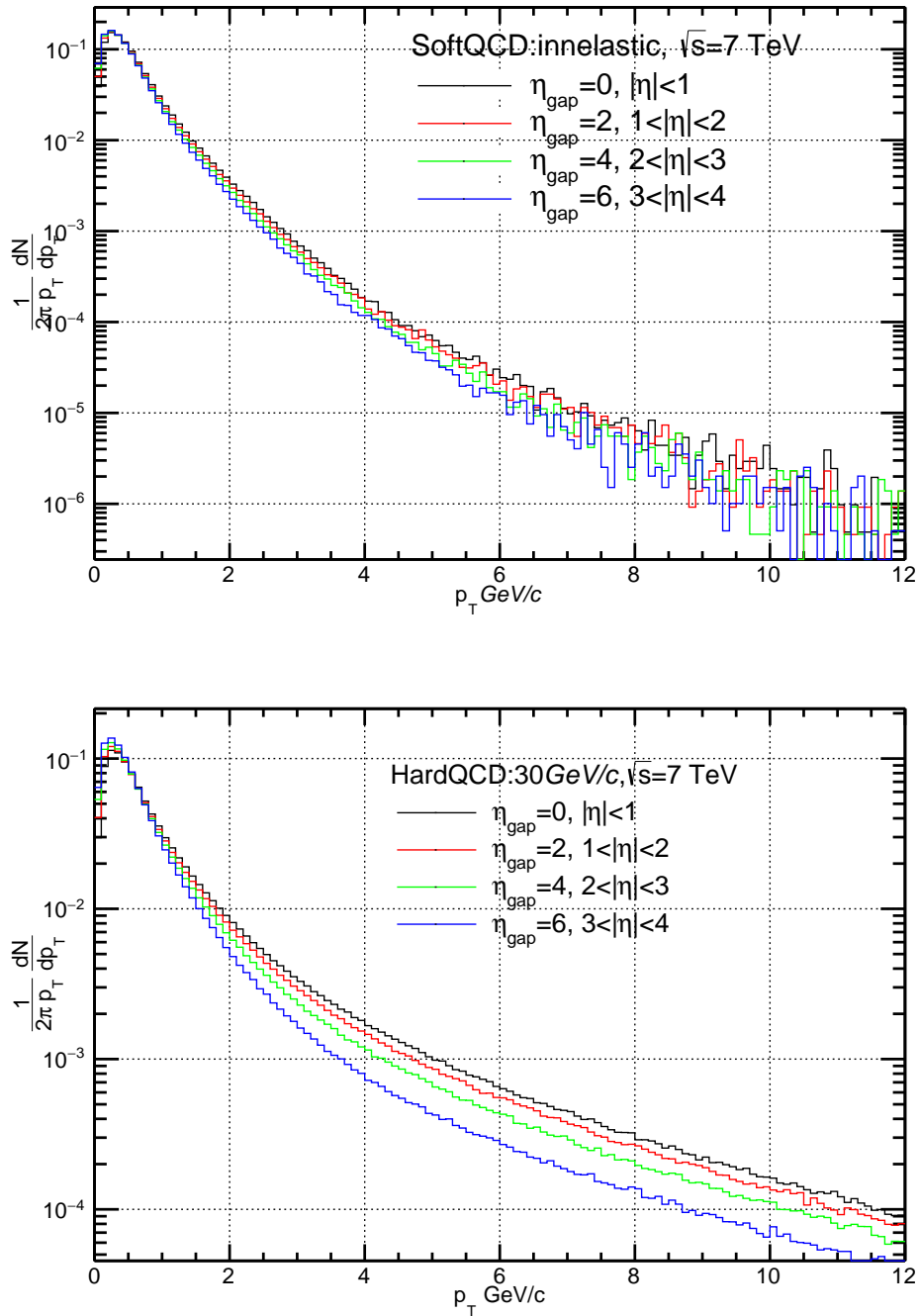


Figure 3.6.: Distribuciones de p_T en función de η para procesos suaves y duros

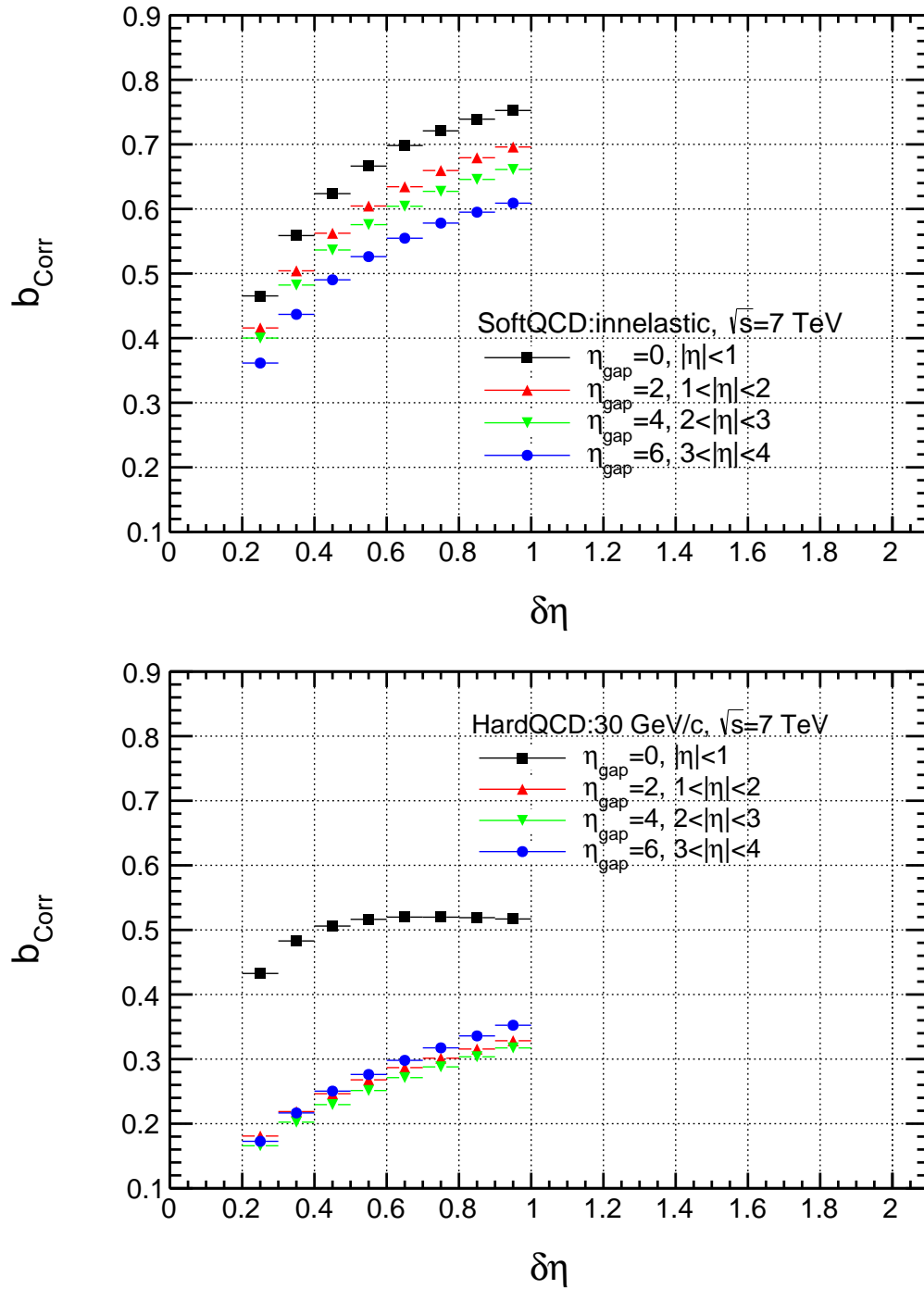


Figure 3.7.: Correlaciones en términos de η para procesos suaves y duros

En la figura 3.7 podemos observar las correlaciones para procesos suaves (superior) y duros (inferior) a diferentes intervalos de η , para el caso suave al alejarse más de la sección central, la correlación disminuye, pero su comportamiento se mantiene, mientras que para los procesos duros con un \hat{p}_T más grande muestra correlaciones lineales para $1 < |\eta|$, pero para valores centrales se tiene esta correlación alta y plana, con estos resultados podemos concluir que los mecanismos de producción son diferentes para η centrales, y para la región de altos valores de η .

3.4. Correlaciones en función de multiplicidad

En la sección pasada se realizó un estudio en rangos de bajo p_T , con el fin de estudiar los procesos suaves con el factor de correlación, a continuación se abordarán de manera similar el análisis realizado en función de el número de partículas cargadas por evento, es decir, la multiplicidad, la cual es una de las variables que se miden en el experimento.

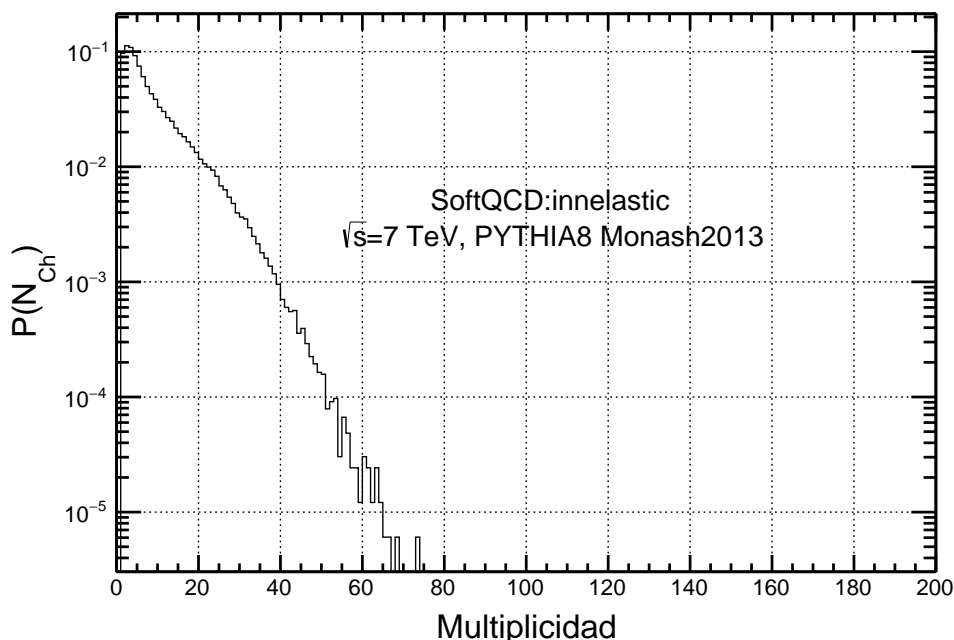


Figure 3.8.: Distribución de multiplicidad, $\sqrt{s} = 7$ TeV

En la figura 3.8 tenemos la distribución de multiplicidad, en ella se muestra el comportamiento logarítmico del número de partículas en términos de la multipli-

cidad. Se analizarán diferentes rangos en multiplicidad con el propósito de estudiar a fondo que tan dependiente es la correlación de ésta. Los rangos analizados en primer lugar fueron $0 < \text{Multiplicidad} \leq 10$ con un 58% de los eventos, $0 < \text{Multiplicidad} \leq 20$ con un 75% de los eventos, $0 < \text{Multiplicidad} \leq 30$ con un 80% de los eventos, $0 < \text{Multiplicidad} \leq 40$ con un 82% de los eventos y finalmente $0 < \text{Multiplicidad} \leq 50$ con un 82.5% de los eventos, para pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV. Como

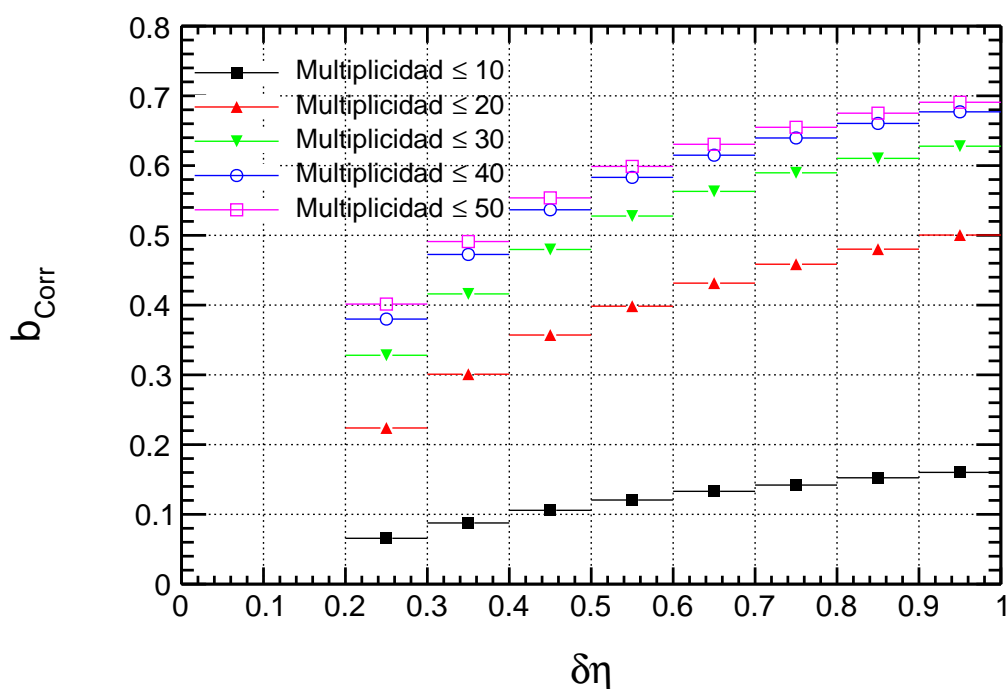


Figure 3.9.: Correlación en función de $\delta\eta$ y rangos de Multiplicidad 0 a 10, 20... 50

se mencionó, el porcentaje de eventos se va incrementando con el rango de multiplicidad, mostrando un comportamiento de saturación, para mayor multiplicidades, la correlación va disminuyendo, como lo muestra la figura 3.9, esto debido que a mayores multiplicidades, la correlación es más sensible, por la manera en que esta definida.

En las gráficas 3.10 en donde se tiene cortes en rangos de multiplicidad mayores a 30 se encontraron correlaciones negativas, es decir, hay una anti-correlación, para entender estos resultados se dedicará la siguiente subsección y sección.

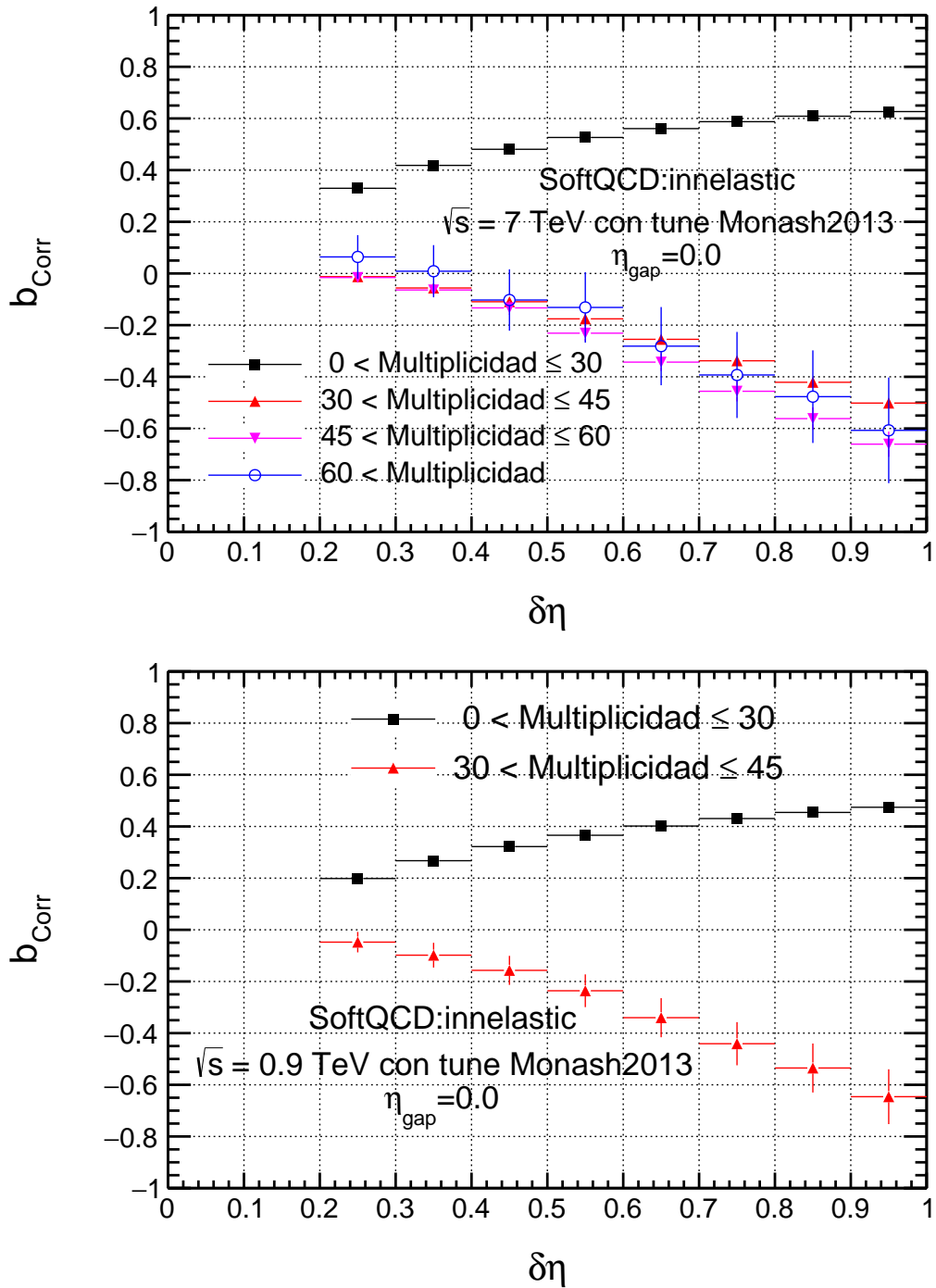


Figure 3.10.: Correlación con $\sqrt{s} = 0.9, 7 \text{ TeV}$ en función de $\delta\eta$ y rangos de multiplicidad 0 a 30, 30 a 45, 45 a 60 y más de 60

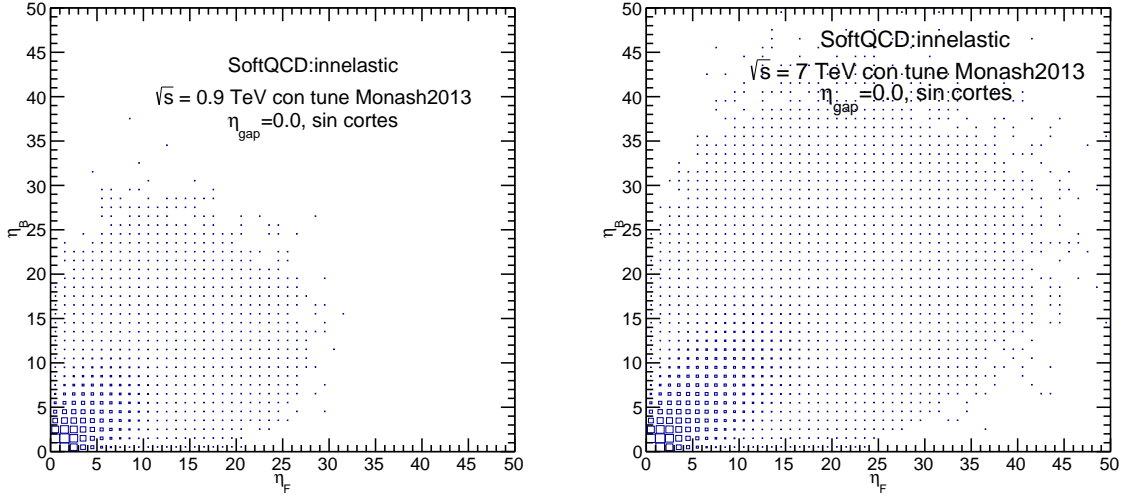


Figure 3.11.: Topología de los eventos para baja y alta energía.

3.4.1. Topología de los hemisferios n_f n_b

Para entender a fondo la correlación se trabajará directamente con la distribución geométrica de multiplicidad para eventos generados. Primeramente definimos el hemisferio n_F como el eje y , mientras que n_B será el eje x .

En la figura 3.11 se muestra el comportamiento de la topología de los eventos, en torno a los hemisferios n_f y n_b , para energías de colisión $\sqrt{s} = 0.9$ y 7 TeV, en donde se muestra que entre mayor sea la energía, mayor multiplicidad tendremos para ambos hemisferios. Es interesante observar el comportamiento de los eventos, manteniendo una distribución parcialmente simétrica para ambos hemisferios. Un primer análisis realizado en torno a la distribución de los eventos fue el usar una separación de los datos con la siguiente relación $n_F^2 + n_B^2 = 20$, como se ve en la figura 3.12 en el lado superior se muestra la distribución de los eventos en torno a n_F y n_B , separando los eventos en dos colores diferentes, mientras que del lado inferior tenemos la correlación, en donde a primer vista son positivas y negativas, de estos resultados podemos concluir en primera instancia que al cortar en multiplicidad y seleccionar valores altos generan una correlación negativa, mientras que si tomamos cortes para valores pequeños de multiplicidades, generan valores positivos de correlación, no solo eso, sino que cortar en aros, es muy parecido al tomar franjas de multiplicidad. Retomado los cortes, si se corta en rangos altos de multiplicidad, se obtienen muy pocos eventos.

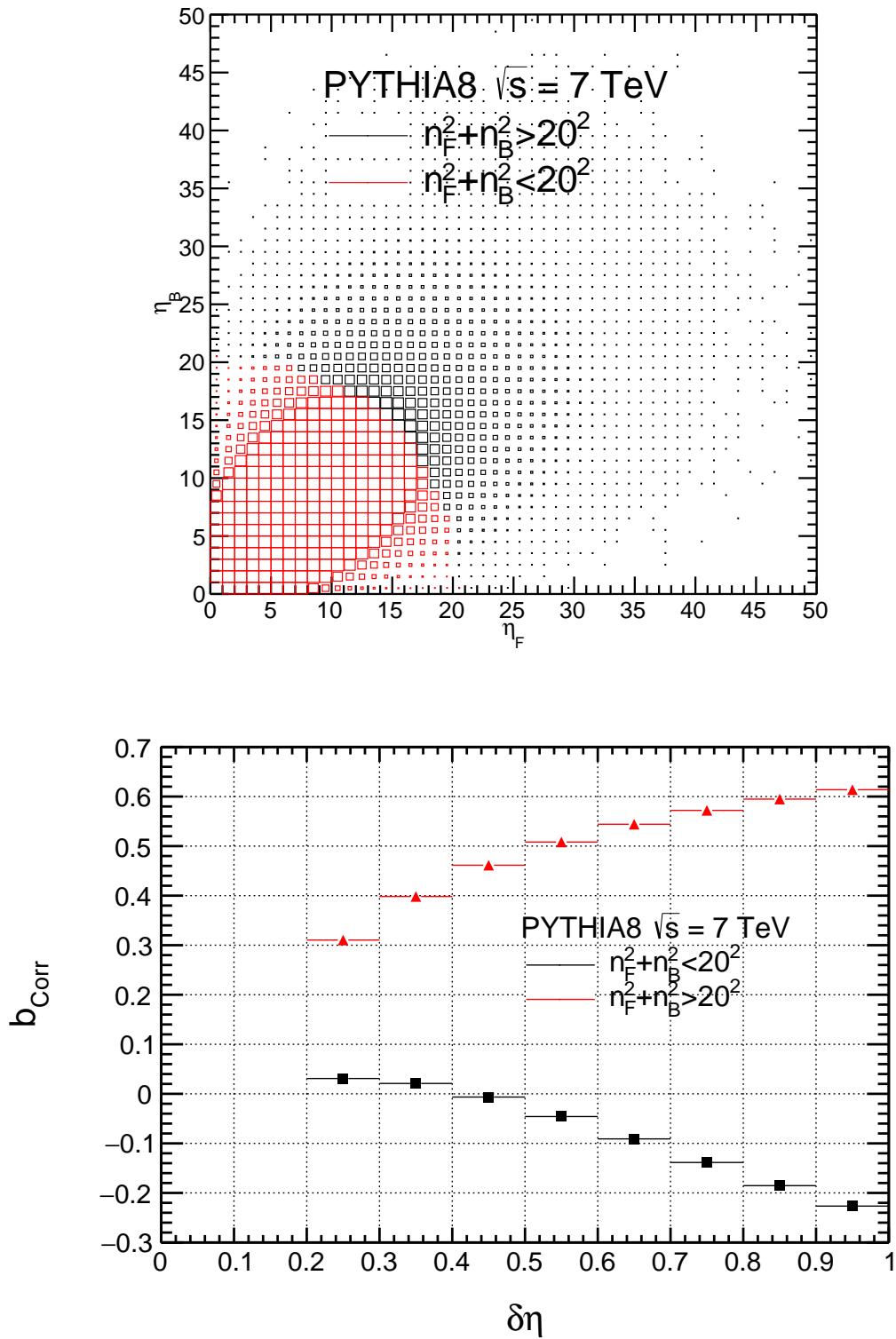


Figure 3.12.: Correlaciones en función de cortes circulares

En las gráficas 3.13, tenemos ambas distribuciones de multiplicidad delantera y trasera para dos energías de colisión diferentes, y rangos de multiplicidad, es decir, separar en secciones rectangulares. Con estos resultados podemos inferir que cortar en multiplicidad implica delimitar franjas en las distribuciones $n_F n_B$.

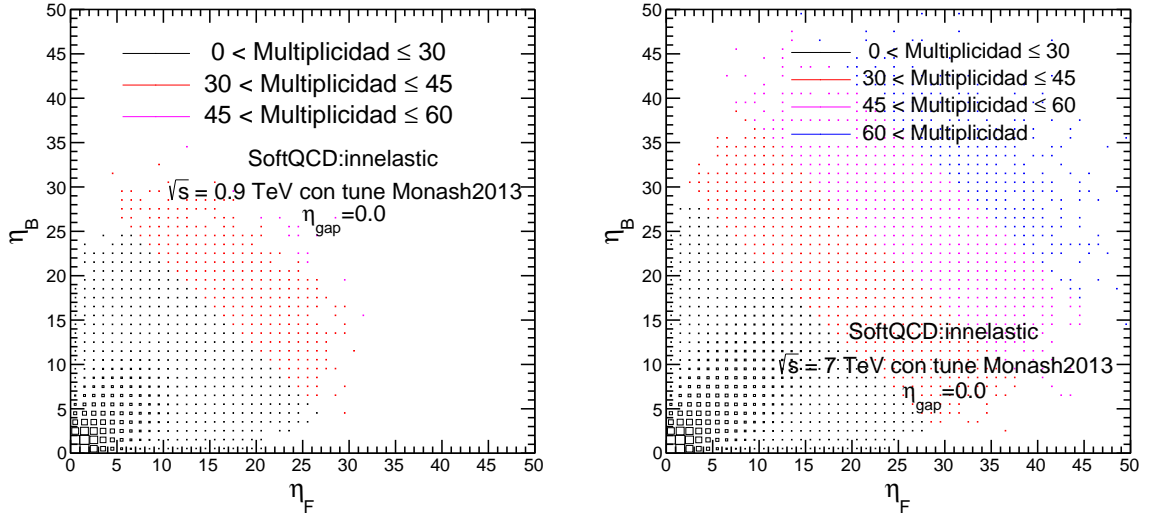


Figure 3.13.: Topología de los eventos con diferentes rangos en multiplicidad, con energías de colisión de 0.9 y 7 TeV.

3.5. Ajuste lineal por mínimos cuadrados

En el marco teórico se desarrollo la correlación de dos maneras diferentes, a continuación nos enfocaremos en el método de ajuste por mínimos cuadrados. Hoy en día se sabe que este método no funciona para altas multiplicidades, sin embargo nos será de ayuda para entender la correlación y sus valores negativos.

El método se basa en ajustar un polinomio lineal por medio de mínimos cuadrados, como se discutió en la sección 2.4.1 el valor de la pendiente ajustada es el valor de la correlación, de modo que se necesita un ajuste para generar un punto de la curva correlación, es decir, se requiere ajustar una curva lineal para cada intervalo de $\delta\eta$.

En la figura 3.14 se muestra el ajuste lineal, donde el valor de la desviación estándar para el ajuste $\approx \pm 0.0001$, sin embargo para multiplicidades más grandes ya no es posible ajustar un polinomio de primer orden. En las figuras 3.15 se muestra el ajuste lineal para los diferentes intervalos de pseudorapidez en los cuales se puede

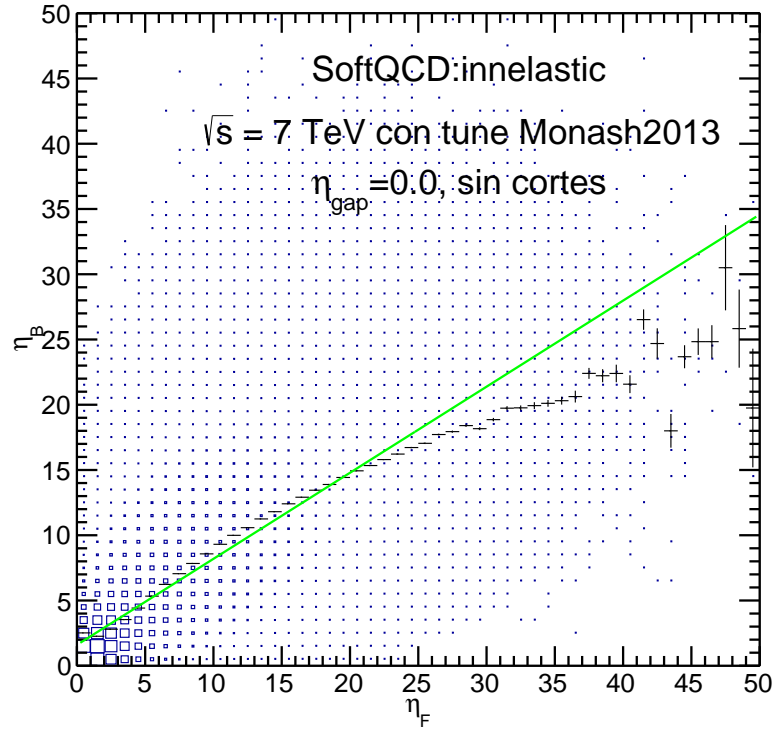


Figure 3.14.: Ajuste lineal por mínimos cuadrados para el intervalo $\delta\eta = 1.0$.

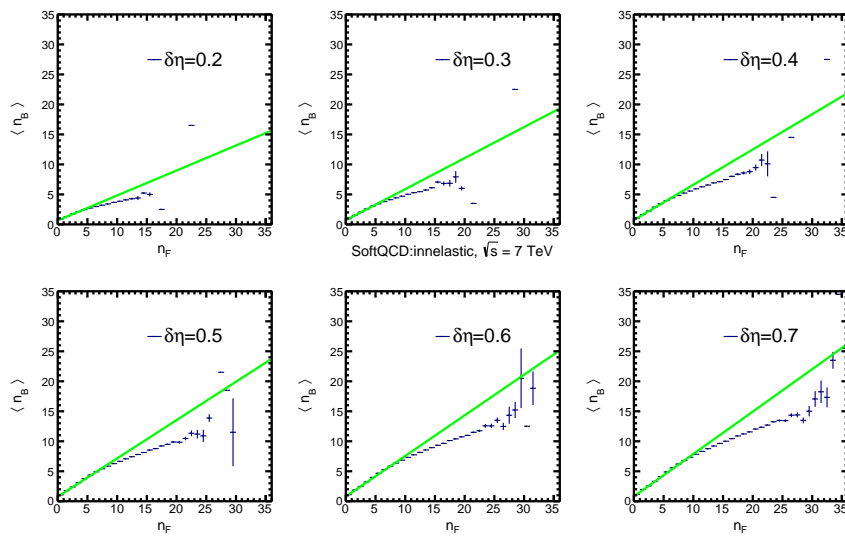


Figure 3.15.: Ajuste lineal por mínimos cuadrados en todos los intervalos $\delta\eta$.

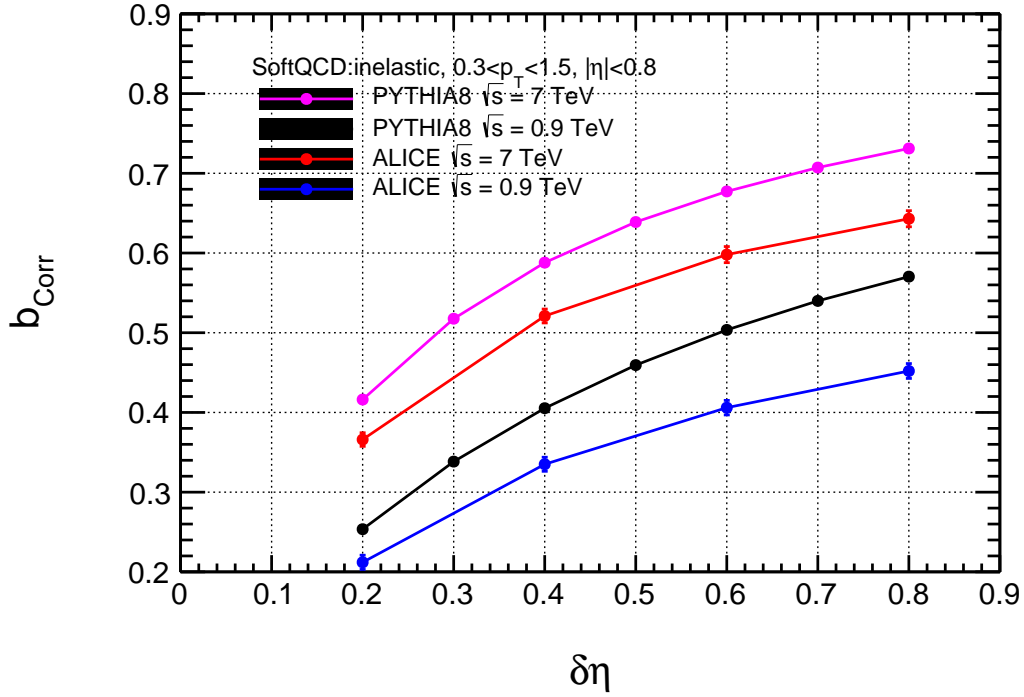


Figure 3.16.: Correlaciones obtenidas con el método de ajuste por mínimos cuadrados, a $\sqrt{s} = 0.9, 7$ TeV.

observar el aumento de la pendiente. La figura 3.16 se muestra la correlación para diferentes energías obtenida por medio de los ajustes de mínimos cuadrados y los datos experimentales de ALICE. Como se puede observar el segundo método no ajusta a los datos experimentales, y esto es razonable por la asunción de que podemos ajustar algo lineal, sin embargo, la idea detrás de utilizar este método es entender como afecta la geometría si tomamos intervalos de multiplicidad y además que estos afectan directamente el valor de la correlación, para explicarlo mejor, se retomaran los dos casos anteriores en donde se analizaron cortes diferentes de multiplicidad.

En la figura 3.17 podemos ver el comportamiento de ajustar con el segundo método, del lado izquierdo vemos que al cortar en multiplicidad y sacar los valores esperados de n_F , la pendiente ajustada de la curva cambia totalmente de signo, lo cual genera la explicación para los valores negativos de b_{Corr} . Analizando la gráfica del lado derecho, se obtienen los mismos resultados, es decir, correlaciones negativas justificadas por la pendiente del ajuste $\langle n_F \rangle$ vs n_B .

Los resultados implican que realizar un corte en multiplicidad, estos generan ajustes con pendientes negativas como se muestran en las gráficas y estos valores son justamente la correlación, entonces si se desea seguir analizando las colisiones

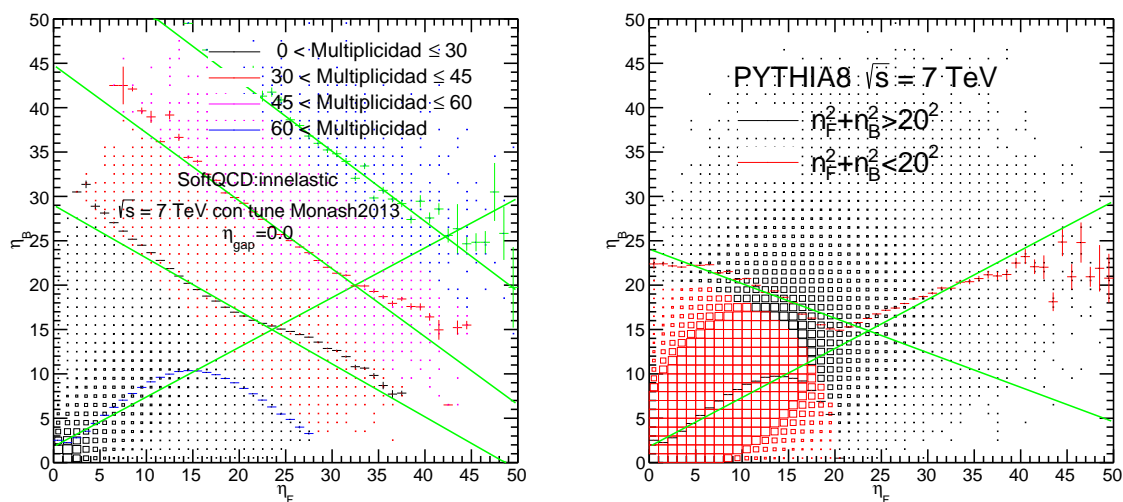


Figure 3.17.: En la siguiente gráficas se muestran los ajustes lineales por mínimos cuadrados.

con correlaciones, no es viable tomar cortes en multiplicidad, ya que la correlación es directamente dependiente de los cortes en multiplicidad. De modo que es necesario utilizar variables alternativas para estudiar la correlación. Entre las variables que se estudiarán son reconexión por color y número de interacciones partónicas .las cuales se discuten en las secciones siguientes.

3.6. Múltiples interacciones partónicas

3.6.1. Distribuciones de multiplicidad e interacciones partónicas

Una de la primeras ideas detrás de este trabajo es el estudio colisiones pp por medio de una correlación en función de multiplicidad, la cual se mide directamente en el experimento, sin embargo, como se ha mostrado anteriormente esto nos genera correlaciones negativas.

Una alternativa a esto puede ser el estudio de las múltiples interacciones partónicas, ya que estas guardan una relación con la multiplicidad, como se muestra en la distribución de multiplicidad y $nMPI$ en la figura 3.18, estas dos variables muestran una relación. Además se muestra que para procesos difractivos ($nMPI = 0$), se tienen eventos con multiplicidad más alta que para valores de $nMPI$ igual a uno, estos

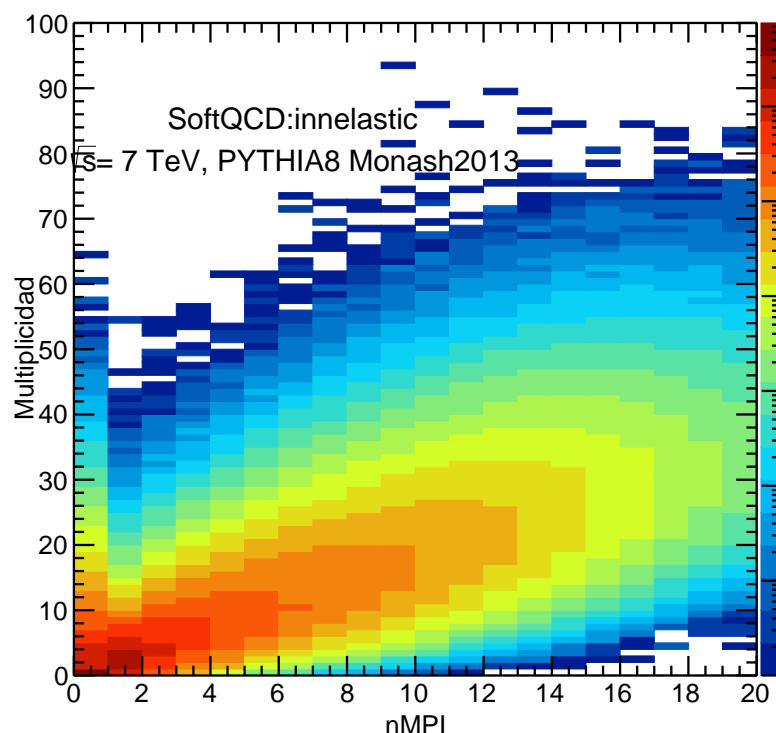


Figure 3.18.: Distribucion 3D de multiplicidad y nMPI

eventos son de seria importancia ya que tienen suficiente estadística para cambiar los valores de la correlación, como se muestra en el anexo A.

3.6.2. Correlaciones e interacciones partónicas

Las distribuciones de multiplicidad son afectadas por las interacciones partónicas entre más de estas se generen, mayor multiplicidad tendrá el evento, ésto se puede observar en la figura 3.19 donde tenemos las distribuciones de multiplicidad, en términos de diferentes intervalos del número de interacciones partónicas (nMPI), en la parte de arriba tenemos para alta energía y en la parte inferior para baja energía. Podemos observar como la media de la distribucion de multiplicidad aumenta con el número de nMPI obteniendo 22.08, 11.53 y 2.44 para los tres rangos indicados en la figura para $\sqrt{s} = 7$ TeV, y para $\sqrt{s} = 0.9$ TeV, se tiene 15.17, 8.62 y 2.42 respectivamente.

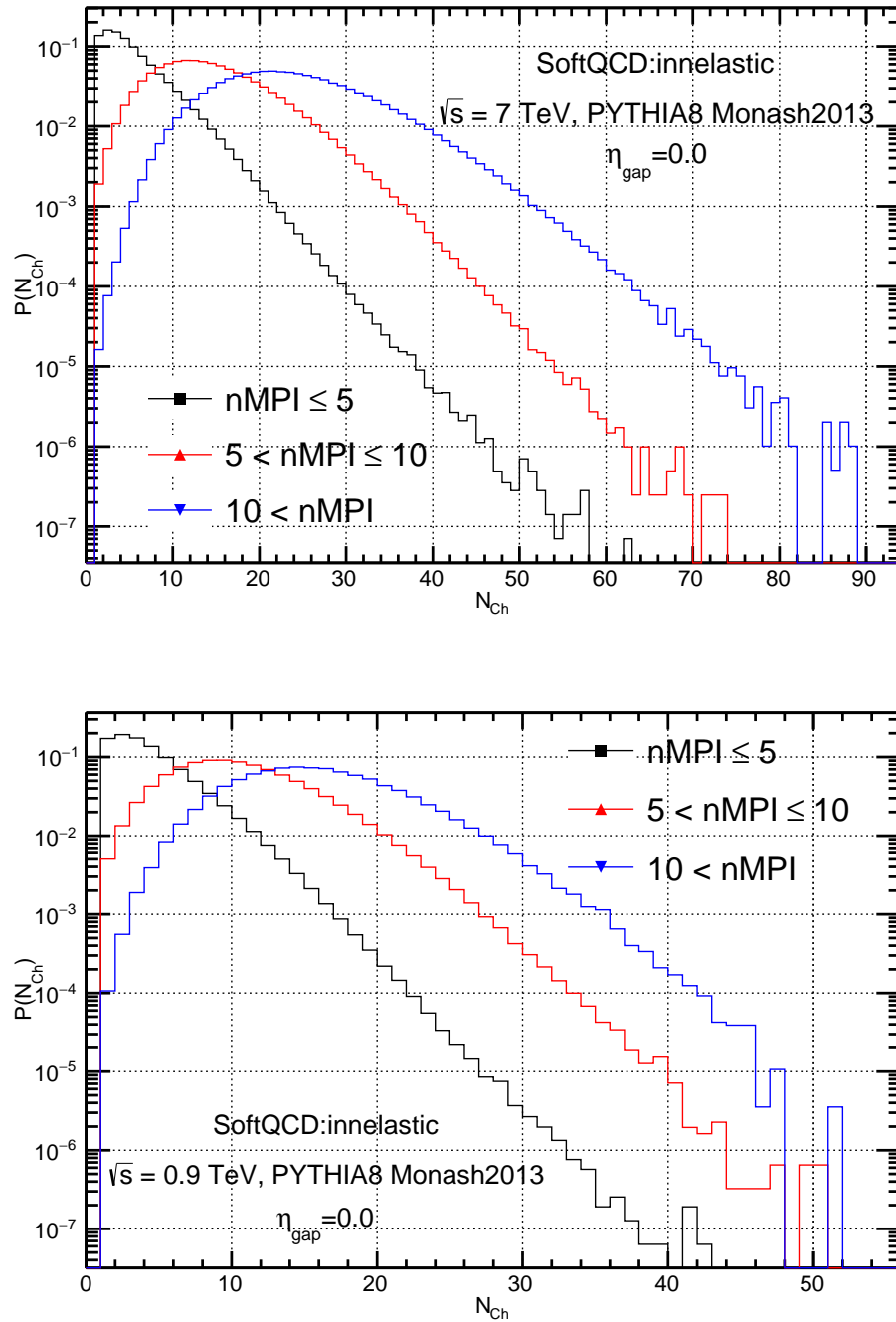


Figure 3.19.: Distribuciones de multiplicidad en función de $nMPI$

Avanzando con el análisis, es importante tomar en cuenta es el comportamiento de los eventos en torno a los rangos tomados de $nMPI$, para ello en la figura 3.20 tenemos el comportamiento n_F vs n_B , para ambas energías 7 TeV en el lado izquierdo, 0.9 TeV en el lado derecho en la parte superior tenemos el caso $nMPI < 5$, y en la parte inferior

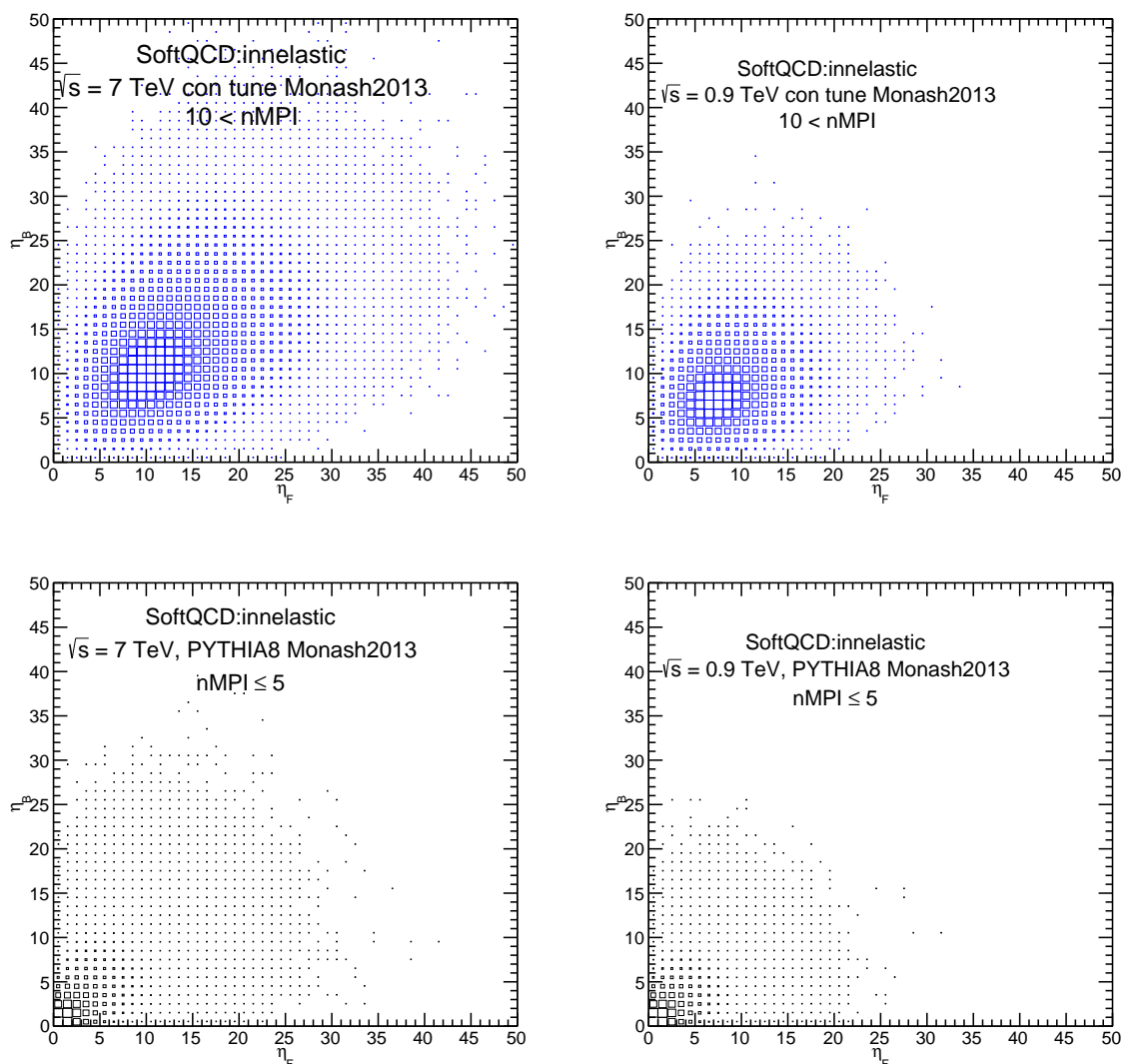


Figure 3.20.: Comportamiento de multiplicidad atrás-adelante en función de los cortes en n_{MPI} , para dos energías.

el intervalo $MPI > 10$. El efecto mostrado y los cortes en n_{MPI} es mover el máximo de los eventos: a mayor n_{MPI} mayor valor de la media n_F y n_B .

Finalmente, en las figuras 3.21, se muestran los resultados de las correlaciones para ambas energías con sus respectivos cortes en multiplicidad, en ellas se muestran primeramente que el factor de correlación depende ligeramente de los cortes en n_{MPI} , ya que se obtiene poca diferencia entre un intervalo y otro de n_{MPI} , observado las distribuciones de multiplicidad estas presentan grandes diferencias entre los diferentes cortes de n_{MPI} .

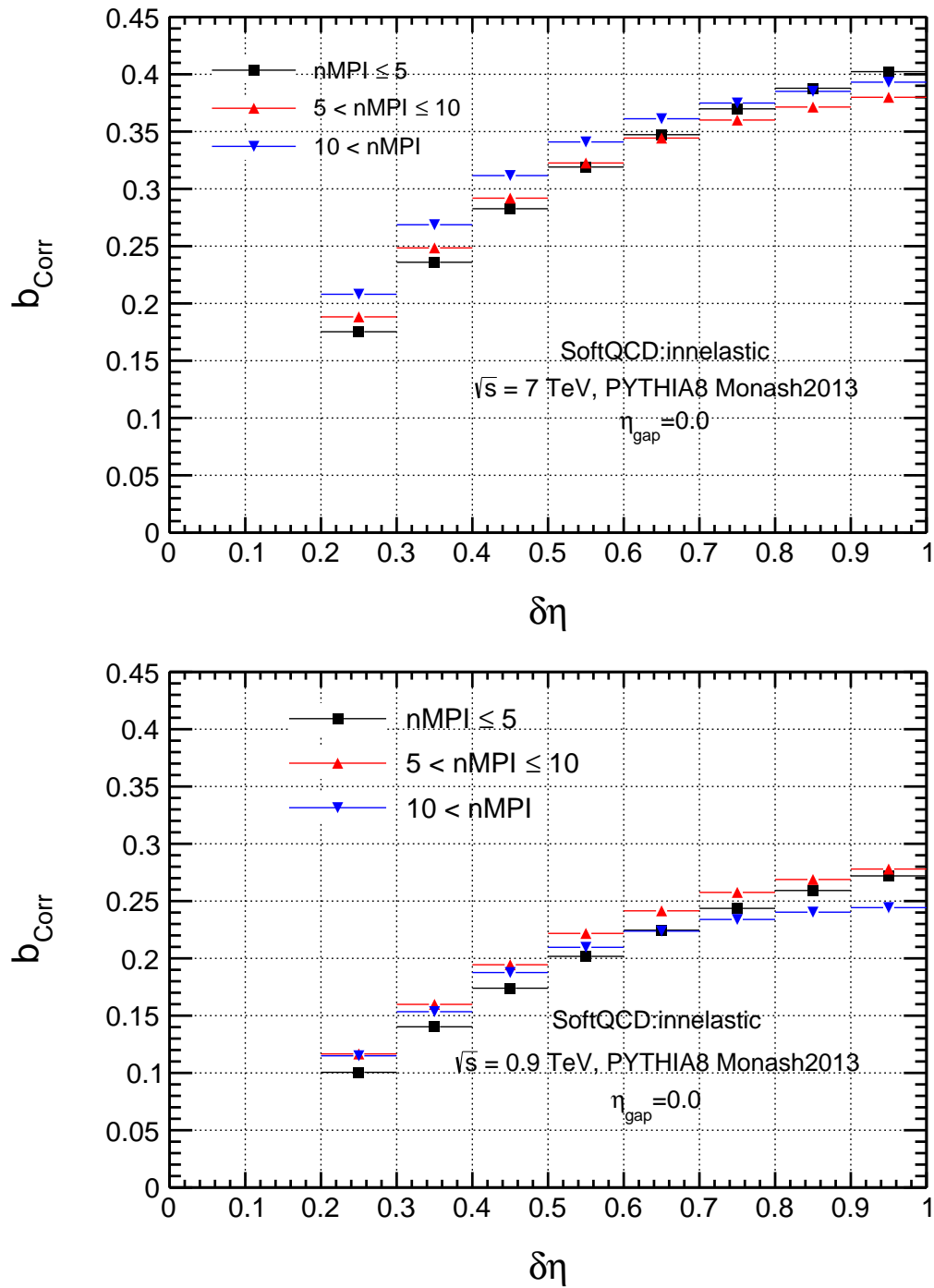


Figure 3.21.: Distribuciones de correlacion en función de n_{MPI} para dos energía

3.7. Correlaciones en términos de reconexión por color

La reconexión por color como se mencionó en la sección 2.2.4, produce un efecto de reducción en la multiplicidad del evento. Si se imagina el choque de dos nubes de partículas, al chocar se dispersan los quarks, dejando remanentes de quarks, y a estos remanentes interaccionan a través de los campos de color, con el resto de partículas. Hoy en día los modelos consideran la interacción de color no solo es entre los remanentes sino entre todas las partículas antes y después de la interacción. El resultado de considerar interacciones es un efecto colectivo que se manifiesta como un efecto final de estado final.

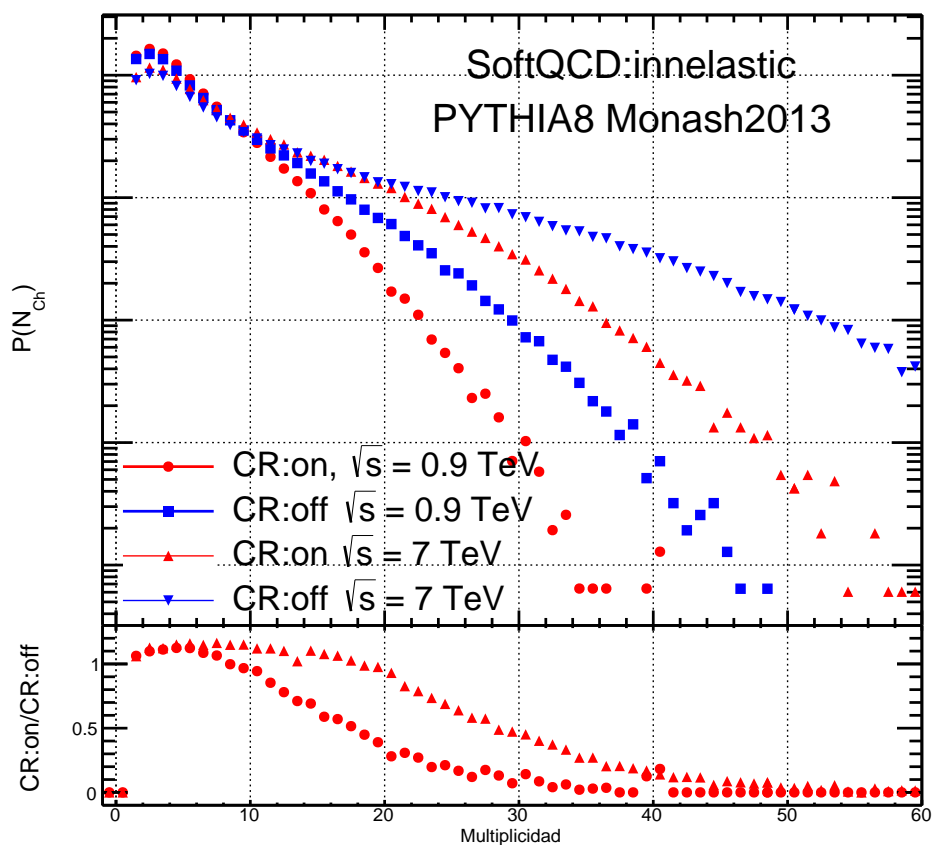


Figure 3.22.: Distribución de multiplicidad con y sin reconexión por color

En PYTHIA CR fue implementado en términos de una probabilidad, la cual esta en función del p_T de las partículas generadas. Las gráficas de la figura 3.22 muestran el comportamiento de multiplicidad con y sin reconexión por color para $\sqrt{s} = 0.9$ y 7 TeV, es claro que este efecto fenomenológico afecta en mayor grado a los

eventos con alta multiplicidad, y entre mayor sea la energía de colisión mayor será el valor para el efecto de CR. De las figuras se ve que CR afecta a partir de multiplicidad 20 y 10 para energías de $\sqrt{s} = 7$ y 0.9 TeV, respectivamente.

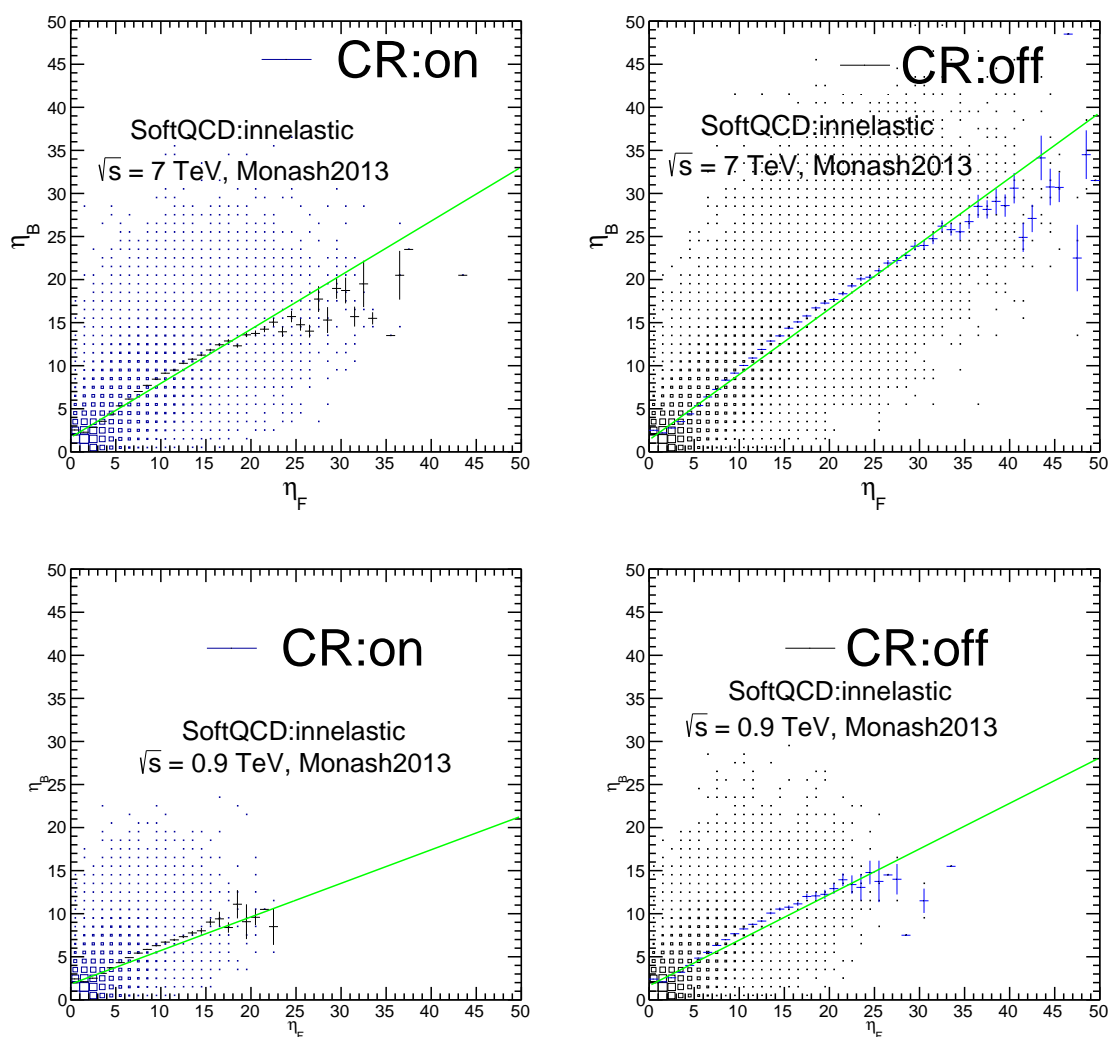


Figure 3.23.: Comportamiento de los eventos de la multiplicidad atrás-adelante con y sin CR para valores de la energía $\sqrt{s} = 0.9$ y 7 TeV, .

En la imagen 3.23 se muestra el comportamiento de los hemisferios n_F vs n_B en términos de CR a $\sqrt{s} = 7$ TeV, es interesante notar la manera lineal en que reduce CR a la multiplicidad, limita la generación de eventos isotrópicos de alta multiplicidad y los recombina a multiplicidades más bajas, si analizamos en términos de un ajuste lineal obtenemos que la pendiente para con y sin CR en el caso de ambas energías difiere en 0.14, esto es interesante ya que muestra dependencia de la energía. Mientras tanto

en la gráfica 3.24 se muestra el comportamiento b_{Corr} en términos de reconexión por color, a diferentes energías mantenía el mismo comportamiento, de la gráfica podemos observar que entre más CR tenemos, menor será la correlación, y entre menor valor de CR mayor será la correlación.

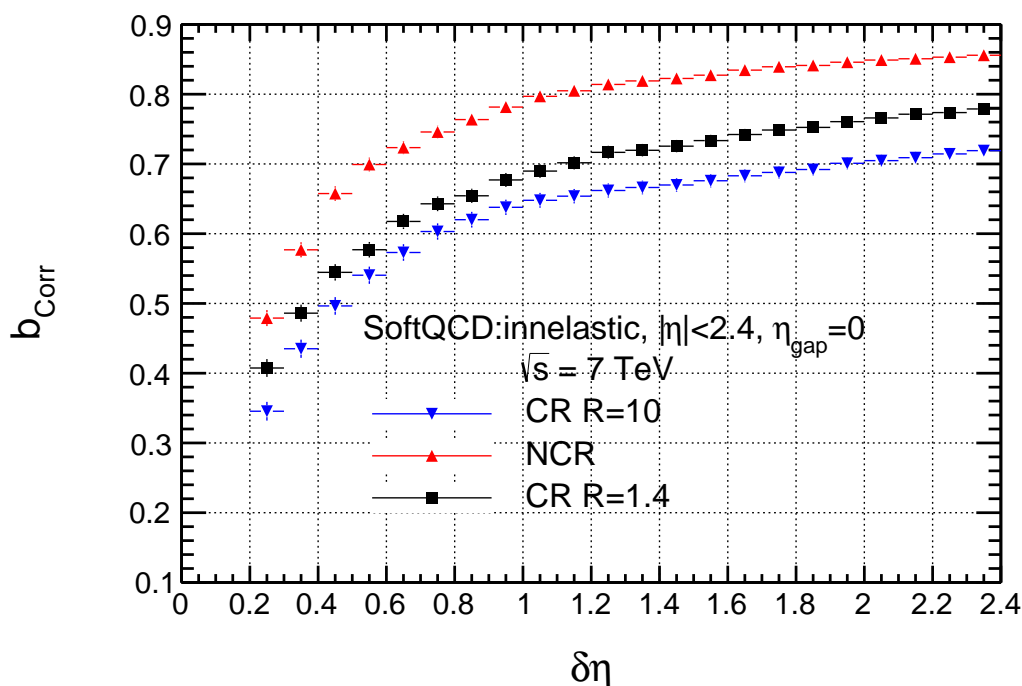


Figure 3.24.: Correlación a 7 TeV en función de $\delta\eta$ y CR

3.8. Efectos de nMPI y CR en la correlación

Un análisis completo del factor de correlación, es función de los efectos estudiados anteriormente. Metódicamente comenzamos con el análisis de las distribuciones de multiplicidad para las condiciones iniciales de CR y cortes en nMPI. Las gráficas de la figura 3.25 muestran el comportamiento para los cortes nMPI, en la parte superior se tiene CR=2.5, mientras que en la parte inferior tenemos para CR=0.5, como se ha mostrado anteriormente, CR tiene muy poco impacto para valores pequeños de nMPI y es razonable por la manera en que esta implementado el modelo, entre más partículas se tengan, existirán p_T más bajos.

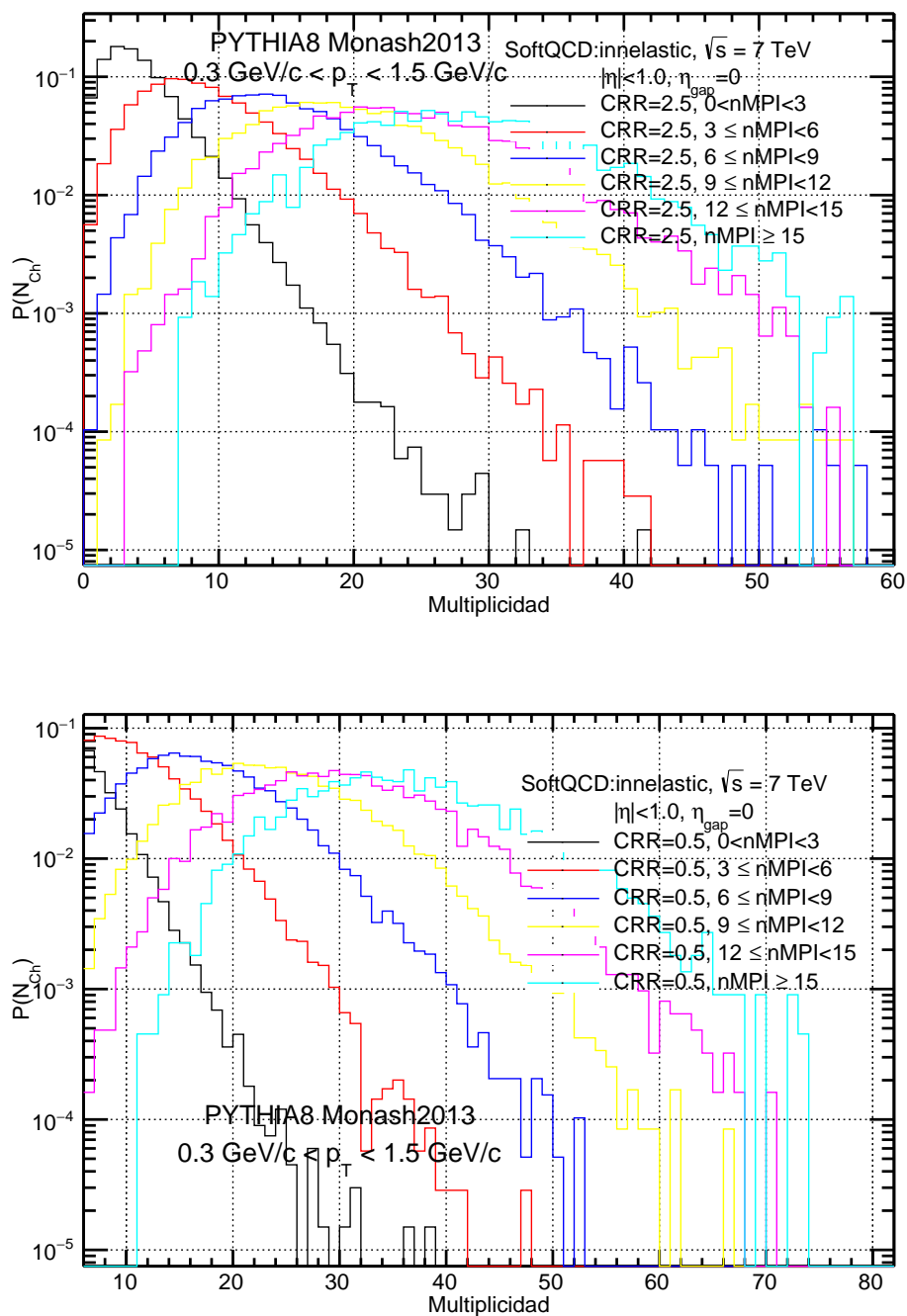


Figure 3.25.: Distribuciones de multiplicidad en función de MPI y CR para $\sqrt{s} = 7$ TeV

Utilizando la herramienta de correlación en función de CR y nMPI, podemos medir que tan relacionados están los procesos de bajo nMPI, con respecto a los de alto, en función de CR.

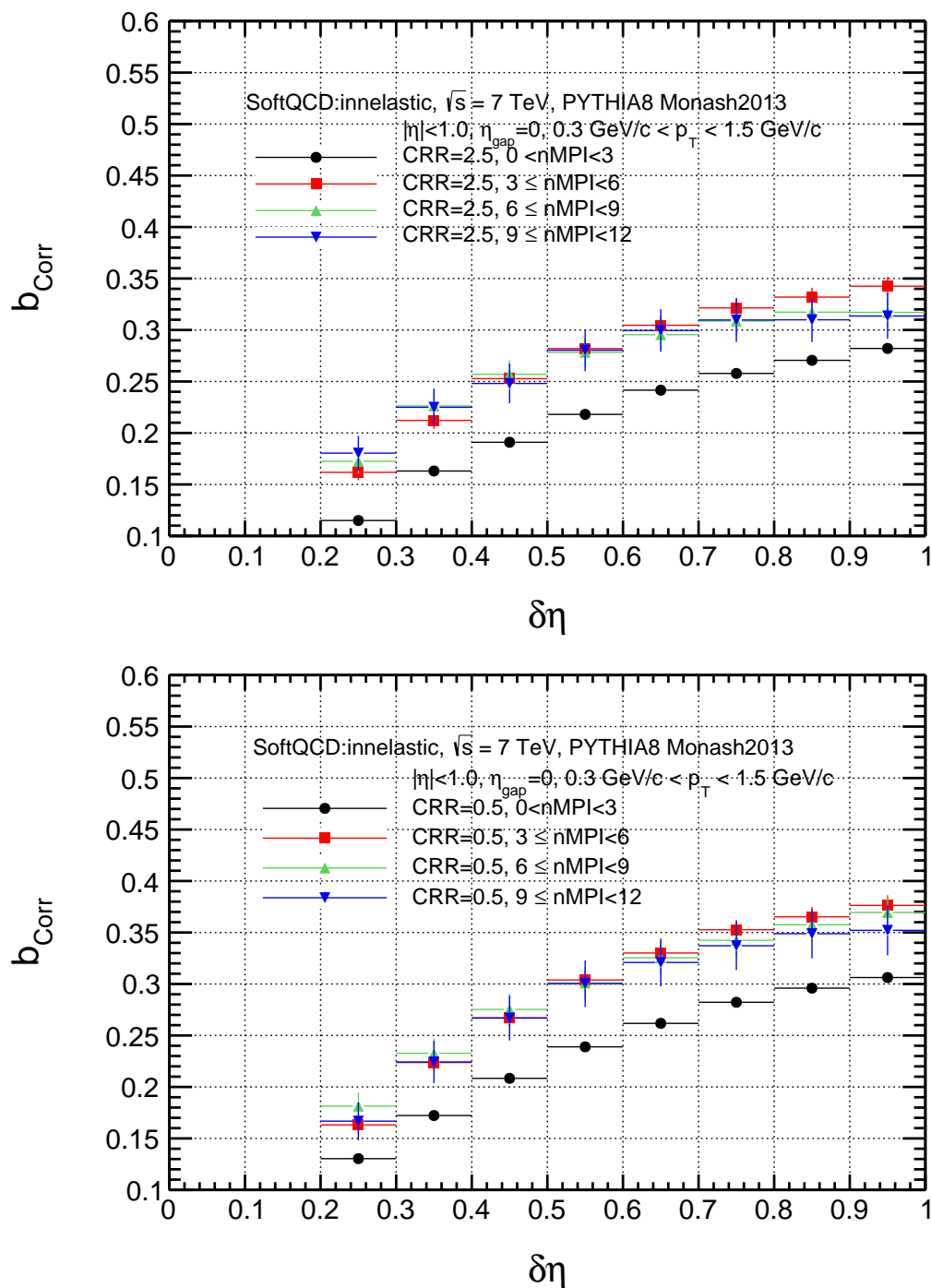


Figure 3.26.: Correlaciones en función de $n\text{MPI}$ y CR a $\sqrt{s} = 7$ TeV.

A continuación en la gráfica 3.26 se puede apreciar que CR disminuye la correlación para intervalos más grandes de η en función de cortes de $n\text{MPI}$. Un segundo análisis fue realizado en términos de rangos más grandes de $n\text{MPI}$ el cual se agrega al anexo B. Nuestros resultados mostrados son difíciles de interpretar, sin embargo

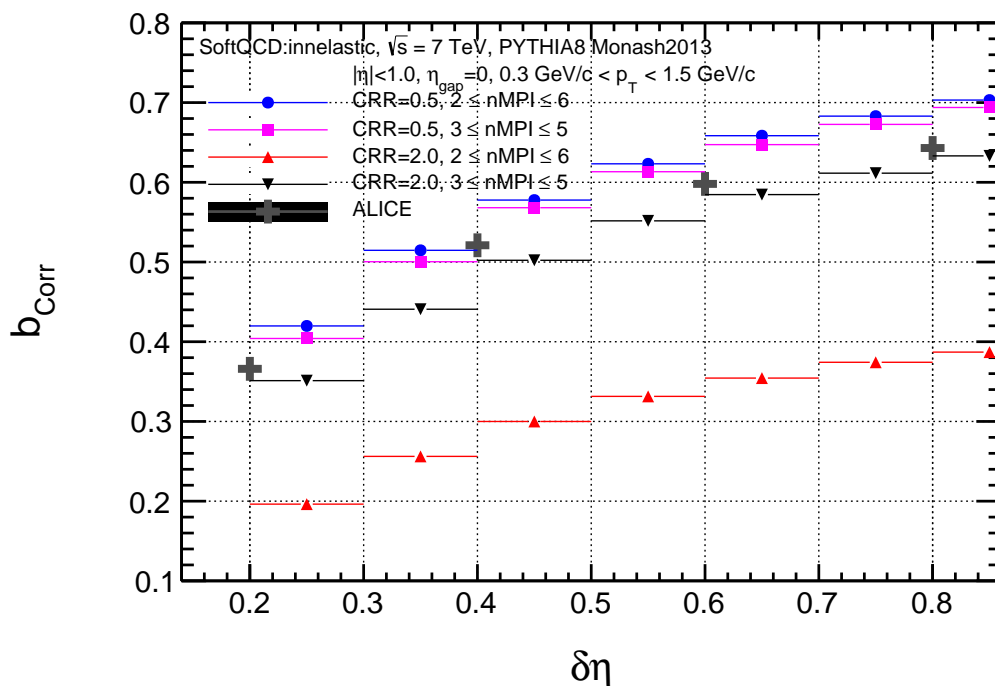


Figure 3.27.: Correlaciones en función de valores centrales de $nMPI$ y CR con $\sqrt{s} = 7TeV$ en QCD:Soft.

mantiene los mismos resultados de las secciones pasadas, además cabe mencionar el comportamiento de la correlación para $0 < nMPI < 3$, esta difiere porque no se tomaron en cuenta los procesos difractivos, si pusiéramos estos procesos la correlación se incorporaría al rango de las demás, como se puede observar en el anexo A.

Las interacciones partónicas son de suma interés, por ello se propuso una manera distinta de tomar los rangos, todo esto con el fin de realizar un ajuste a los datos experimentales con los generados. Los resultados de la figura 3.27 muestran los rangos tomados, ninguno reproduciendo los datos experimentales.

3.9. Correlaciones y datos experimentales

Con el fin de reproducir resultados publicados se generaron correlaciones a nivel simulación, en las cuales se tomaron las siguientes condiciones iniciales, $\eta_{gap} = 0$, $0.3 GeV/c < p_T < 1.5 GeV/c$; $\sqrt{s} = 0.9, 7 TeV$, tal como las publicadas en [35], filtrando para todos los valores de $nMPI$, y fijando un valor de 1.4 para el rango de CR.

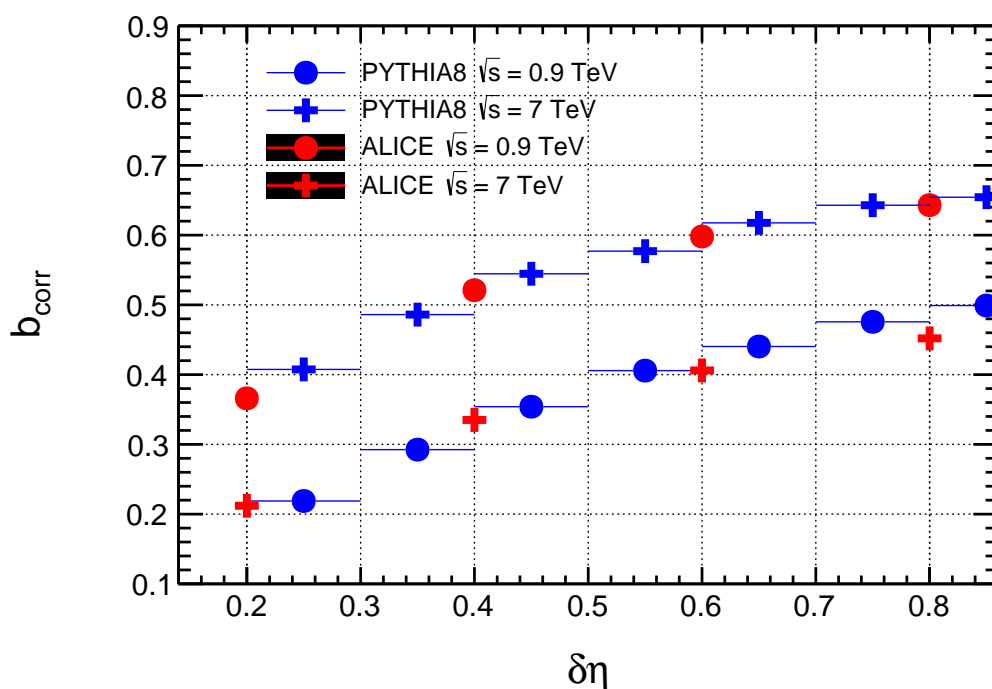


Figure 3.28.: Correlación en función de $\delta\eta$ con $\eta_{\text{gap}} = 0$

Comparando los resultados generados de las figuras 3.28, 3.29 con el experimento ALICE a diferentes energías y distribuciones de pseudorapidez, se obtienen resultados en completo acuerdo lo teórico y experimental.

En la distribución 3.28 se muestra la evolución del factor de correlación a lo largo de $\delta\eta$ con $\eta_{\text{gap}} = 0$, observando el comportamiento se puede concluir en primera instancia que entre más grande será el intervalo de pseudorapidez, mayor será el valor de la correlación. Implicando físicamente, que entre mayor sea el intervalo $\delta\eta$ estudiado, mayor será la correlación, es decir, se puede entender que entre más partículas mayor simetría debe de existir entre partículas emergiendo hacia adelante y atrás en pseudorapidez.

En 3.29 se obtiene la correlación en función de η_{gap} con $\delta\eta = 0.2$, donde muestra un comportamiento diferente al anterior, entre más alejado en pseudorapidez del centro se encuentren los eventos, menor es la correlación observada, en acuerdo con el experimento.

Los resultados anteriores muestran claramente, que la correlación es dependiente de la energía, ya que muestra un factor de escalamiento, el cual es independiente de la distribución de pseudorapidez analizada.

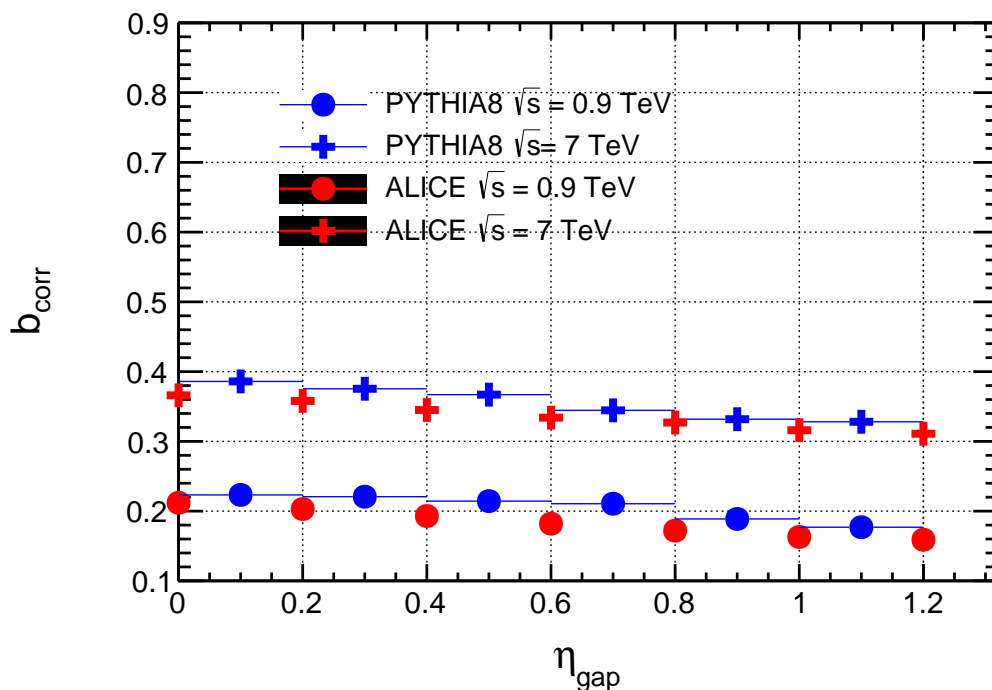


Figure 3.29.: Correlación en función de η_{gap} con un $\delta\eta = 0.2$

3.9.1. Predicción

El reproducir los datos de $\sqrt{s} = 0.9$ y 7 TeV nos da herramienta suficiente para hacer una predicción del comportamiento de la correlación a energías mucho más altas, como se muestra en la figura 3.30. Esta se generó con una simulación con las condiciones que reproducen los datos experimentales (parte superior) y otra sin cortes en p_T (parte inferior). De la gráfica podemos observar que el aumento de la energía no produce incremento lineal entre ella y el factor b_{Corr} , sin embargo se produce un incremento lineal en función del tamaño del intervalo $\delta\eta$.

La segunda gráfica es un estudio entorno a simular eventos totales, es decir, sin tomar ningún corte que reduzca la estadística. Para ello se tomaron todos valores del momento transversal, indicándonos que tanta correlación existe en tales eventos.

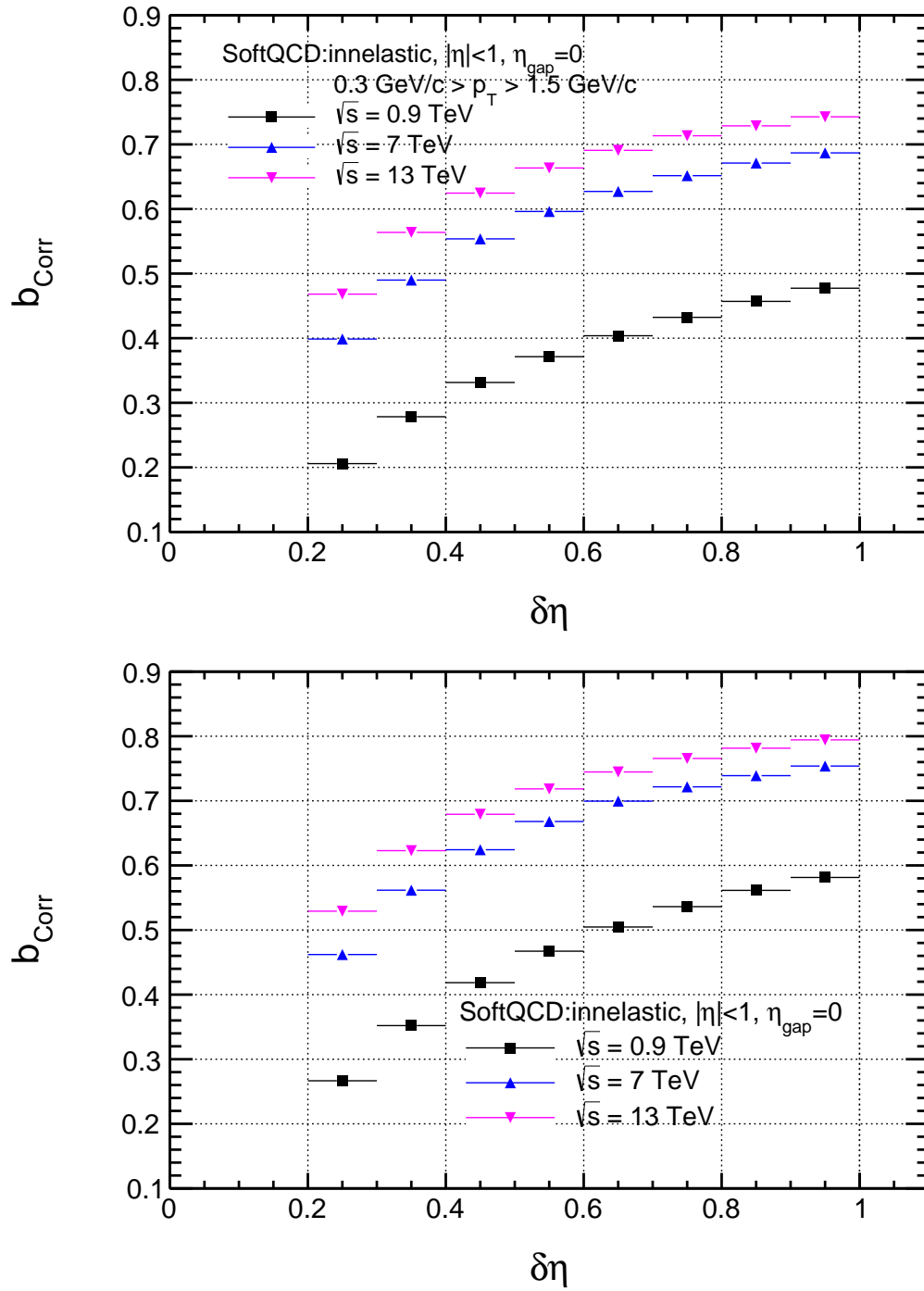


Figure 3.30.: Predicción de la correlación para $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ con y sin cortes en p_T

3.10. Correlaciones en multiplicidad de π^\pm

De la física de altas energías se sabe que no todas las partículas se generan en la misma proporción, para ello se realizara un estudio de la correlación de multiplicidad en términos de partículas identificadas, en particular los piones, porque estas son las que más abundan en las colisiones por sus bajas energías.

Esto se puede justificar de la misma manera que hemos realizado todos los demás análisis, siempre podemos recortar nuestros eventos, siempre y cuando se este consciente de lo que implica físicamente. A continuación en la figura 3.31 se muestra el comportamiento de la correlación para todas las partículas cargadas, solamente para los $\pi^+ + \pi^-$, y para un veto $\pi^+ + \pi^-$, de esta gráfica se puede inferir que la correlación total resulta en su mayoría producto de los piones, mientras que sin tomarlos en cuenta la correlación resulta casi nula.

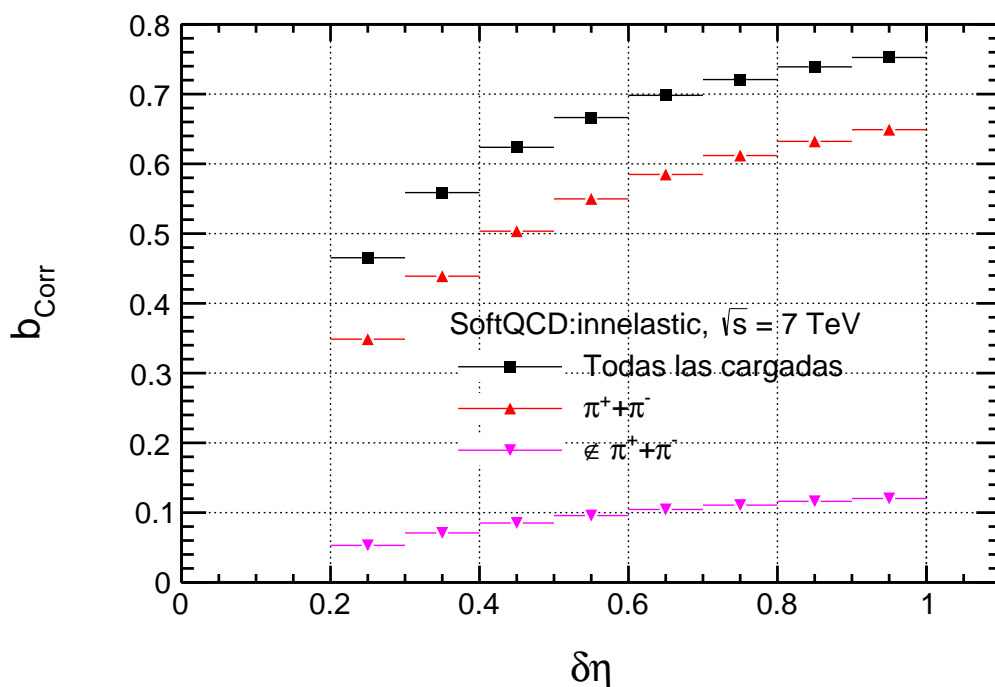


Figure 3.31.: Correlación para partículas identificadas.

La explicación a estos resultados recae en que las partículas sobrantes que no son piones, no tiene porque estar correlacionadas entre ellas, la correlación se espera que exista como un evento en total, si analizáramos parte a parte obtendríamos una fracción de esta.

Chapter 4.

Conclusiones

Se ha presentado un estudio de las correlaciones en multiplicidad entre las direcciones adelante-atrás producidas en colisiones protón-protón a diferentes energías. El estudio se realizó por medio de simulaciones Monte Carlo usando el generador de eventos PYTHIA, considerando efectos de reconexión por color (CR) y número de múltiples interacciones partónicas (nMPI).

Los resultados se pueden resumir como sigue:

La intensidad de la correlación (b_{Corr}) muestra una dependencia del momento transverso, observando que la correlación disminuye cuando se consideran rangos alto de momento transverso. Esto es equivalente a tomar en cuenta procesos duros de QCD. En esta clase de eventos es lo que se espera debido a un aumento de la producción de Jets en la región central de pseudorapidez.

La intensidad de las correlaciones en multiplicidad tiende a incrementarse a como función del intervalo de pseudorapidez analizado ($\delta\eta$). Como función de esta misma variable se observó un decremento a medida que se analizan regiones de pseudorapidez más alejadas de la central. También se observó que para un intervalo ($\delta\eta$) fijo e incrementando la separación en de las bandas de pseudorapidez analizadas, las correlaciones disminuyen. La diferencia en la correlación de multiplicidad entre los procesos suaves y duros es que, para los primeros se tienden a tener un escalamiento con intervalos de pseudorapidez analizados, mientras que para los segundos tienden a presentar el mismo efecto para todos los intervalos fuera de la región central de pseudorapidez.

La reconexión por color se entiende como un efecto de estado final en las interacciones hadrónicas, produciendo una disminución en la multiplicidad del evento generado.

Se ha observado que este efecto es más notorio a multiplicidades mayores a 20 y 11 para 7 TeV y 0.9 TeV respectivamente. Lo cual conlleva a un decremento en el factor de correlación, el cual afecta de la misma forma para las 2 energías analizadas. Dado que la intensidad de CR es un parámetro libre, se ha optimizado para describir los datos experimentales a 7 TeV, encontrándose el valor 1.4.

El número de múltiples interacciones partónicas se manifiestan a través de un incremento de la multiplicidad. El incremento es de manera diferente para cada valor de energía. Ésto produce un incremento en la correlación de multiplicidad a medida que los eventos tienen mayor nMPI. La correlación es sensible a los procesos difractivo y no difractivos, los primeros hacen que la correlación se incremente.

La comparación entre correlaciones en multiplicidad obtenidas en colisiones a 0.9 y 7 TeV muestran que entre más baja energía la intensidad se comporta más lineal como función de $\delta\eta$. Por el contrario, como función de la separación entre de los intervalos de pseudorapidez analizados, decrece. Para ambos casos, se observa un escalamiento para mayores energías.

Con el parámetro de CR obtenido de ajustar datos experimentales, se hace una predicción para la intensidad de la correlación a energías de 13 TeV. La predicción de la correlación muestra un incremento con la energía, lo cual indica una posible saturación.

Considerando que las correlaciones en multiplicidad proporcionan información del mecanismo de hadronización, se hizo un análisis de éstas correlaciones para partículas identificadas, como caso particular se mostró las correlaciones de piones, observándose que tiene una correlación similar pero de menor intensidad comparado con aquella de todos los hadrones cargados. Este es un efecto esperado dado que los piones son del orden del 75% del total de hadrones en un evento.

Appendix A.

Procesos difractivos

Cuando hablamos de procesos difractivos nos referimos a eventos con valor de n_{MPI} igual a cero, estos procesos fueron un gran problema al principio, ya que tales eventos nulos tienen suficiente estadística para cambiar directamente el valor de correlación de multiplicidad.

En la gráfica A.1 se muestra que los procesos difractivos tienen un gran impacto en la correlación, alrededor de < 0.1 para valores centrales, estos son bastante significativos para nuestros resultados. Esto puede ser explicado en torno a los diagramas n_F vs n_B , si agregamos los procesos difractivos, cambiarán el primer punto del ajuste, obteniendo

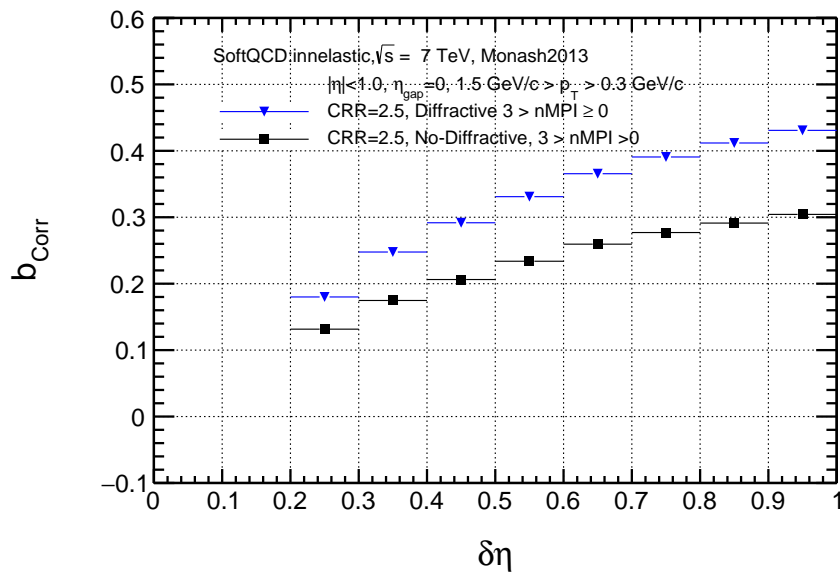


Figure A.1.: Correlaciones en función de MPI y CR para procesos difractivos y no-difractivos, $\sqrt{s} = 7$ TeV.

un valor diferente, y en particular en este estudio, no es de nuestro interés estudiar tales eventos, por las implicaciones que estos tiene.

Appendix B.

Análisis extra en nMPI y CR

A continuación se muestra el análisis de la correlación en términos de nMPI y CR para intervalos diferentes.

Las distribuciones de multiplicidad no muestran resultados nuevos, como se puede observar en [B.1](#).

Los resultados que sorprenden son las correlaciones, ya que no se obtiene las mismas conclusiones que en la sección de nMPI, esto principalmente a los efectos de CR y los procesos difractivos abordados en el anexo [A](#). La gráfica [B.2](#) se muestra este brinco entre los procesos con un valor intermedio de nMPI.

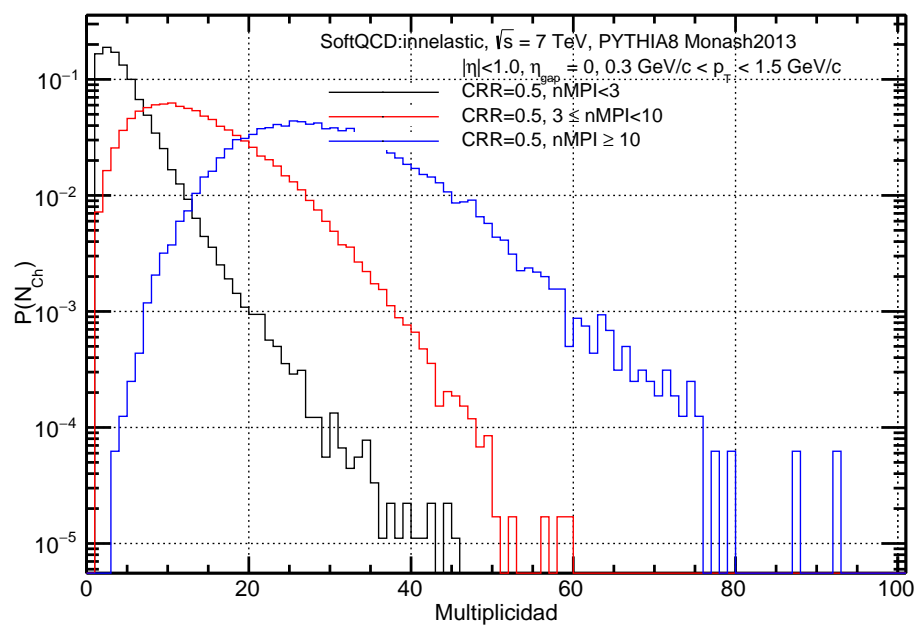
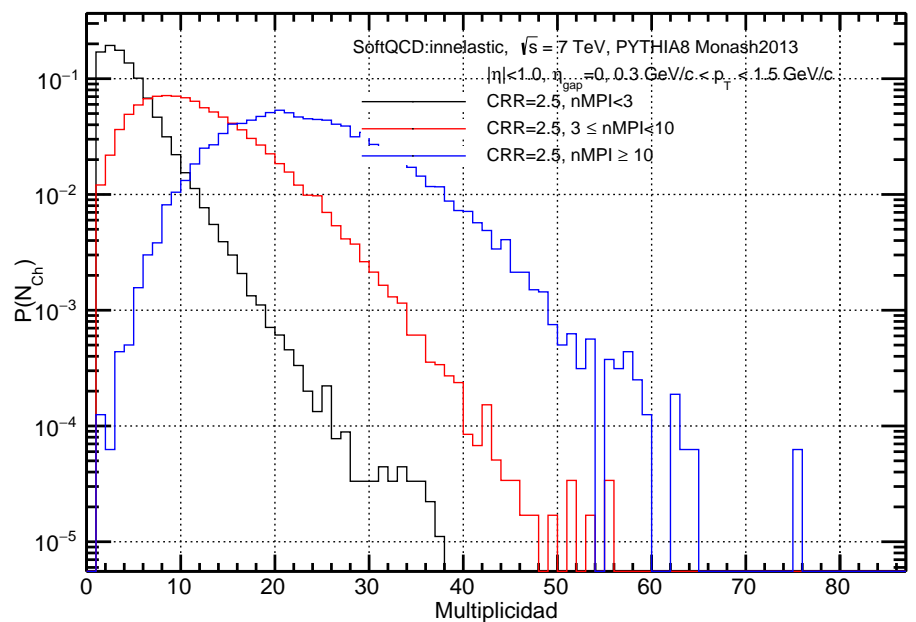


Figure B.1.: Distribuciones de multiplicidad en función de MPI y CR para $\sqrt{s} = 7$ TeV con rangos diferentes

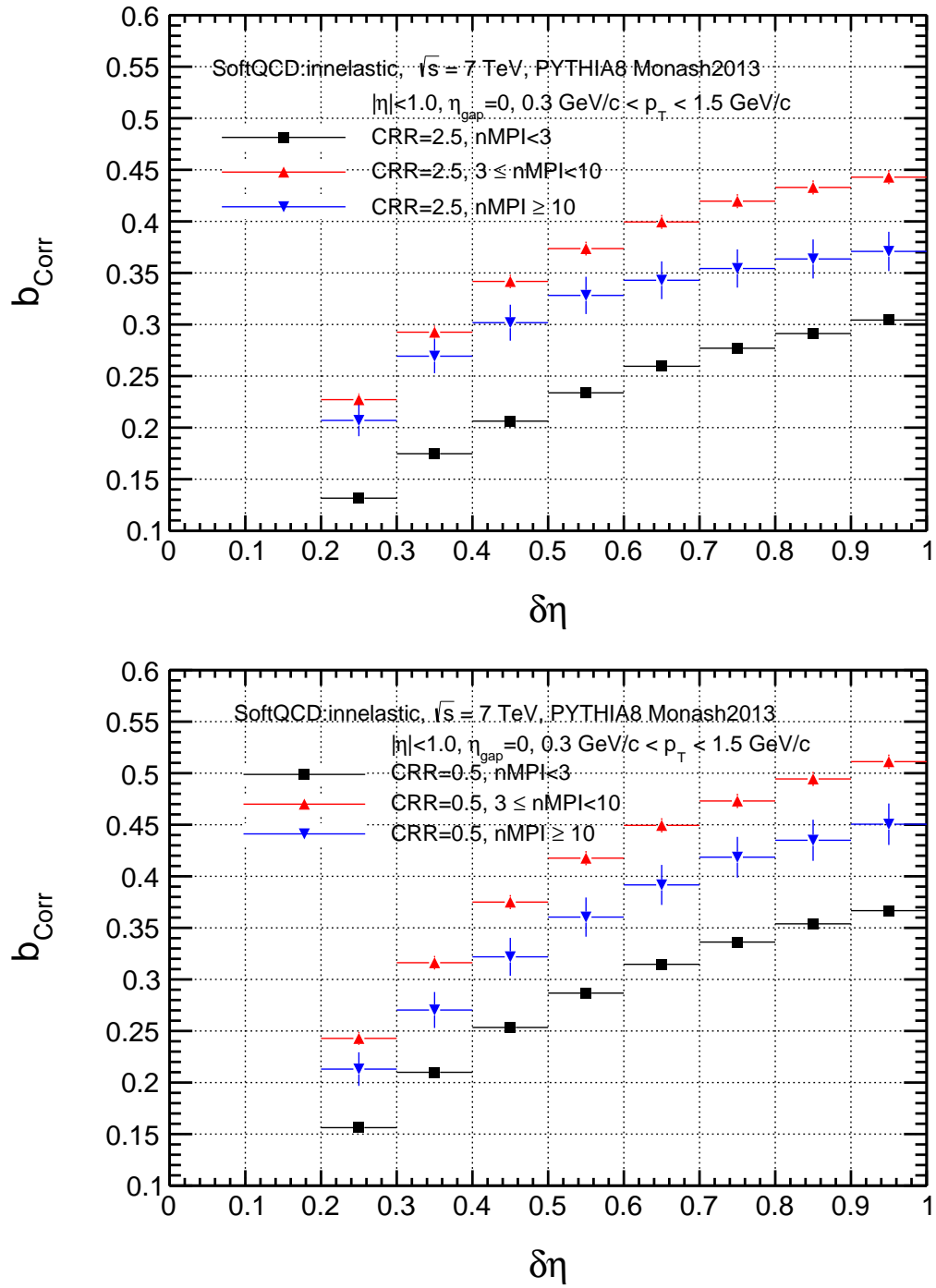


Figure B.2.: Correlaciones en función de nMPI y CR con $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Bibliography

- [1] M. Derrick *et al.*, Phys. Rev. D 34, 3304 (1986).
- [2] British-French-Scandinavian, M. G. Albrow *et al.*, Nucl. Phys. B 145, 305 (1978).
- [3] UA5, R. E. Ansorge *et al.*, Z. Phys. C 37, 191 (1988).
- [4] T. Alexopoulos *et al.*, Physics Letters B 353, 155 (1995).
- [5] ATLAS, G. Aad *et al.*, JHEP 07, 019 (2012).
- [6] STAR Collaboration, B. I. Abelev *et al.*, Phys. Rev. Lett. 103, 172301 (2009).
- [7] A. Capella, U. Sukhatme, C.-I. Tan, and J. T. T. Van, Physics Reports 236, 225 (1994).
- [8] A. Kaidalov, Physics Letters B 116, 459 (1982).
- [9] P. Brogueira, J. Dias de Deus, and J. G. Milhano, Phys. Rev. C 76, 064901 (2007).
- [10] M. Braun and C. Pajares, Physics Letters B 287, 154 (1992).
- [11] M. Braun and C. Pajares, Nuclear Physics B 390, 542 (1993).
- [12] N. Armesto, L. McLerran, and C. Pajares, Nucl. Phys. A 781, 201 (2007).
- [13] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. 178, 852 (2008).
- [14] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964).
- [15] P. W. Higgs, Phys. Rev. 145, 1156 (1966).
- [16] ATLAS, G. Aad *et al.*, Phys. Lett. B 716, 1 (2012).
- [17] CMS, S. Chatrchyan *et al.*, Phys. Lett. B 716, 30 (2012).
- [18] P. L. Anthony *et al.*, Phys. Rev. Lett. 71, 959 (1993).

-
- [19] D. Bernard *et al.*, Physics Letters B 198, 583 (1987).
- [20] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber, *QCD and collider physics* (Cambridge university press, 2003).
- [21] G. Gustafson, Acta Phys. Polon.B **40**, 1981 (2009).
- [22] T. Sjöstrand and M. van Zijl, Phys. Rev. D 36, 2019 (1987).
- [23] S. Argyropoulos and T. Sjöstrand, **JHEP** 11 , 043 (2014).
- [24] J. R. Christiansen and T. Sjöstrand, Eur. Phys. J. C 75, 441 (2015).
- [25] Physics Letters B 727, 371 (2013).
- [26] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, JHEP 05, 026 (2006).
- [27] B. Andersson, *The Lund Model* Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology (Cambridge University Press, 1998).
- [28] X. Artru and G. Mennessier, Nuclear Physics B 70, 93 (1974).
- [29] R. Field and R. P. Feynman, Nuclear Physics B 136, 1 (1978).
- [30] V. Kovalenko and V. Vechernin, (2016).
- [31] S. Amendolia *et al.*, Il Nuovo Cimento A (1965-1970) 31, 17 (1976).
- [32] W. Bell *et al.*, Zeitschrift für Physik C Particles and Fields 32, 335 (1986).
- [33] UA5, G. J. Alner *et al.*, Phys. Lett. B 167, 476 (1986).
- [34] P. Skands, S. Carrazza, and J. Rojo, The European Physical Journal C 74, 3024 (2014).
- [35] ALICE, J. Adam *et al.*, JHEP 07, 097 (2015).

List of figures

2.1. Ilustración de CR	7
2.2. Ilustración de nMPI	9
2.3. Simulación para metodo II	16
3.1. Variables cinematicas	20
3.2. Distribución de p_T y η	21
3.3. Análisis suave	22
3.4. Analisis Duro	23
3.5. Distribucion eta, para proceso suaves y duros	24
3.6. Distribución de p_T	25
3.7. Correlaciones en terminos de eta	26
3.8. Distribucion de multiplicidad	27
3.9. Multiplicidad rangos de 0 a 10, 20... 50	28
3.10. Multiplicidad rangos cortados	29
3.11. Topologia para alta y baja energía	30
3.12. correlacionescirculos	31
3.13. cortesmultiplicidadnfnb	32
3.14. ajuste7tevnfnb intervalo 0.8	33
3.15. ajuste7tev para todos los delta eta en nfnb	33

3.16. Correlacion calculadas con el segundo metodo	34
3.17. ajustesminimoscuadrados	35
3.18. Analisis de Multiplicidad y nMPI	36
3.19. Multiplicidad en función de nMPI	37
3.20. Mpinfnb	38
3.21. Correlación en función de nMPI y energía	39
3.22. Efectos de Reconexion por Color en distribuciones de multiplicidad . .	40
3.23. CRnfnb	41
3.24. Efectos de Reconexion por Color	42
3.25. Distribuciones de multiplicidad en función de MPI y CR para 7 TeV . .	43
3.26. Correlaciones en función de nMPI y CR	44
3.27. Ajuste de correlación para nMPI y CR	45
3.28. Cross-section	46
3.29. Cross-section v	47
3.30. Prediccion 13 TeV	48
3.31. Distribución de multiplicidad y correlación para piones	49
A.1. Correlación de eventos difractivos	53
B.1. Distribuciones de multiplicidad en función de MPI y CR para 7 TeV, Anexo	56
B.2. Correlaciones en función de nMPI y CR	57

List of tables

2.1. Propiedades de los quarks	4
--	---