



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Conservación local de la extrañeza en el experimento
ALICE-LHC del CERN

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Juan Manuel Grados Luyando

asesorado por

Eleazar Cuautle Flores

Puebla Pue.
8 de abril de 2014



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Conservación local de la extrañeza en el experimento
ALICE-LHC del CERN

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Juan Manuel Grados Luyando

asesorado por

Eleazar Cuautle Flores

Puebla Pue.
8 de abril de 2014

Título: Conservación local de la extrañeza en el experimento ALICE-LHC del CERN

Estudiante: JUAN MANUEL GRADOS LUYANDO

COMITÉ

Humberto Antonio Salazar
Ibargüen
Presidente

Mario Iván Martínez
Hernández
Secretario

Arturo Fernández Téllez
Vocal

Eleazar Cuautle Flores
Asesor

Índice general

Introducción	XIII
0.1. La física de partículas y el Modelo Estándar	XIII
0.1.1. Los constituyentes del ME	XIV
1. Marco teórico de análisis	1
1.1. Las partículas extrañas y la extrañeza	1
1.2. Identificación de V0's con Armeteros-Podolanski	2
1.3. Variables de forma	4
1.4. Conservación local	4
2. El experimento ALICE	5
2.1. Large Hadron Collider (LHC)	5
2.2. La física de ALICE	5
2.3. Detectores	7
2.4. Métodos de identificación de partículas en ALICE	11
2.4.1. Identificación de partículas en la TPC	11
2.4.2. Tiempo de Vuelo	11
2.4.3. Detector de Radiación de Transición	12
2.4.4. Identificación Topológica	12
2.5. Luminosidad	12
2.6. Simulación y reconstrucción de datos en ALICE	12
2.6.1. Generación de datos MC	13
2.6.2. Simulación del detector	14
2.6.3. Reconstrucción de trazas	14
3. Reconstrucción de V0's	15
3.1. Cortes topológicos y cinemáticos	16
3.1.1. Cortes topológicos	17
3.1.2. Cortes cinemáticos	17
3.2. Análisis local	18
3.2.1. Selección de las variables de corte y su optimización	18
3.2.2. Distribución de Armenteros-Podolanski	20
3.3. Reconstrucción de jets	21
3.4. Algoritmo de cono	23
4. Datos Monte Carlo	33
4.1. Clasificación topológica de eventos	33
4.1.1. Conos Jets	34
4.2. Asociación Monte Carlo	35

5. Datos Experimentales	39
5.1. Clasificación topológica de eventos	39
5.1.1. Conos Jets	40
6. Discusión de resultados y conclusiones	45

Índice de figuras

1.	Partículas elementales del Modelo Estándar, se encuentran arriba los quarks, abajo los leptones y a la derecha los bosones. Las tres primeras columnas de izquierda a derecha corresponden a las tres generaciones.	XV
1.1.	Diagramas de decaimiento vistos desde el centro de masa (izquierda) y el marco de referencia del laboratorio (derecha).	2
2.1.	El LHC y los principales experimentos que lo conforman.	6
2.2.	Los detectores de ALICE y sus respectivos rangos de medición en momento transverso.	8
2.3.	Esquemático del experimento ALICE y sus detectores indicados.	9
2.4.	Sistema Interno de Trazas (ITS) en ALICE.	9
2.5.	Cámara de Proyección de Tiempo (TPC) en ALICE.	10
2.6.	Esquemático del detector ACORDE.	11
2.7.	Flujo de análisis de datos en ALICE: simulación Monte Carlo (verde), reconstrucción de Monte Carlo y datos reales (azul) y análisis de datos (rosa).	13
3.1.	Topología del vértice secundario para la reconstrucción del V0.	16
3.2.	Distribuciones de masa invariante del Λ^0 con los cortes de preselección de V0's topológicos y topológicos más cinemáticos.	18
3.3.	Distribución de masa invariante del Λ^0 sólo con los cortes de preselección de V0's.	19
3.4.	Ajuste a la distribución de masa invariante del Λ^0 por medio de una gaussiana y una función lineal (izquierda), dos gaussianas y una función lineal (derecha).	20
3.5.	Significancia vs valor de corte para el momento transverso de la partícula hija negativa.	21
3.6.	Distribuciones de masa invariante del Λ^0 (izquierda) $\bar{\Lambda}^0$ (derecha) para distinto conjunto de cortes.	22
3.7.	Distribuciones de masa invariante del K_S^0 para distinto conjunto de cortes.	23
3.8.	Distribución Armenteros-Podolanski en donde se pueden apreciar los Λ^0 curva cóncava hacia abajo en el sector inferior derecho, $\bar{\Lambda}^0$ en la curva similar a la anterior pero en el sector inferior izquierdo y K_S^0 simétricamente distribuidos y solapados en los extremos inferiores con las dos curvas anteriores. También podemos observar la gran cantidad de ruido sobre todo el plano.	24
3.9.	Distribución Armenteros-Podolanski en donde se pueden apreciar los $\bar{\Lambda}^0$ (izquierda) y Λ^0 (derecha) seleccionados mediante los cortes originales. De todos los V0's que había en la preselección quedan 3.0% y 3.1% respectivamente.	25
3.10.	Distribución Armenteros-Podolanski en donde se pueden apreciar los K_S^0 seleccionados mediante los cortes originales. De todos los V0's que había en la preselección quedan 7.4%.	25

3.11. Distribución Armenteros-Podolanski en donde se pueden apreciar los $\bar{\Lambda}^0$ (izquierda) y Λ^0 (derecha) seleccionados mediante los cortes optimizados. De todos los $V0$'s que había en la preselección, ahora nos quedamos con el 2.7% y 2.8% respectivamente. En esta distribución se nota respecto a la de los cortes originales cierta disminución en el ruido.	29
3.12. Distribución Armenteros-Podolanski en donde se pueden apreciar los K_S^0 seleccionados mediante los cortes optimizados. De todos los $V0$'s que había en la preselección quedan 5.5%.	29
3.13. R vs $1 - T$, colisiones pp a $\sqrt{s} = 7 TeV$, solo eventos con multiplicidad ≥ 3 . Se delimitan tres regiones que contienen eventos en donde, A: contienen dos Jets, B: contienen un Jet (el segundo jet está fuera de aceptación) y C: es isotrópico.	30
3.14. Distribución $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ para partículas con $P_t \geq 1$	31
4.1. Distribución dos dimensional de las variables de forma R contra (1-T) para la totalidad de eventos seleccionados.	34
4.2. Distribuciones $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ para distintos cortes en momento transversal.	36
4.3. Distribuciones $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ en 3D para distintos cortes en momento transversal. A la izquierda el eje Z (el número de entradas) en escala logarítmica, a la derecha en escala lineal.	37
5.1. Distribución dos dimensional de las variables de forma R contra (1-T) para la muestra de datos reales, eventos con multiplicidad ≥ 3 . A la izquierda en gradientes, derecha sin gradientes.	42
5.2. Distribuciones $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ para distintos cortes en momento transversal.	43
5.3. Distribuciones $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ en 3D para distintos cortes en momento transversal. A la izquierda el eje Z (el número de entradas) en escala logarítmica, a la derecha en escala lineal.	44

Índice de tablas

1.	Propiedades de las interacciones fundamentales.	XIV
2.1.	Parámetros nominales del LHC.	7
3.1.	Propiedades de los V0's de nuestro interés.	15
3.2.	Cortes topológicos para selección de V0's.	17
3.3.	Cortes cinemáticos para selección de V0's.	17
3.4.	Variables guardadas para su análisis local.	26
3.5.	Variables de corte y los rangos de posibles valores	27
3.6.	Optimización de la variable P_T de la partícula hija negativa (pión) del Λ^0	27
3.7.	Optimización de la variable P_T de la partícula hija positiva (protón) del Λ^0	28
3.8.	Variables de corte y su valor para selección de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_S^0	28
3.9.	Regiones en la distribución R vs (1-T) para selección de eventos con jets o isotrópicos para datos reales. El tamaño de la muestra es de 287534 eventos con multiplicidad ≥ 3	30
4.1.	Regiones en la distribución R vs (1-T) para selección de eventos con jets o isotrópicos para datos MC. El tamaño de la muestra es de 459577 eventos con multiplicidad ≥ 3	35
4.2.	De un total de $1,75232 \times 10^{07}$ candidatos a V0's se obtuvieron las cantidades de partículas especificadas en esta tabla. En donde cada columna está normalizada a su respectivo máximo en todos los eventos.	36
4.3.	Porcentajes de verdaderos V0's por medio de asociación Monte Carlo.	36
5.1.	Regiones en la distribución R vs (1-T) para selección de eventos con jets o isotrópicos para datos reales. El tamaño de la muestra es de $2,40686 \times 10^6$ eventos con multiplicidad ≥ 3	40
5.2.	De un total de $5,67596 \times 10^{06}$ candidatos a V0's se obtuvieron las cantidades de partículas especificadas en esta tabla. En donde cada columna está normalizada a su respectivo máximo en todos los eventos.	41

Abstract

The work presented in this thesis is an analysis of strangeness production in pp collision at $\sqrt{s} = 7$ TeV energy with the ALICE detector at LHC. We performed this analysis with real data as well as Monte Carlo data simulated with PYTHIA. The main motivation was to find if there is or there is not a local conservation of strangeness, where local means inside one or two jets. To reach this, the utilization of event shape variables: “thrust” and “recoil” were crucial for the classification of the events depending on its topological distribution, i.e. the number of jets emerging from the collision. Our very preliminary results indicate strong evidence of local conservation of strangeness in events with one jet and possibly in events with two jets as well, where the latest presents a deviation which could be induced by the method employed in it self or, as we suggest in the final discussion, it could be an effect of an associated production. In order to have conclusive results, we need to improve our analysis, doing an identification of p and π 's and quantification of the systematic error, as well as to increase the statistics data sample used in the analysis.

Agradecimientos

- Agradezco en primer lugar a mi familia que siempre ha estado ahí para apoyarme en todos mis proyectos tanto académicos como no académicos.
- Agradezco al Dr. Eleazar Cuautle por guiarme en el desarrollo de esta tesis, por todo el apoyo que me ofreció a lo largo de este proyecto y por toda la paciencia que me tuvo.
- También agradezco el enorme apoyo que me brindó el Dr. Arturo Fernandez por todos los proyectos en los que me ha incluido y ser la persona que me introdujo en el área de física de partículas.
- Por último pero no menos importante, agradezco a todos mis amigos que me han alentado y ayudado a lo largo de esta etapa de mi vida.
- Esta tesis fue apoyada parcialmente por el proyecto CONACyT número 101597.

Introducción

0.1. La física de partículas y el Modelo Estándar

En la década de los 30's ya se podía hacer una distinción entre física nuclear y la emergente física de partículas, para esta época se había dejado atrás el concepto de átomo como bloque indivisible de la materia, en su lugar se tenía un grupo de otras partículas ahora llamadas *elementales*. Entre ellas se encontraban el electrón, protón, neutrón, así como al fotón y el neutrino. Esta última partícula había sido postulado justo a principios de esta década por Pauli para explicar la falta de energía en los decaimientos radioactivos beta, tomando 25 años para ser descubierta por Reines y Cowan en 1956. Ya entrados en la segunda mitad del siglo XX los desarrollos tecnológicos dieron lugar a experimentos con haces de partículas controlados en laboratorios con lo que vino una avalancha de nuevas partículas las cuales eran inestables y decaían muy rápidamente. Debido a ésto se vio la necesidad de construir un nuevo modelo que pudiera explicar este zoológico de pequeñas partículas. Fue en la década de los 60's cuando surgió el *modelo de quarks* propuesto por Gell-Mann y Zweig de manera independiente, en donde se propone que todas estas nuevas partículas son en realidad estados ligados de otras partículas más fundamentales a las que llamaron *quarks*. Pero no fue sino hasta finales de los 60's que fueron aceptados al ser descubiertas en un experimento que consistió de hacer colisionar haces de electrones contra nucleones (protones y neutrones) y medir el ángulo con el que eran dispersados. De esta forma que pudieron identificar tres constituyentes puntuales dentro de los nucleones, estando de acuerdo con el modelo de quarks. A partir de este punto se modifica lo que se creían partículas elementales siendo excluidos los nucleones, y quedando con esta categoría los quarks, electrónes, neutrinos, el fotón entre otras mas. Es a partir de aquí cuando se comienza a hablar del Modelo Estándar.

El Modelo Estándar (ME) explica las propiedades e interacciones entre las partículas elementales y/o sus estados ligados, en la que se incluyen tres de las cuatro fuerzas fundamentales; la fuerza electromagnética, la fuerza nuclear débil y la fuerza nuclear fuerte, la fuerza gravitacional queda excluida de esta teoría, siendo esto uno de los problemas que se intenta resolver hoy en día, sin embargo debido a las escalas en las que opera el ME la fuerza gravitacional es despreciable en comparación con la magnitud de las otras tres fuerzas.

El Modelo Estándar, como ya se mencionaba, comenzó su desarrollo a mediados del siglo XX por un amplio grupo de científicos al rededor de todo el mundo, siendo a principio de la década de los 60's cuando Sheldon Lee Glashow propuso una forma de unificar las fuerzas electromagnética y débil en una misma estructura. En 1964 Peter Higgs propone en una publicación un mecanismo gracias al cual las partículas pueden adquirir masa, dicho mecanismo ahora se conoce como el "Mecanismo de Higgs" el cual debería ser observado indirectamente con la producción del bosón de Higgs, hecho que posiblemente ha ocurrido en el 2012 con la observación de un nuevo bosón con masa de $\sim 126\text{GeV}$ en los experimentos CMS y ATLAS del CERN. Unos años mas tarde, Steven Weinberg y Abdus Salam incorporaron el mecanismo de Higgs a la teoría de Glashow resultando acreedores estos tres científicos al premio Nobel en física de 1979. En este punto ya se contaba con la base de lo que hoy se conoce como el Modelo Estándar que reproduce con gran éxito parámetros del modelo con un exactitud asombrosa, sin embargo aun hay varios aspectos importantes como la existencia de masa oscura y energía oscura, o la diferencia en masa de los constituyentes

elementales de la teoría que no son explicados por la misma.

0.1.1. Los constituyentes del ME

Según este modelo, toda la materia del universo está construida por partículas elementales clasificadas en tres grandes grupos, leptones, quarks y bosones. De estos tres grupos dos son de partículas con espín $\frac{1}{2}$ llamadas fermiones: seis quarks y seis leptones. Y un grupo de partículas con espín 1 llamadas bosones de norma, además del bosón de Higgs con espín 0.

Los leptones son seis partículas; tres con carga eléctrica y tres neutras. En las primeras se encuentra el electrón, el muon y el tau, teniendo como única diferencia que cada una es más pesada que la anterior. Las dos versiones pesadas del electrón no son estables y decaen en su versión mas ligera (por ejemplo $\mu \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$). Del mismo modo tenemos a los tres leptones neutros llamados neutrinos, en donde cada uno de estos está ligado a uno de los leptones cargados. Es decir, tenemos al neutrino electrónico, muónico y tauónico. De los cuales el neutrino electrónico es el más conocido de todos debido al decaimiento de núcleos inestables, la llamada radiación *beta* de la cual es responsable la fuerza nuclear débil. Cada uno de estos pares de leptones está asociado con un par de quarks formando así tres familias de partículas elementales a las cuales se les refiere como “generaciones”. Los quarks a diferencia de los leptones cuentan con carga eléctrica fraccionaria, ya sea $-\frac{1}{3}e$ ó $\frac{2}{3}e$ en donde e es la carga del electrón, y sus propiedades se repiten a través de las tres familias con la misma particularidad de que las masas van aumentando. En la Fig. 1 se muestran resumidas todas estas propiedades.

Los quarks aparte de su carga eléctrica también poseen carga de color, la cual no tiene relación con el concepto habitual de color sino que es un número cuántico que se le dio a esta propiedad propuesta por Oscar W. Greenberg después de los trabajos acerca de la existencia de los quarks en 1964. Esta carga de color se introdujo con el propósito de explicar como es que los quarks pueden coexistir dentro de los estados ligados sin que se viole el principio de exclusión de Pauli. La carga de color viene en tres valores, verde, rojo y azul además de sus cargas opuestas anti-rojo, anti-verde y anti-azul. La forma en que juntan los quarks para crear estados ligados se llama hadronización y es vista con mas detalle en la siguiente sección.

Además de los Fermiones mencionamos a los Bosones de norma que son partículas con espín entero, estas son las mediadoras de las fuerzas involucradas en el ME:

- Fotón, mediador de la fuerza electromagnética.
- Gluón, mediador de la fuerza nuclear fuerte.
- W^+ , W^- y Z^0 , mediadores de la fuerza nuclear débil.

Las características de estas interacciones y sus bosones se resumen en la Tabla 1.

Tabla 1: Propiedades de las interacciones fundamentales.

Interacción	Electromagnética	Débil	Fuerte
Bosón	Fotón	W^\pm, Z^0	Gluón
Masa (GeV/c^2)	0	80.4, 91.2	0
Cte. acoplamiento	$\alpha(Q = m_e) \approx \frac{1}{137}$	$G_F = 1,167 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$	$\alpha(m_Z) \approx 0,1$
Rango (cm)	∞	10^{-16}	10^{-13}

Debido a que los gluones poseen carga de color, a diferencia de los fotones que no poseen carga eléctrica, los gluones pueden interactuar entre ellos mismos dando como resultado una teoría mas compleja que la teoría electrodébil, la cual se llama Cromodinámica Cuántica o QCD por sus siglas en inglés.

Capítulo 1

Marco teórico de análisis

1.1. Las partículas extrañas y la extrañeza

Las partículas llamadas extrañas tienen su origen en la física de partículas en diciembre de 1947 después de un corto periodo (algunos meses, no más) en el cual los físicos del área pensaban que ya todo estaba hecho, pues ya se habían hallado el mesón de Yukawa, el positrón de Dirac, el neutrino de Pauli y sentían que tenían todo bajo control. Pero fue a finales de ese año cuando Rochester y Butler publicaron una fotografía de una cámara de burbujas en la que se apreciaba como, los rayos cósmicos después de pasar por una placa de plomo, producían partículas neutras que se lograban “ver” hasta que decaían en dos partículas cargadas. Mas tarde se supo que estos dos productos eran un π^+ y un π^- , y se llamó K^0 (Kaon) a esta nueva partícula neutra identificada también como partícula “V”. Un par de años mas tarde, en 1949 Powell publicó una fotografía de un nuevo kaon cargado decayendo a tres piones ($K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$), y para el año siguiente Anderson et al. en Cal Tech descubrieron un segundo “V” que decaía a un protón y un pión, por lo que esta nueva partícula debía ser mas pesada que el protón. Se nombró como Λ (Lambda) a este nuevo miembro. Los kaones al tener un comportamiento similar al de los piones se les clasifico en el mismo grupo, los mesones, mientras que el Lambda pertenece al mismo grupo de los protones y neutrones, los bariones. Todas estas nuevas partículas que comenzaron a surgir en gran cantidad fueron denominadas como partículas “extrañas”, no solo por su abundancia sino también debido a que eran producidas en escalas de tiempo de la fuerza fuerte (10^{-23} seg) mientras que decaían en escalas de tiempo de la fuerza débil (10^{-10} seg). Esta idea de dos procesos distintos en su producción y decaimiento fue propuesta por Pais, y además sugirió que éstas son producidas en pares. Pero no fue hasta 1952 con los primeros experimentos con aceleradores en Brookhaven y 1953 cuando Gell-Mann y Nishijima propusieron una nueva propiedad llamada “extrañeza” (S) para todas las partículas, la cual se conserva en las interacciones fuertes pero no lo hace en las que se involucra la fuerza débil. Por ejemplo, en colisiones protón-pión se pueden producir dos partículas extrañas



En donde los kaones tienen $S=+1$, los sigma y el lambda $S=-1$ y las demás partículas que aparecen $S=0$, por lo que se puede ver, la extrañeza se conserva (se tiene cero al inicio y cero al final en este caso). Pero no puede haber procesos en los que se cree solo una partícula con extrañeza a partir de partículas no extrañas. En cambio, cuando éstas decaen se viola la conservación de este número, como por ejemplo en los siguientes procesos

CAPÍTULO 1. MARCO TEÓRICO DE ANÁLISIS
1.2. IDENTIFICACIÓN DE V0'S CON ARMETEROS-PODOLANSKI

$$\begin{aligned}
 \Lambda &\rightarrow p^+ + \pi^- \\
 \Sigma &\rightarrow p^+ + \pi^0 \\
 &\rightarrow n + \pi^+
 \end{aligned}
 \tag{1.2}$$

pues se comienza con S=-1 y termina con dos partículas sin extrañeza [1].

1.2. Identificación de V0's con Armeteros-Podolanski

Este método fué desarrollado por Rafael Armenteros y J. Podolanski en 1953 para ilustrar las propiedades cinemáticas de los candidatos a V0's, el cual consiste en distribuciones dos-dimensional del momento transverso de las partículas hijas respecto al momento de la partícula madre vs una variable de asimetría α que relaciona los momentos longitudinales de los productos de decaimiento respecto a la partícula madre. Esta variable de asimetría está definida en la ecuación 1.3

$$\alpha = \frac{p_L^+ - p_L^-}{p_L^+ + p_L^-}
 \tag{1.3}$$

en donde p_L^+ y p_L^- son los momentos longitudinales de las partículas hijas positiva y negativa respecto a la dirección de momento de la partícula madre. La distribución que se obtiene son elipses que quedan definidas por los valores de masa que posean las partículas madre caracterizada por los productos de decaimiento y sus respectivas masas. Esto se puede ver claramente en el siguiente desarrollo. Primero consideremos el decaimiento de un V0 de masa m y velocidad β en dos partículas cargadas de masa m_1 y m_2 . En la Fig. 1.1 se muestran los diagramas de decaimiento para el marco de referencia del centro de masa y el del laboratorio.

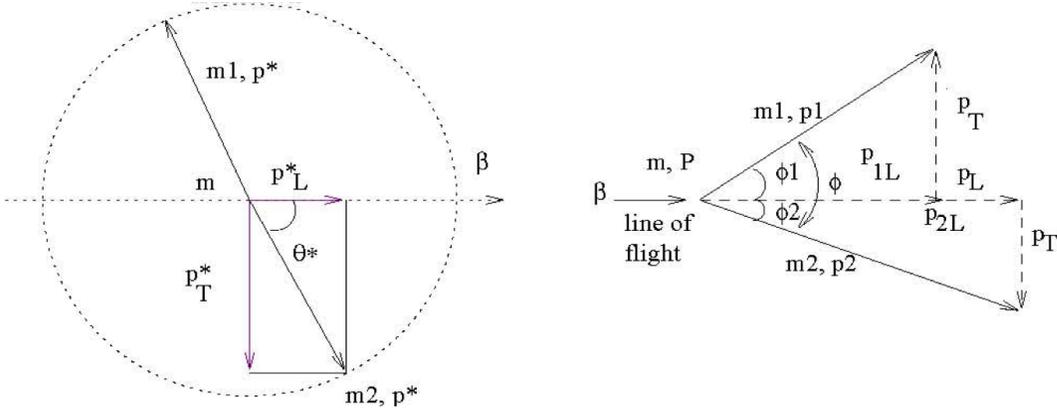


Figura 1.1: Diagramas de decaimiento vistos desde el centro de masa (izquierda) y el marco de referencia del laboratorio (derecha).

Para el sistema de referencia del centro de masa se tiene lo expresado en la ecuación 1.4 y 1.5

$$\begin{aligned}
 p_T^{*+} &= p^* \text{Sen}(\theta^*) \\
 p_T^{*-} &= p^* \text{Sen}(\theta^* + \pi)
 \end{aligned}
 \tag{1.4}$$

$$\begin{aligned}
 p_L^{*+} &= p^* \text{Cos}(\theta^*) \\
 p_L^{*-} &= p^* \text{Cos}(\theta^* + \pi)
 \end{aligned}
 \tag{1.5}$$

CAPÍTULO 1. MARCO TEÓRICO DE ANÁLISIS
1.2. IDENTIFICACIÓN DE V0'S CON ARMETEROS-PODOLANSKI

Usando la transformacion de Lorentz 1.6

$$\begin{pmatrix} E \\ p_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma \\ \beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^* \\ p_L^* \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

obtenemos la relación entre los dos sistemas de referencia que se muestra en la ecuación 1.7

$$\begin{aligned} p_L^+ &= \gamma\beta E_1^* + \gamma p^* \text{Cos}(\theta^*) \\ p_L^- &= \gamma\beta E_2^* + \gamma p^* \text{Cos}(\theta^* + \pi) \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} p_T^+ &= p_T^* = p^* \text{Sen}(\theta^*) \\ p_T^- &= p_T^* = p^* \text{Sen}(\theta^* + \pi) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Sustituyendo 1.7 en 1.3 se obtiene 1.9

$$\alpha = \frac{p_L^+ - p_L^-}{p_L^+ + p_L^-} = \frac{\gamma\beta(E_1^* - E_2^*) + 2\gamma P^* \text{Cos}(\theta^*)}{\gamma\beta(E_1^* + E_2^*)} \quad (1.9)$$

Y teniendo en cuenta 1.10 por conservación de energía y por estar en el marco de referencia del centro de masa

$$\begin{aligned} E^* &= E_1^* + E_2^* \\ E^2 &= P^2 + m^2 \\ E^* &= m_v \end{aligned} \quad (1.10)$$

en donde m_v es la masa de la partícula V0, obtenemos la ecuación 1.11 al hacer la sustitución en 1.9.

$$\alpha = \frac{(E_1^* - E_2^*)}{m_v} + \frac{2p^* \text{Cos}(\theta^*)}{\beta m_v} \quad (1.11)$$

Definiendo $\bar{\alpha}$ y a como

$$\begin{aligned} \bar{\alpha} &= \frac{(E_1^* - E_2^*)}{m_v} \\ a &= \frac{2p^* \text{Cos}(\theta^*)}{\beta m_v} \end{aligned} \quad (1.12)$$

nos quedamos con la expresión 1.13

$$\alpha = \bar{\alpha} + a \text{Cos}(\theta^*) \quad (1.13)$$

Finalmente usando 1.4 junto con 1.13 y la relación trigonométrica $\text{Cos}^2\theta + \text{Sen}^2\theta = 1$ obtenemos la ecuación 1.14.

$$\left(\frac{\alpha - \bar{\alpha}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p_T}{p^*}\right)^2 = 1 \quad (1.14)$$

En donde notamos que obtuvimos la ecuación de una elipse con centro en $(\bar{\alpha}, 0)$ y que es caracterizada por el momento de las partículas hijas y la masa del V0 madre. Es decir, para cada V0 se obtiene una elipse al graficar la distribución dos-dimensional p_T vs α .

1.3. Variables de forma

Las variables de forma nos permiten medir las propiedades geométricas del flujo de energía en los estados finales de QCD. Estas variables fueron introducidas por G. Hanson et al. [2] para el análisis de colisiones e^-e^+ del experimento SPEAR en SLAC en 1975, en donde hallaron los propuestos Jets por medio del proceso $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q} \rightarrow jet + jet$ con energía del centro de masa de $7.4 GeV$. Los jets habían sido predichos por Bjorken, Cabibbo, Drell, et al. [3] en 1969 con el fin de encontrar una firma específica para comprobar la existencia de los quarks, siendo dicha firma haces de partículas colimados provenientes de la hadronización de éstos. Debido a la simplicidad del concepto de estas variables y a su asombrosa sensibilidad a las propiedades de la QCD, se han vuelto unas de las observables más estudiadas en este tipo de procesos, tanto de manera teórica como experimental. Para 1979 una muestra más del poder de estas variables se ve con el descubrimiento del gluon en el experimento PLUTO del acelerador DORIS en DESY [4]. Pero no es sino hasta años recientes cuando se a venido usando (y adaptando) el concepto de variables de forma para el caso de las colisiones de hadrones, como es el caso de Tevatron y LHC. Entre las dificultades extra respecto a colisiones e^-e^+ es que se tiene un efecto llamado fragmentación del haz (o “Underlying events”) pero dichas diferencias son las que han permitido desarrollar nuevas investigaciones en el campo perturbativo y no-perturbativo de la QCD.

1.4. Conservación local

Así como se ha mencionado la conservación global de la extrañeza debido a que partículas extrañas se producen en pares, una con $S=1$ y la otra con $S=-1$, nos gustaría saber si esta propiedad se repite pero de manera local. En estudios realizados a mediados de los 70's [5], [6], en los cuales se investigaba la conservación de números cuánticos de manera teórica y en menor medida experimental se llegó a conclusiones en las que, por ejemplo, la carga eléctrica se conserva localmente, en donde *local* se refiere a intervalos cortos de rapidez, en regiones opuestas. De la misma manera se propuso la hipótesis de que otras cantidades como el momento transversal, el número bariónico y la extrañeza podrían seguir el mismo principio siempre y cuando se tratara de eventos con producción múltiple de partículas.

En este trabajo llevamos la conservación local un paso adelante investigando si la extrañeza se conserva localmente, en donde *local* es definido en términos de regiones de jets.

Capítulo 2

El experimento ALICE

En las siguientes secciones se explicará como está conformado el experimento ALICE y sus capacidades en cuestión de espacio fase y resolución, así como sus objetivos principales y posibles estudios posteriores. Pero primero se abordaran aspectos mas generales del LHC y por qué es importante para el desarrollo de la física de partículas.

2.1. Large Hadron Collider (LHC)

El LHC es el acelerador de partículas mas grande construido hasta la fecha. Su circunferencia es de 27 Km y se encuentra en el mismo túnel donde el experimento LEP solía estar, entre 40 y 100 metros bajo tierra. La energía que se espera alcanzar es de 14 TeV y una luminosidad de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ para protones y 11.50 TeV para iones pesados con una luminosidad de $10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, en la Tabla 2.1 se pueden encontrar especificaciones adicionales. El acelerador está conformado por dos anillos sincrotrón que hacen girar protones (iones) en sentidos opuestos haciéndolos colisionar en 4 distintos puntos de la circunferencia. Como se puede observar en la Figura 2.1 diametralmente opuestos se encuentran ATLAS y CMS, dos experimentos multi propósito que abarcan temas desde Higgs hasta dimensiones extra y materia oscura. Los otros dos puntos de interacción se encuentran a ambos lados de ATLAS a una distancia de 3.5Km cada uno. Estos dos puntos son ALICE y LHCb. El experimento ALICE tiene el propósito de estudiar las colisiones de iones pesados y los fenómenos involucrados ahí, los cuales son explicados en la siguiente sección. Y finalmente el experimento LHCb tiene como objetivo el estudio de la física del quark b así como violación de la simetría CP.

2.2. La física de ALICE

El experimento ALICE es uno de los cuatro experimentos principales del Gran Colisionador de Hadrones en el CERN, se encuentra en el lado francés de dichas instalaciones a una profundidad de 60 metros bajo tierra en la localidad de Saint Genis. Fue diseñado con el propósito de estudiar colisiones de iones pesados en donde se alcanzará una energía nominal en el centro de masa de 5.52TeV para núcleos de plomo (Pb). Esto con el objetivo de crear el estado deconfinado de la materia, llamado Plasma de Quarks y Gluones (QGP por sus siglas en inglés), en el que se creó que los quarks y gluones dejarán de interactuar entre ellos y se moverán libremente, lo cual se piensa es un estado por el que pasó el universo unos instantes después del Big-Bang.

Otra pregunta que se desea responder con este experimento es, ¿por qué los protones y neutrones de los que está hecha la mayoría de la materia visible del universo pesan al rededor de 100 veces mas que los quarks de los que están hechos?

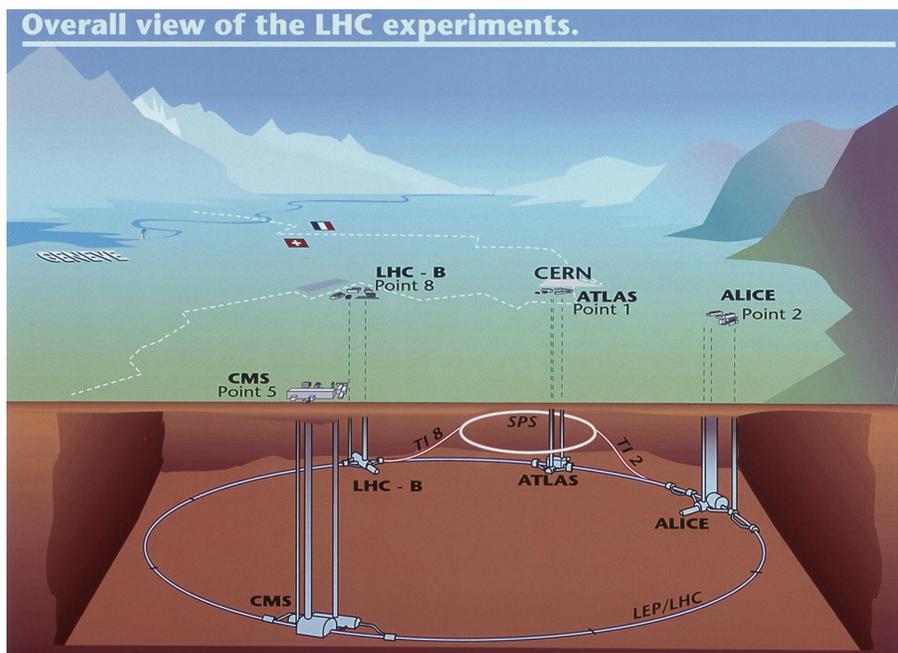


Figura 2.1: El LHC y los principales experimentos que lo conforman.

Así mismo ALICE realiza colisiones protón-protón para tener comparación con las colisiones Plomo-Plomo, además de hacer estudios de procesos físicos en los que otros experimentos del LHC también trabajan y de esta forma obtener confirmación cruzada de los resultados.

Todas estas preguntas se tuvieron en cuenta durante la planeación del experimento para poder diseñar detectores que ofrezcan información relevante. Determinar que variables medir no es una tarea sencilla teniendo en cuenta el esfuerzo multinacional que se pone en esta clase de experimentos y los intereses individuales por algún estudio en concreto.

Los detectores de ALICE han sido diseñados para estudiar eventos con muy alta multiplicidad y en un rango muy amplio de momento, desde 0.1 GeV hasta más de 100 GeV (ver fig. 2.2), además de contar con detectores especializados como son el brazo de muones y un detector de rayos cósmicos llamado ACORDE, siendo este último, diseñado, construido e instalado por México.

Los detectores están dispuestos de forma cilíndrica coaxial en donde la parte central del experimento cuenta con una serie de detectores dedicados para la identificación de hadrones, electrones y fotones, en la Fig. 2.3 se puede apreciar la geometría del detector. Estos detectores cubren la región de ángulo polar de 45° a 135° ($|\eta| < 0,9$). El arreglo experimental consiste del Sistema Interno de Trazas (Inner Tracking System), la Cámara de Proyección de Tiempo (Time Projection Chamber), el Detector de Transición de Radiación (Transition Radiation Detector), el Identificador de Partículas de Alto Momento (High Momentum Particle IDentification) el cual es un detector de radiación Cherenkov, un detector de Tiempo de Vuelo (Time of Flight), el Espectrómetro de Fotones (PHOTon Spectrometer) y el Calorímetro electromagnético (ElectroMagnetic CALorimeter). El TRD, HMPID y TOF sirven como identificadores de partículas, mientras que PHOS y EMCAL son calorímetros electromagnéticos que sirven para medir la energía que tienen los electrones y fotones que los atraviesan.

En la región delantera se encuentra el brazo de muones el cual cubre la región de ángulo polar de 171° a 178° . Aparte el experimento posee otros detectores más pequeños para la caracterización de eventos y señal de disparo, el T0, PMD, FMD y el V0(A y C), de los cuales el V0A está a cargo de la participación mexicana.

Tabla 2.1: Parámetros nominales del LHC.

Circunferencia	[m]	26,659
Campo dipolar magnético	[T]	8.4
Núm. de magnetos		9593
Núm. de dipolos		1232
Energía por haz de protones	[TeV]	7
Energía por haz de iones	[TeV/u] (energía por nucleon)	2.76
Luminosidad (p-p)	[$cm^{-2}s^{-1}$]	10^{34}
Energía de inyección en el LHC	[GeV]	450
Corriente por haz	[A]	0.54
Espacio entre paquetes de haces	[ns]([m])	25 (~ 7)
Núm. de paquetes por haz de protones		2808
Núm. partículas por paquete de protones		1.15×10^{11}
Núm. colisiones por segundo		6×10^8
Energía almacenada por haz	[MJ]	334
Tiempo de vida del haz	[h]	22
Tiempo de vida de la luminosidad	[h]	10
Perdida de energía por vuelta	[keV]	6.7
Potencia radiada por haz	[kW]	3.6
Temperatura de operación	[K]([$^{\circ}C$])	1.9(-271.3)

ALICE emplea todas las técnicas de identificación de partículas conocidas: pérdida específica de energía por ionización dE/dx , tiempo de vuelo, radiación Cherenkov, calorímetro electromagnético, filtro de muones y reconstrucción topológica de decaimiento.

Los detectores que se utilizaron en este trabajo son dos de los más internos; la ITS (Inner Tracking System) y la TPC (Time Projection Chamber). Estos dos detectores son parte de los encargados del rastreo (tracking) de las partículas. Sus funciones principales son: i) reconstrucción del vértice secundario para "sabores pesados" decaimiento de partículas con extrañeza, ii) identificación de partículas y "rastreo" de partículas con bajo momento, y iii) la mejora del parámetro de impacto y resolución de momento. En la sección siguiente se describen con mayor detalle estos detectores así como el detector V0 y ACORDE.

2.3. Detectores

Detector V0

Comenzando desde el interior del experimento ALICE encontramos a ambos costados del cilindro de la ITS al detector V0. Este detector consiste de dos partes, el V0A y el V0C. El primero se encuentra en el lado positivo del eje Z a una distancia de 340cm del punto de interacción siendo un disco de 100cm de diámetro y 60mm de espesor, mientras que el segundo se encuentra a 90cm del punto de interacción en la dirección negativa del eje Z con unas dimensiones de 76cm de diámetro y 47mm de espesor. Dicho arreglo cubre la región de pseudorapidez siguiente, V0A: $2,8 < \eta < 5,1$ y V0C: $-3,7 < \eta < -1,7$. Cada uno de estos detectores están compuestos de 32 celdas centelladoras, en disposición concéntrica, siendo cada una de estas 32 secciones conectada por medio de fibra óptica a un respectivo fotomultiplicador (PMT por sus siglas en inglés).

Los propósitos de este detector son proporcionar señal de trigger minimum-bias para los detectores del cilindro central tanto en colisiones protón-protón como ion-ion, determinar la centralidad de la colisión por medio de la medición de la multiplicidad del evento, y la medición de la lumino-

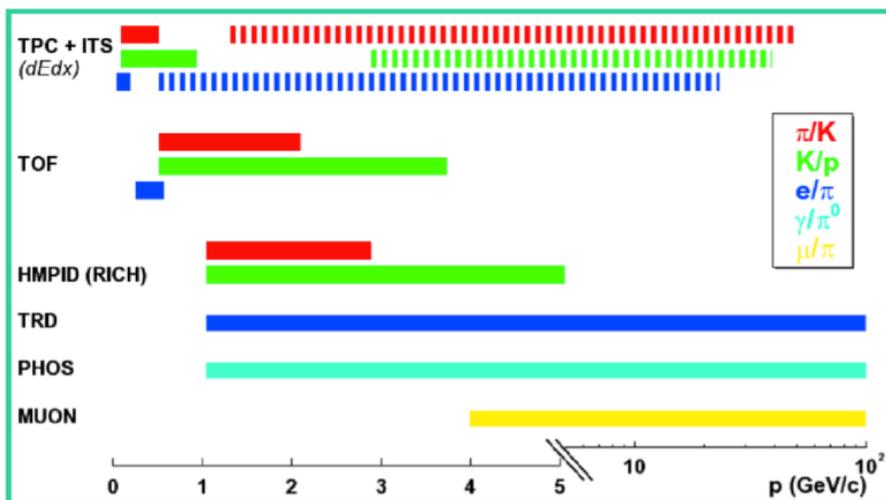


Figura 2.2: Los detectores de ALICE y sus respectivos rangos de medición en momento transversal.

idad en eventos pp.

Sistema de Rastreo Interno (ITS)

Este instrumento está conformado por seis capas de tres distintos detectores de silicón. Las dos capas más internas son del tipo Silicon Pixel Detector (SPD), las dos intermedias del tipo Silicon Drift Detector (SDD) y las dos últimas capas más externas son del tipo Silicon Strip Detector (SSD), ver Fig. 2.4.

Las primeras cuatro capas, es decir, las SPD y SDD son detectores de dos dimensiones debido a la alta multiplicidad que hay a tan corta distancia del punto de interacción ($90 \text{ partículas}/\text{cm}^2$), pues estos detectores se encuentran a escasos 3cm en su parte más cercana, hasta los 23.8cm en su parte más lejana. Para el SSD que se encuentra de los 38cm a los 43cm del punto de interacción, no se necesita un sistema bidimensional ya que la multiplicidad a esta distancia es en promedio de una partícula/ cm^2 .

La resolución de este detector es distinta para cada una de las secciones mencionadas; para el SPD que cuenta con 9.8 millones de píxeles siendo estos de $50 \times 425 \mu\text{m}^2$ siendo estas dimensiones la máxima resolución que alcanza, el SDD cuenta con 260 sensores que proveen una resolución espacial de $(35, 25) \mu\text{m}$ en $(r\phi, z)$ (en coordenadas cilíndricas), y finalmente el SSD que consiste de 1698 sensores alcanza una resolución de $(20, 800) \mu\text{m}$ en $(r\phi, z)$.

Las tareas principales del ITS son:

- Localizar el vértice primario con una resolución mínima de $100\mu\text{m}$.
- Reconstruir vértices secundarios.
- Trazar e identificar partículas con momento menor de 100MeV .
- Mejorar la resolución angular y momento para partículas reconstruidas en la TPC.

Camara de Proyección Temporal (TPC)

Este tipo de detector es común en los experimentos de altas energías debido a su confiabilidad y relativa sencillez, sin embargo ALICE es el único de los cuatro experimentos del LHC que cuenta

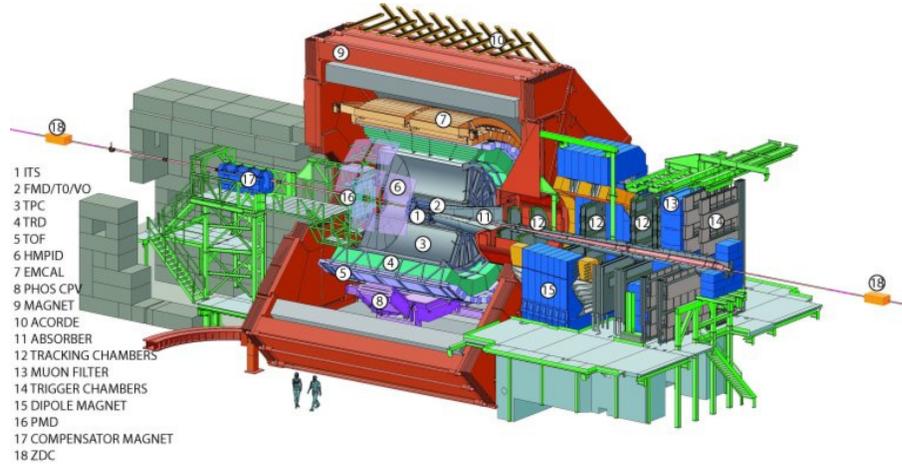


Figura 2.3: Esquemático del experimento ALICE y sus detectores indicados.

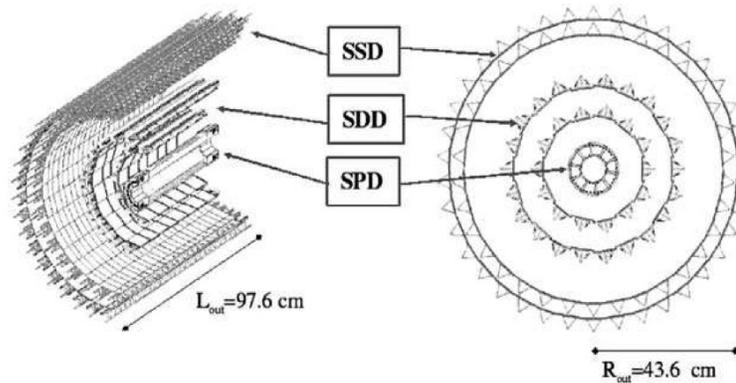


Figura 2.4: Sistema Interno de Trazas (ITS) en ALICE.

con uno. El principio de funcionamiento es similar al de un contador geiger. Es una cavidad llena de gas o mezcla de gases, que además tiene una división a la mitad del volumen para generar una diferencia de potencial con las dos tapas laterales de $100kV$. Al viajar las partículas cargadas a través del gas este se ioniza creando pares ion-electrón, los electrones desprendidos son arrastrados por la diferencia de potencial hacia las tapas del cilindro (cátodo) y los iones hacia la división central (ánodo) generando una señal eléctrica que es capturada por un arreglo de alambres, con lo cual obtenemos información de las trayectorias de dichas partículas al medir la amplitud y tiempo de llegada de estas señales.

Además, al tener un campo magnético las trayectorias de las partículas cargadas en vez de describir líneas rectas hacen curvas con lo cual uno es capaz de calcular su momento.

La TPC de ALICE es un cilindro con un hueco en el centro, similar a un toroide, en donde el radio interior es de 85 cm y el radio exterior de 250 cm con una longitud de 500 cm en dirección del eje z (la dirección del haz), lo cual resulta en una cavidad de $90 m^3$ que se llena con $Ne/CO_2/N_2$ en una proporción 90/10/5 respectivamente, en la Fig. 2.5 se puede visualizar el arreglo. Este detector

cubre la región de pseudo-rapidez de $|\eta| < 0,9$ para trazas que atraviesen todos los detectores centrales, es decir, ITS, TRD y TOF. Y una región de $|\eta| < 1,5$ para trazas más cortas. Además la medición de momento transverso tiene un amplio rango, desde $0.1 \text{ GeV}/c$ hasta $100 \text{ GeV}/c$ con una buena resolución.

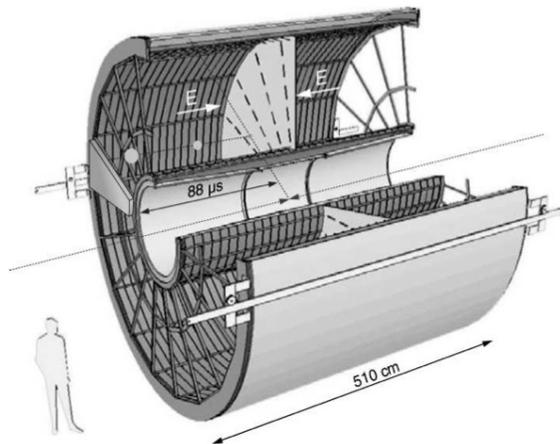


Figura 2.5: Cámara de Proyección de Tiempo (TPC) en ALICE.

Las principales características que tiene la TPC son:

- Resolución de momento.
- Resolución entre dos trazas. Para poder hacer mediciones precisas de momento de dos trazas cercanas se debe tener una buena resolución.
- Resolución de dE/dx . La TPC trabaja en la región de bajo momento $0,1 \text{ GeV} < p < 5 \text{ GeV}$, para poder obtener una buena identificación por encima de este rango se deben incluir mediciones de otros detectores.
- Compatibilidad de trazas. Esto se refiere a la unión de las trazas entre detectores, para lograr esto se debe minimizar la cantidad de material (soportes, cables, etc.) entre los detectores.

Detector de Rayos Cósmicos de ALICE (ACORDE)

En la parte mas exterior y por encima del solenoide se encuentra el detector ACORDE. Este detector tiene el propósito de detectar los muones producidos por los rayos cósmicos provenientes de estrellas, que pasan a través de 50 metros de roca y penetran en el experimento produciendo ruido de fondo para los datos recolectados de las colisiones. Como objetivo principal tiene el producir un trigger de rayos cósmicos para la calibración de ALICE. También se puede tener una aproximación de cuales partículas provienen de la colisión y cuales del exterior. Así mismo este detector es utilizado para el estudio de los rayos cósmicos en si mismos, su origen, energía con la que llegan a la Tierra y multiplicidad, siendo esta última un fenómeno peculiar en el que se hallan esporádicamente eventos en los que llegan chubascos de muones con la misma dirección y energías similares entre ellos.

Este detector está compuesto por 60 módulos de plástico centellador de $188 \times 20 \text{ cm}^2$ localizados en las tres caras superiores del solenoide de ALICE, el arreglo se muestra en la fig. 2.6. Cada uno de estos módulos se ha acoplado con un PMT para incrementar y transformar la señal lumínica en un pulso eléctrico que la electrónica procesará más tarde.

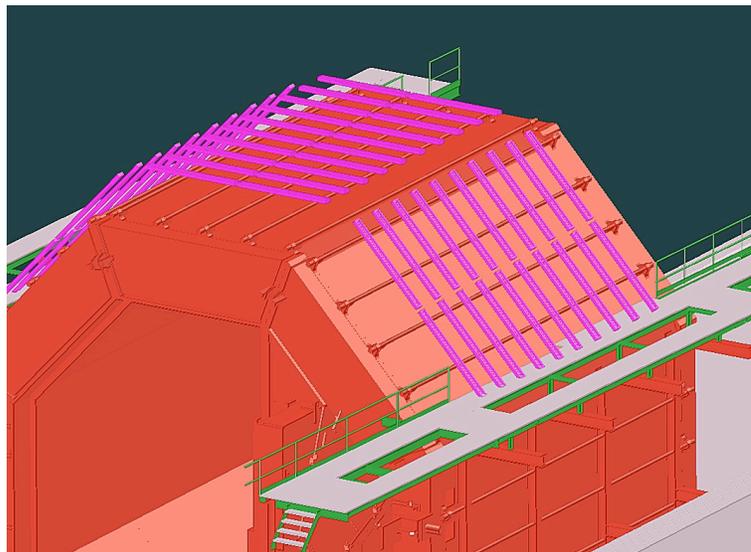


Figura 2.6: Esquemático del detector ACORDE.

2.4. Métodos de identificación de partículas en ALICE

En física de partículas existe una amplia gama de arreglos experimentales para identificar a las partículas, ya sean elementales (electrones, fotones, ...) ó compuestas, los llamados hadrones. Estos detectores se basan en la medición de la carga eléctrica por medio de un campo magnético externo, medición de la velocidad de vuelo, la pérdida de energía cuando ionizan el medio por el que viajan, entre otras técnicas. En esta sección se hablará de las técnicas que usa ALICE y se hará especial énfasis en las usadas para este trabajo.

2.4.1. Identificación de partículas en la TPC

La identificación de partículas en la TPC se realiza por medio de la medición de cuanta energía depositan en el gas al ionizarlo cuando pasan a través de él. Una vez que se tiene este dato utilizando la ecuación de Bethe (2.1) podemos calcular la masa de la partícula en cuestión.

$$\langle dE/dx \rangle = C_1/\beta^2 (\ln(C_2\beta^2\gamma^2) - \beta^2 + C_3) \quad (2.1)$$

En donde C_1 , C_2 y C_3 son específicas para cada detector, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ y $\beta = v/c$, siendo v es la velocidad de la partícula que obtendremos directamente mediante su medición. De esta manera al medir su velocidad, pérdida de energía y momento (por medio de la trayectoria curva en el campo magnético) podemos conocer la masa de dicha partícula e identificarla. Cuando la pérdida de energía de dos especies distintas es muy parecida una de la otra se deben usar otros detectores basados en métodos de identificación de partículas distintos.

2.4.2. Tiempo de Vuelo

Otro método empleado es la medición del tiempo que tardan las partículas en llegar, ya sea, del punto de interacción al detector en cuestión, ó entre secciones de un mismo detector. En ALICE este método es empleado, siendo el detector TOF (Time Of Flight) el responsable de dicha medición. El TOF mide el tiempo que tarda en pasar una partícula cargada a través de una serie de espaciamentos con un gas ionizable por medio del cual realiza la medición. Una vez medidos

el tiempo de vuelo, la longitud de la traza y el momento de la partícula es posible determinar la masa de la misma. La relación usada para dicho propósito es la mostrada en la formula (2.2) [7]

$$m = p(t^2/l^2 - 1)^{1/2} \quad (2.2)$$

2.4.3. Detector de Radiación de Transición

Otra técnica empleada en física de partículas y también utilizada en ALICE es el usar la radiación que producen las partículas cargadas al cruzar la frontera entre dos materiales con distintos índices de refracción. En ALICE el detector que usa este efecto se llama TRD [8] (Transition Radiation Detector) y con él se puede discernir entre partículas ligeras que poseen un factor relativístico γ grande y por consiguiente radian más, y partículas pesadas con las cuales sucede lo opuesto.

2.4.4. Identificación Topológica

Aparte de los detectores/métodos mencionados arriba también se puede usar la información generada por la ITS y TPC acerca de las trazas para reconstruir vértices primarios y secundarios con los cuales es posible identificar otras partículas como cascadas, V0's y kinks. Este tema se abarca más ampliamente en la sección de reconstrucción de V0s del próximo capítulo.

2.5. Luminosidad

Un aspecto importante que tomar en cuenta en cualquier experimento de colisiones es la luminosidad.

La luminosidad es grosso modo el factor de proporcionalidad entre la sección transversal (σ) y el número de colisiones por segundo ($\frac{dR}{dt}$)

$$\frac{dR}{dt} = \mathcal{L} \times \sigma \quad (2.3)$$

en donde \mathcal{L} es la luminosidad.

Debido a que en ALICE se colisionan haces de iones pesados, si se mantuviera la misma luminosidad que en ATLAS ($\approx 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$) se saturarían los detectores y habría problemas para el manejo de datos, es por ello que en ALICE se debe reducir la luminosidad respecto a ATLAS y CMS. La máxima luminosidad en ALICE es de $10^{30} cm^{-2} s^{-1}$ siendo la óptima $10^{29} cm^{-2} s^{-1}$. Esta reducción se obtiene al descentrar los haces en el punto de interacción en una distancia d [9]. El factor de reducción está determinado de la siguiente manera

$$f_R = exp\left(\frac{-d^2}{4\sigma^2}\right) \quad (2.4)$$

2.6. Simulación y reconstrucción de datos en ALICE

En el experimento ALICE se cuenta con la herramienta computacional AliRoot [10]. Este software ha sido desarrollado desde finales de los 90's y está en constante actualización, con el propósito de tener en un sólo marco de trabajo la posibilidad de realizar las distintas tareas tales como, simulación, reconstrucción, calibración, alineación, visualización y análisis. AliRoot usa la técnica de programación dirigida a objetos y C++ como lenguaje. La base de este software es ROOT y GEANT, siendo GEANT la herramienta de simulación del paso de partículas a través de los distintos detectores, simulando el material con la que están hechos éstos detectores (silicio, plástico, soportes, cables, etc.).

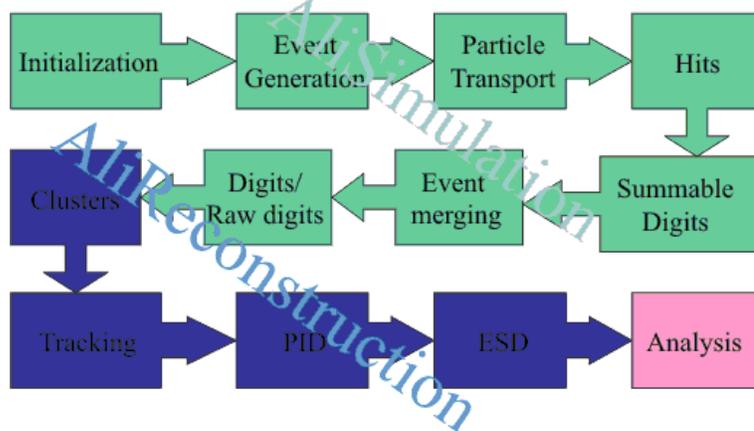


Figura 2.7: Flujo de análisis de datos en ALICE: simulación Monte Carlo (verde), reconstrucción de Monte Carlo y datos reales (azul) y análisis de datos (rosa).

Además, también se cuenta con la interfaz AliEn (Alice Environment), la cual proporciona a los usuarios la capacidad de usar AliRoot en los servicios computacionales del CERN y de otros centros tales como Italia, E.E.U.U., México, etc., la llamada GRID. De esta manera se pueden realizar simulaciones, análisis de datos, etcétera, en un tiempo reducido en comparación con lo que se tardaría un análisis efectuado en una computadora personal.

De manera general se diferencian dos tipos de procesado de datos, los realizados con datos de simulación y los que usan datos reales del experimento. El primer método difiere del segundo en que hay que generar los datos que se utilizarán en la reconstrucción y el análisis. Los generadores de eventos que se utilizan son PYTHIA, PHOJET, HIJING, entre otros. Con ellos se obtiene una distribución de partículas con toda la información referente al tipo de partícula, su cinemática, el vértice, etcétera. Una vez que se cuenta con esta información se simula su paso a través de los detectores mediante GEANT obteniendo lo que se llama *hits*, mas tarde todos estos hits son transformados en señales como las que los detectores producen (*summable digits*), por último esta información es reunida en un sólo archivo con formato de árbol de ROOT para que esté organizada como si de datos reales se tratase, a estos datos se les llama *raw digits*. A partir de esta etapa el proceso de análisis para datos reales y datos Monte Carlo (MC) es el mismo, pues lo que tenemos son archivos con información de los detectores (ya sean los reales o los simulados) que son iguales, a excepción de que los datos Monte Carlo cuentan con información adicional como el número de identificación de las partículas el cual está descrito por el código en el Particle Data Group (PDG) y las relaciones madre hija entre ellas, además de otros datos útiles que se comentaran con mas detalle en las siguientes secciones. El flujo descrito se muestra en la figura 2.7.

En este capítulo se describirá como es que se generan los datos Monte Carlo y como se simula su paso por el detector para una posterior identificación de los V0s y reconstrucción de jets.

2.6.1. Generación de datos MC

Como ya se mencionó, algunos de los generadores MC que se utilizan en física de altas energías son PYTHIA, PHOJET y HIJING. Para este trabajo se utilizó PYTHIA, el cual es un proyecto de la universidad de Lund en Suecia que comenzó en 1982 por el grupo de teoría de dicha institución. Su función principal es la descripción de colisiones a altas energías de lépton-leptón y leptón-protón, protón-protón o sus distintas combinaciones. Este generador divide los distintos procesos físicos en; interacciones duras y suaves, distribuciones partónicas, lluvias partónicas iniciales y finales (parton showers), múltiples interacciones partónicas (MPI), fragmentación y decaimientos.

La forma de generar una simulación con PYTHIA es descrita en la siguiente lista:

- Seleccionar el proceso de estudio.
- Modificar los parámetros físicos.
- Iniciar el generador.
- Crear contenedores para la información.
- Crear un loop para el total de eventos que se desean generar.
- Guardar información en los contenedores.

2.6.2. Simulación del detector

Una vez con la información que nos provee la generación de eventos se debe simular el paso de las partículas por el detector, pues hasta este momento lo que tenemos son colisiones ideales sin que sean “detectadas”. Esto se realiza mediante el software GEANT3 (GEometry ANd Tracking) que ha sido desarrollado en CERN desde principios de los 70’s, y el cual está encargado de simular la geometría del detector así como generar las trayectorias (debidas a factores como por ejemplo el campo magnético), respuesta del detector, visualización e interfaz. De esta manera pasamos de tener eventos ideales en el vacío a tener eventos como los que son obtenidos del detector con los respectivos efectos debidos a los distintos materiales, los espacios muertos sin detector y la eficiencia limitada del mismo.

2.6.3. Reconstrucción de trazas

El paso que procede es hacer la reconstrucción de trazas, esto se realiza primero en cada detector por separado, con sus propias mediciones sin información externa. Luego se calcula el vértice primario únicamente con las primeras dos capas de la ITS, es decir, la SPD las cuales seleccionan pares de puntos reconstruidos que se encuentren cercanos en ángulo acimutal en el plano XY (plano transversal) y al extrapolar estas trayectorias se halla con una buena aproximación el punto de interacción. La precisión depende de la multiplicidad, para eventos de alta multiplicidad, es decir, eventos de Pb-Pb se alcanzan los $10 \mu m$ y para eventos p-p con $dN/d\eta = 6 - 7$ se tiene una precisión de $150 \mu m$ [11]. Por último se usa la información de todos los detectores en conjunto para mejorar la reconstrucción de las trazas, este proceso consta de tres pasos:

- En primer lugar se reconstruyen las trazas desde la TPC hacia el punto de interacción con la ayuda de la ITS, haciendo que estas trazas pasen lo más cerca posible del punto de interacción. También se intentan recuperar las trazas que no fueron encontradas por la TPC debido a las capacidades del detector, decaimientos o simplemente por paso de partículas a través de zonas sin detector (soportes, divisiones, etc.).
- El segundo paso consiste en realizar la reconstrucción de trazas en dirección exterior, empezando por la ITS pasando por la TPC, TRD, TOF, HMPID y PHOS. Después de este paso se puede realizar la identificación de partículas.
- Finalmente con las trazas ya reconstruidas se realiza un último ajuste del paso de las trazas por el vértice primario y reconstrucción de vértices secundarios, pertenecientes entre otras partículas a los $V0$ ’s, los cuales son nuestro objeto de interés en este trabajo.

Al terminar estos tres pasos se guarda toda la información recolectada en archivos llamados Event Summary Data (*ESD*) para su análisis final.

Capítulo 3

Reconstrucción de $V0$'s

Todos los datos utilizados en la sección de selección de variables de corte y su optimización son datos reales tomados del experimento ALICE, concretamente los respectivos a la corrida 117112 del periodo LHC10b pass 3.

Los $V0$'s son partículas neutras con gran presencia en los experimentos de colisiones de partículas. Son llamadas así por la trayectoria característica en V, que al decaer, dejan sus partículas hijas y por su ausencia de carga eléctrica. Los $V0$'s están conformados por Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_S^0 , los dos primeros son bariones pesados que en su decaimiento contienen un protón (el barión mas ligero) por lo que se les denotó con el nombre de hiperones. Y a los que sólo decaen en mesones se les llamó *kaones*. Estas partículas tienen asignado un número cuántico llamado extrañeza, que se les dió por su comportamiento anómalo en su tiempo de vida medio, ya que debido a su alta producción se esperaba que fueran producto de interacciones fuertes (tiempo de vida $\sim 10^{-23} s$) pero al medir su tiempo de vida este correspondía al de interacciones débiles ($\sim 10^{-10} s$).

Para reconstruir estas partículas primero se buscan trazas que posiblemente provengan del decaimiento de un $V0$. Ya que los $V0$'s son neutros, sus productos de decaimiento deben de tener una carga neta igual a cero debido conservación de carga, por lo tanto lo que buscamos son trazas que provengan de un punto en común que se deflecten en sentidos opuestos debido a las cargas opuestas en presencia del campo magnético inducido. En la tabla 3.1 se encuentra información referente a los $V0$'s, aquí podemos notar que los productos que buscamos son piones positivos/negativos, protones y anti protones.

Tabla 3.1: Propiedades de los $V0$'s de nuestro interés.

	K_S^0	Λ^0
Masa	$497.614 \pm 0.024 \text{ MeV}$	$1115.683 \pm 0.006 \text{ MeV}$
Longitud de decaimiento ($c\tau$)	2.68 cm	7.89 cm
Canal de decaimineto	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$\Lambda^0 \rightarrow p^+ \pi^-$ $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow p^- \pi^+$
Razón de decaimineto (BR)	69.2%	63.9%

También vemos que debido a su longitud de decaimiento éstas se encuentran en la región de la

CAPÍTULO 3. RECONSTRUCCIÓN DE V^0 'S

3.1. CORTES TOPOLÓGICOS Y CINEMÁTICOS

ITS y la TPC, siendo la razón de utilizar estos detectores para su identificación. Lo que se hace para dicha indentificación es obtener la trayectoria de las partículas hijas y extrapolarla en reversa hacia el vértice primario hasta encontrar la distancia mínima, a este valor se le llama parámetro de impacto y es representado con una b . Si b es menor que un radio predefinido al rededor del vértice primario entonces es descartada la partícula, ya que podría ser un producto primario en vez de secundario (decaimiento de V^0 's primarios), ver Fig. 3.1.

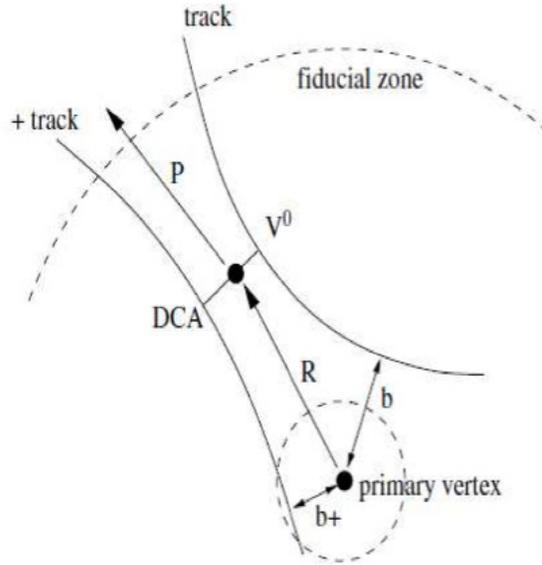


Figura 3.1: Topología del vértice secundario para la reconstrucción del V^0 .

Esta medición de distancias se hace con todas las combinaciones posibles de trazas positivas y negativas para encontrar las que mejor describen un decaimiento de V^0 por medio de seleccionar las que tengan la menor distancia posible entre ellas (Distance of Closest Approach, DCA), el punto que se encuentra a la mitad de la mínima distancia entre las trazas se considera el punto de decaimiento del V^0 , siendo la distancia entre este punto y el vértice primario la longitud de decaimiento.

Lo expuesto hasta aquí es una primera selección robusta de los V^0 's, ahora procederemos con un proceso más detallado para obtener un mejor resultado descartando el mayor ruido posible. El ruido proviene, entre otros factores, de otras partículas con propiedades similares a las buscadas y limitaciones de los detectores. Con esto en mente introduciremos otras variables que se catalogan en dos grandes grupos, las variables cinemáticas y las topológicas, sobre las cuales haremos restricciones en los rangos que pueden tomar, estas restricciones se conocen como Cortes.

3.1. Cortes topológicos y cinemáticos

Los primeros cortes realizados que efectuaremos son para la selección de V^0 's sin importar si se trata de Λ^0 's, $\bar{\Lambda}^0$'s ó K_S^0 , mas tarde se hará la distinción entre estas tres partículas.

3.1.1. Cortes topológicos

Los cortes topológicos se refieren a aquellos que tienen que ver con la topología del evento como su nombre lo indica, estos se muestran en la Tabla 3.2.

Tabla 3.2: Cortes topológicos para selección de V0's.

Variable de corte	Corte
Número de contribuyentes en vértice primario	$0 < NCVP$
Posición Z del vértice primario	$-10 < Z < 10$
Existencia de trazas de ambas partículas hijas	$nTrack \neq 0$
Número de clusters de la TPC activados por las partículas hijas	< 80
Partículas hijas que sean de carga eléctrica opuesta	$pTrack- > GetSign() \neq nTrack- > GetSign()$
TPC refit para las partículas hijas	TRUE

Aquí nos aseguramos de seleccionar eventos que contengan al menos una interacción primaria así como posibles decaimientos de V0's por medio de filtrar sólo aquellos eventos en los que tenemos pares de trazas de partículas hijas, siendo estas de carga eléctrica opuesta. También imponemos que estas trazas tengan un cierto número mínimo de clusters de la TPC, esto con el fin de mantener cierta calidad y confianza en la reconstrucción. En último lugar de la Tabla 3.2 se encuentra la condición de TPC refit, esto se refiere al proceso por el que pasaron las trazas en su reconstrucción, durante este proceso primero se usa información de la TPC y la ITS en sentido hacia afuera, luego se extienden las trazas por los detectores TRD, TOF y HMPID, por último se vuelve a hacer la reconstrucción con la información ya obtenida pero en sentido opuesto (de afuera hacia adentro) volviendo a pasar por la TPC y la ITS.

3.1.2. Cortes cinemáticos

Este conjunto de cortes se refieren a lo relacionado con el momento de las partículas, tanto los V0's como sus productos de decaimiento. Estos cortes se presentan en la Tabla 3.3. En la Fig. 3.2 se puede apreciar la diferencia de aplicar sólo los cortes topológicos y luego aplicar tanto los topológicos como los cinemáticos.

Tabla 3.3: Cortes cinemáticos para selección de V0's.

Variable de corte	Corte
Distancia entre vértice primario y vértice de decaimiento del V0 (R) ÷ Momento transversal del V0	$(3 \times 7,89) \div 1,1157 < R/P_{T,V0}$
Momento transversal del V0	$1 < P_T$
Momento en Z del V0 ÷ Momento transversal del V0	$0,7 < P_{z,V0}/P_{T,V0}$
χ^2	$\chi^2 < 33$

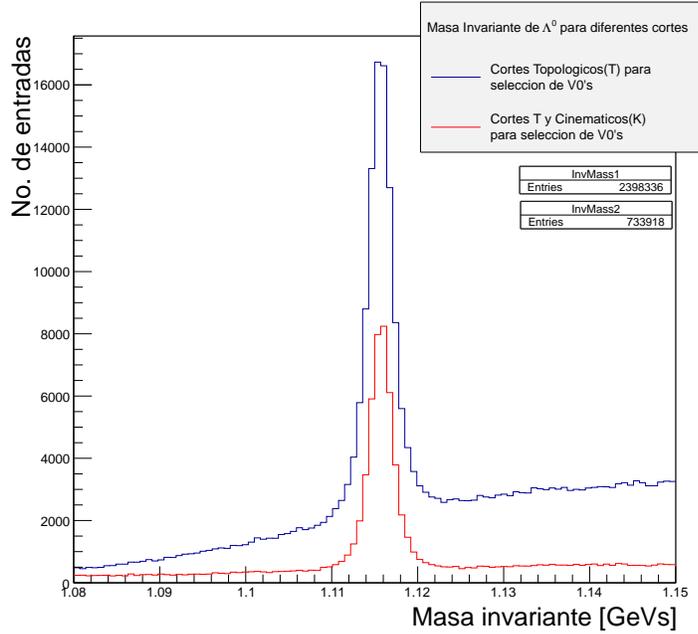


Figura 3.2: Distribuciones de masa invariante del Λ^0 con los cortes de preselección de $V0$'s topológicos y topológicos más cinemáticos.

3.2. Análisis local

En este punto de la selección contamos con $V0$'s, sin importar si se trata de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ ó K_S^0 , incluso otros V 's que no son de nuestro interés. Todo el análisis hasta este punto ha sido efectuado directamente en la GRID para poder tener acceso a los datos, ya que de otra forma se tendrían que descargar los datos a una computadora local, lo cual no es viable debido al gran volumen. Con esta preselección ya podemos distinguir señales de los distintos $V0$'s de nuestro interés pero aun con mucho ruido como se puede apreciar en la Fig. 3.3 para el caso del Λ^0 .

Ahora estamos en posición de guardar la información que nos interesa de los candidatos a $V0$'s que hemos seleccionado. Esto se hace, como ya se ha mencionado al comienzo de este capítulo, guardando la información en un archivo del tipo árbol en formato de ROOT. En este árbol guardaremos la información presentada en la Tabla 3.4 para cada partícula que ha llegado hasta este punto.

A continuación, mediante programas de análisis desarrollados para este trabajo leeremos el archivo ROOT creado que contiene las variables de la Tabla 3.4, y aplicando distintos conjuntos de cortes que permiten separar los Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_S^0 . Los cortes para cada uno de estos casos fueron seleccionados y optimizados para obtener la mejor señal posible teniendo en cuenta las limitaciones del método empleado. En la sección que sigue se explicara el proceso de optimización usado.

3.2.1. Selección de las variables de corte y su optimización

Lo primero que debemos de hacer para seleccionar una partícula es definir que variables físicas medibles emplearemos y por qué, después un rango en el que al menos tenga sentido físico buscar, ya sea por limitaciones de resolución de los detectores, espacio fase de medición (los detectores no cubren la totalidad del ángulo sólido) o porque las partículas buscadas tienen muy baja probabilidad

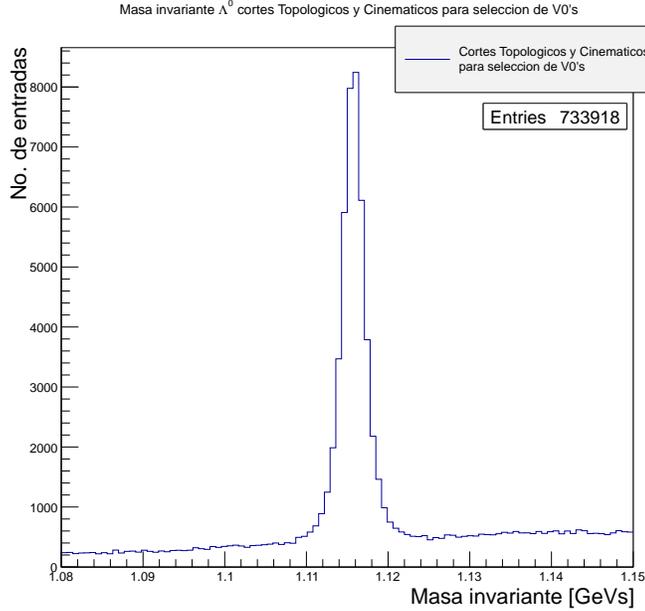


Figura 3.3: Distribución de masa invariante del Λ^0 sólo con los cortes de preselección de V0's.

de tomar ciertos valores de momento, dirección, etcétera. Dichos valores y/o rangos están basados en análisis de optimización realizados por el grupo de sabores ligeros de ALICE los cuales se muestran en la Tabla 3.5.

Una vez determinados estos rangos, se procedió con fijar todos los cortes y variar sólo uno de ellos en el rango definido en el paso anterior, haciendo la selección del V0 buscado. Para cada uno de estos valores se obtuvieron distintas distribuciones, tales como; masa invariante, Armeteros-Podolanski (histograma 2D, que relaciona el momento transversal de la partícula hija negativa con los momentos lineales de ambas hijas, se hablará de esto con mas detalle en las siguientes secciones) y momento transversal tanto de las partículas hijas como de la madre reconstruida. La distribución que utilizamos para la optimización fue la de masa invariante, para lo cual necesitamos calcular la significancia, definida como se muestra en la ecuación 3.1.

$$Sig = \frac{señal}{\sqrt{señal^2 + ruido^2}} \quad (3.1)$$

La cual puede tomar valores en el rango (0,1]. Para valores cercanos a cero quiere decir que tenemos una cantidad grande de ruido respecto a la señal buscada, y por el contrario, para valores cercanos a 1 nos dice que tenemos una cantidad de ruido muy pequeña respecto a la señal, siendo esto último lo que buscamos. La forma en que calculamos los valores de la señal y ruido de la ecuación 3.1 fue mediante dos técnicas. La primera fue mediante la integral del contenido de los bins del histograma en los rangos de valores para los cuales se considera que la mayoría es ruido y los rangos en donde hay señal de masa.

El segundo método empleado fue el de hacer un ajuste de funciones a la señal y al ruido de forma que podamos integrar estas funciones. Para esto hay que hacer el ajuste de funciones por lo que primero se optó por lo mas sencillo, una función Gaussiana para la señal y una función lineal para el ruido, pero no obtuvimos un buen ajuste para la señal de esta manera como se puede apreciar en la Fig. 3.4 (izquierda). Debido a esto se incluyó una segunda Gaussiana en el ajuste obteniendo así un mejor ajuste. En la Fig. 3.4 (derecha) se muestra la mejora de este segundo

ajuste. Una vez que obtuvimos un buen ajuste procedimos con la integración de estas funciones, separando la función lineal para el ruido de las dos Gaussianas para la señal.

Ya teniendo estos valores por medio de dos métodos distintos los comparamos entre ellos esperando valores similares mas no idénticos, los resultado obtenidos difieren al rededor del 1%, lo cual nos da confianza en lo obtenido. Viendo la poco apreciable diferencia entre los dos métodos optamos por usar el que emplea las funciones de ajuste.

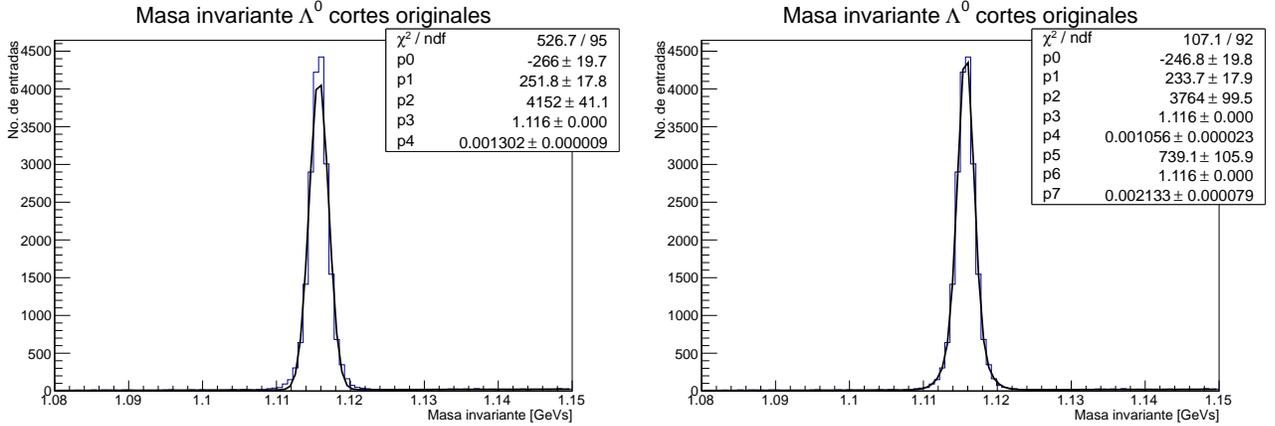


Figura 3.4: Ajuste a la distribución de masa invariante del Λ^0 por medio de una gaussiana y una función lineal (izquierda), dos gaussianas y una función lineal (derecha).

En la Tabla 3.6 se muestran los distintos valores de corte para la variable P_T de la hija negativa y la significancia obtenida del ajuste de la distribución de masa invariante del Λ^0 , número de partículas que cumplen los cortes y su valor normalizado así como el χ^2 sobre grados de libertad, en donde se puede apreciar cuál es el valor con el que se obtiene la mejor significancia y mayor número de candidatos, pues queremos tener un equilibrio entre un valor máximo de señal junto con una significancia alta y un buen ajuste ($\chi^2/N.G.L. \approx 1$), pues podríamos obtener un valor de significancia muy grande quitando la mayor parte del ruido pero también se reducirá demasiado la señal.

En la Fig. 3.5 se grafica Significancia vs valor de corte para el momento transversal de la hija negativa, aquí es fácil notar en donde se encuentra el máximo que buscamos pero aún sin tener en cuenta el valor de la señal, en la Tabla 3.6 se muestran los valores de las distribuciones anteriores junto con la señal normalizada a la unidad para poder observar el comportamiento de ambas cantidades.

Aplicando este procedimiento para las otras variables de corte que pueden ser optimizadas de la misma manera obtenemos tablas similares a la tabla 3.6 y 3.7. Finalmente obtenemos distribuciones de masa invariante más limpias, en la Fig. 3.6 se puede apreciar este proceso de selección y optimización desde sólo los cortes topológicos, topológicos más cinemáticos luego los cortes originales de selección de Λ^0 (en donde con originales se refiere a los primeros cortes [12] usados sin optimizar en este trabajo) y finalmente la distribución de masa invariante con los cortes optimizados. Siguiendo el mismo proceso se logran optimizar los cortes para la selección de K_S^0 obteniendo así la gráfica respectiva de masa invariante de ésta partícula, ver Fig. 3.7. Finalmente en la tabla 3.8 se presentan los cortes obtenidos por medio de este método para la selección de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_S^0 .

3.2.2. Distribución de Armenteros-Podolanski

Teniendo en mente lo discutido en la sección 1.1, para el caso de K_S^0 , los productos de decaimiento al ser iguales en masa ($\pi^+\pi^-$) se llevan partes iguales del momento de la madre y se

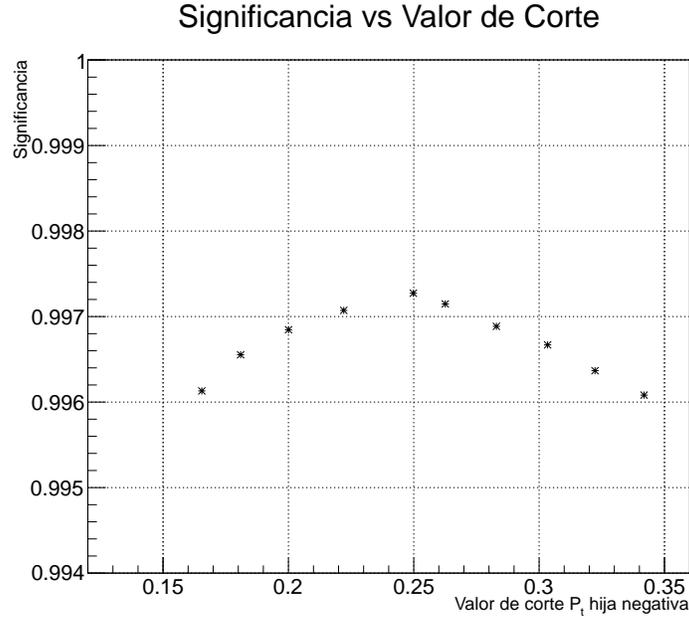


Figura 3.5: Significancia vs valor de corte para el momento transverso de la partícula hija negativa.

obtiene una distribución simétrica respecto al eje Y, mientras que para el Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) que decae en $p\pi^-$ ($\bar{p}\pi^+$), el protón (antiprotón) se lleva una fracción mas grande de momento debido a la diferencia en masas dando como resultado una distribución asimétrica, ver Fig. 3.8. La franja horizontal que se acumula en toda la parte inferior son fotones y el fondo homogéneo es ruido que es eliminado en gran medida con los cortes explicados en la sección anterior.

Una vez que se aplican los cortes de selección obtenemos distribuciones de Armenteros-Podolanski como las mostradas en las Figs. 3.9 y 3.10, en estas gráfica se muestra dicha distribución con los cortes originales para el $\bar{\Lambda}^0$ (izquierda) y Λ^0 (derecha) y K_S^0 , mientras que en las Figs. 3.11 y 3.12 se muestran las mismas distribuciones pero con los cortes de selección optimizados, en donde se puede notar cierta disminución en el ruido.

Algo importante que se debe tomar en cuenta es que en las regiones inferiores de las elipses formadas por los distintos V0's se puede apreciar que se cruzan entre ellas, provocando que en dichas zonas sea complicado separar las distintas especies lo cual induce cierto grado de error en la identificación.

3.3. Reconstrucción de jets

Para describir la topología de los eventos, ya que en una colisión, las partículas generadas pueden emerger de forma isotrópica o en distinto número de jets, se utilizó el método descrito por A. Ayala, et al. en el artículo [13].

Utilizando las variables de forma Thrust (3.2) y Recoil (3.3),

$$T \equiv \underbrace{\max}_{n_T} \frac{\sum_i |\vec{q}_{\perp,i} \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i |\vec{q}_{\perp,i}|} \quad (3.2)$$

$$R \equiv \frac{|\sum_i \vec{q}_{\perp,i}|}{\sum_i |\vec{q}_{\perp,i}|} \quad (3.3)$$

CAPÍTULO 3. RECONSTRUCCIÓN DE V0'S
3.3. RECONSTRUCCIÓN DE JETS

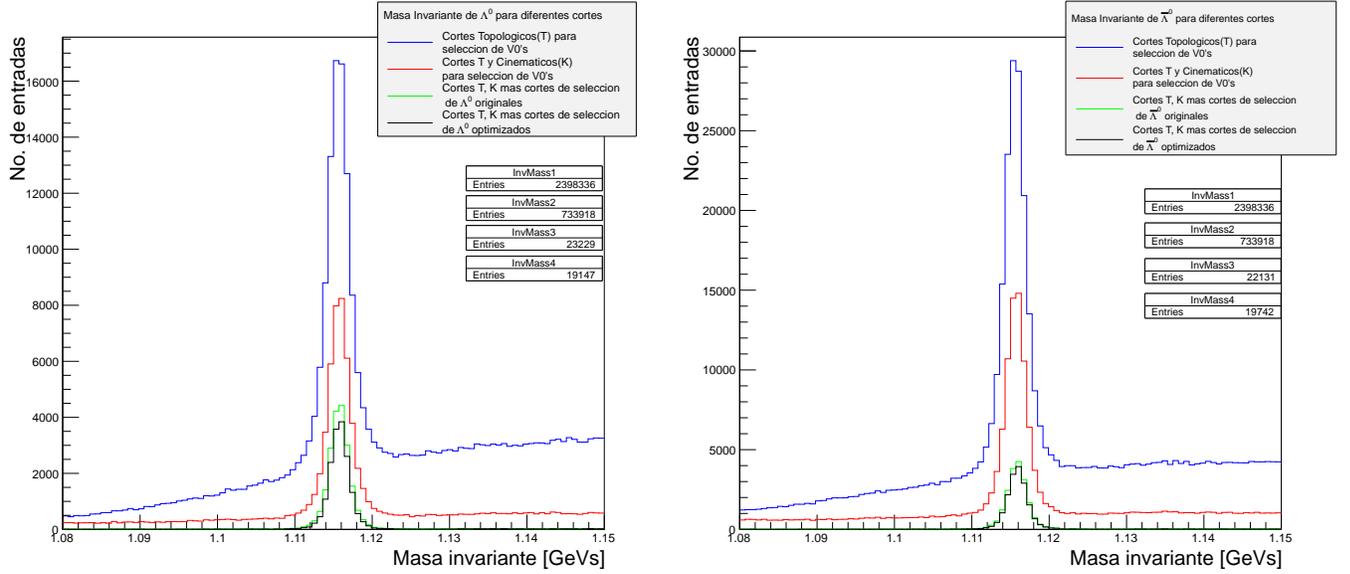


Figura 3.6: Distribuciones de masa invariante del Λ^0 (izquierda) $\bar{\Lambda}^0$ (derecha) para distinto conjunto de cortes.

en donde \vec{q}_\perp es el momento transversal al eje del haz y \vec{n}_T es la dirección tangente que maximiza el cociente, y teniendo en cuenta sólo las partículas que están dentro de la aceptación del detector se puede generar una distribución de $(1 - T)$ vs (R) en donde $(1 - T)$ es otra variable de forma llamada esfericidad. Esta nueva variable es altamente dependiente de la topología del evento. Para eventos isotrópicos la esfericidad se aproxima a $1 - 2/\pi$ ($\approx 0,36$) mientras que para eventos en los que hay jets esta variable se acerca a cero. Por otro lado la variable recoil obtiene su máximo valor igual a 1 cuando los eventos contienen un solo jet detectado en la región de aceptación del detector.

De esta forma, podemos distinguir tres regiones distintas en la distribución bidimensional mencionada. En la Fig. 3.13 se pueden apreciar estas tres regiones, A, B y C, que corresponden a:

- (A) Los valores cercanos a cero de R y $(1-T)$, corresponde a eventos con dos jets \rightarrow **Eventos clase II**.
- (B) Para los valores grandes de R y pequeños de $(1-T)$ nos encontramos eventos con un sólo jet, estando el segundo jet fuera de la aceptación del detector \rightarrow **Eventos clase I**.
- (C) Para valores grandes de $(1-T)$ hallamos los eventos mas isotrópicos \rightarrow **Eventos clase III**.

Para poder obtener mejores resultados, en especial en los casos de eventos isotrópicos se pide que los eventos analizados tengan multiplicidad ≥ 3 . Las regiones A, B y C no son exactas por lo que se variaron los límites inferiores y superiores para estudiar que tanto cambia la cantidad de eventos en cada una de ellas.

En la Tabla 3.9 se muestran los límites de cada región con los valores iniciales y dichas variaciones, en donde se optó por mover los límites una fracción de la longitud total del rango original que fuera representativa pero sin deformar las regiones demasiado. Aquí podemos apreciar el cambio que representan estas variaciones en los cortes, sin embargo para este trabajo usamos los valores originales ya que éstos han sido optimizados en [14].

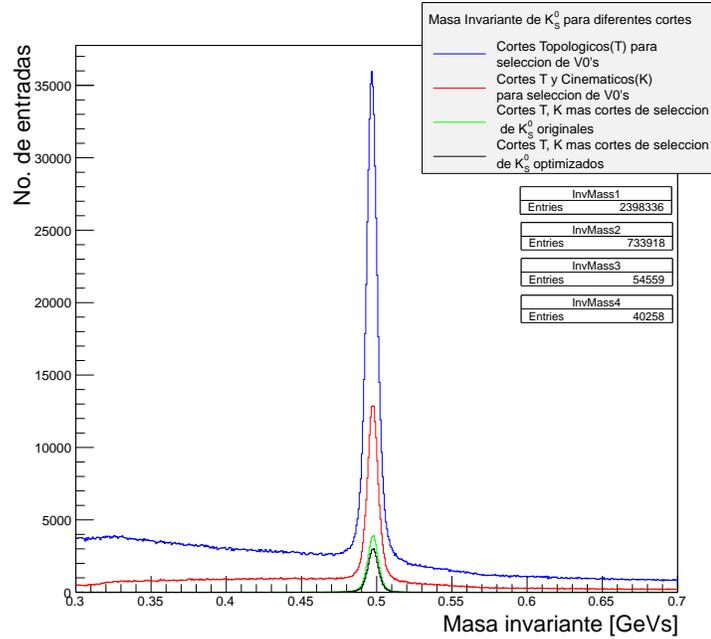


Figura 3.7: Distribuciones de masa invariante del K_S^0 para distinto conjunto de cortes.

Una vez que tenemos estas regiones identificadas procedemos nuevamente con la búsqueda de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_S^0 pero ahora especificando si provinieron de eventos con uno jet (Eventos clase I), dos jets (Eventos clase II) ó eventos isotrópicos (Eventos clase III). Esto nos permite saber la concentración de partículas con extrañeza en este tipo de eventos específicos. Los puntos que se tomaron en cuenta fueron en primer lugar, seleccionar sólo partículas primarias, es decir, las que provienen directamente del punto de interacción y no de decaimientos de estas. Además, para el caso de datos MC se tienen distribuciones sobre todo el espacio, pero debido a que los detectores del experimento ALICE no cubren la totalidad del ángulo sólido se deben seleccionar sólo aquellas partículas que pasen a través de la aceptación del detector o detectores usados, así como rechazar aquellas partículas que tengan momento transverso demasiado pequeño como para tener una lectura confiable. Una vez hecho esto se procede a calcular las variables de forma con las fórmulas 3.2 y 3.3.

3.4. Algoritmo de cono

En la sección anterior explicamos como separar eventos dependiendo del número de jets que contenga a partir de las variables de forma. Ahora procederemos a reconstruir los jets en si mismos, esto lo realizamos por medio de un método llamada “Algoritmo de cono” el cual asume que las partículas de un jet emergen formando un cono aproximadamente circular. El procedimiento consiste primero en determinar la partícula líder del evento, asumiendo que ésta da origen al jet principal del evento, ya sea que es un evento con un sólo jet o más jets. Después las direcciones ϕ y η de todas las partículas son comparadas con la partícula líder y así saber si están cerca o no. Para definir la región del espacio en la que se encuentra el jet se pide que las partículas no se encuentren más allá de un radio = 0,4, es decir:

Armenteros-Podolanski Seleccion de V0's

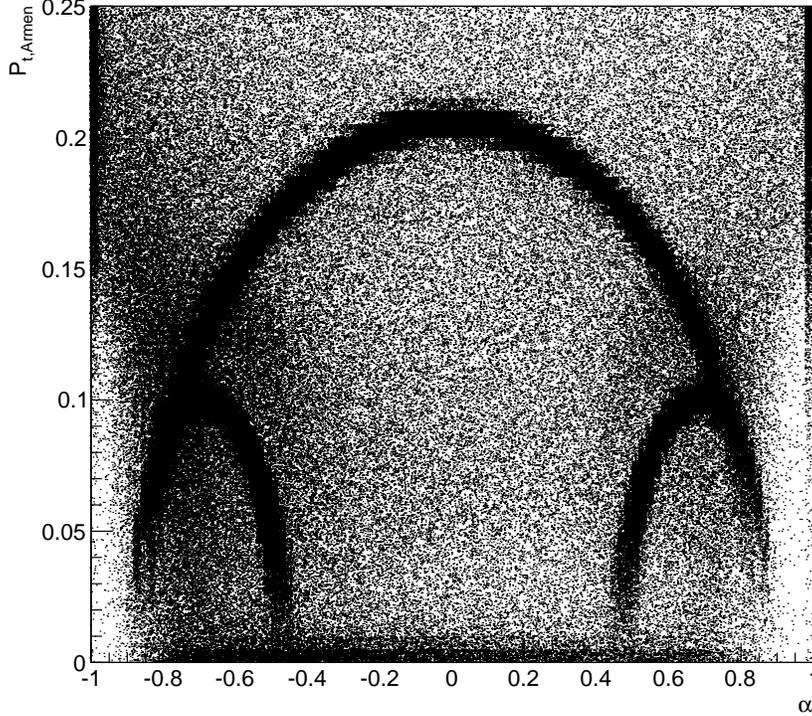


Figura 3.8: Distribución Armenteros-Podolanski en donde se pueden apreciar los Λ^0 curva cóncava hacia abajo en el sector inferior derecho, $\bar{\Lambda}^0$ en la curva similar a la anterior pero en el sector inferior izquierdo y K_s^0 simétricamente distribuidos y solapados en los extremos inferiores con las dos curvas anteriores. También podemos observar la gran cantidad de ruido sobre todo el plano.

$$R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \leq 0,4 \quad (3.4)$$

en donde $\Delta\phi = \phi_{lider} - \phi_n$ y $\Delta\eta = \eta_{lider} - \eta_n$ son las diferencias entre la dirección en ϕ (η) de la partícula líder y la partícula n-esima del evento. De esta forma determinamos el jet principal del evento, pero sólo se ha hallado un jet, incluso para eventos con mas de un jet. Para reconstruir los jets faltantes, si es el caso, se procede a repetir el algoritmo anterior suprimiendo del análisis todas aquellas partículas que determinamos pertenecen al jet principal. De esta forma se puede repetir cuantas veces sea necesario el algoritmo con el objetivo de reconstruir todos los jets del evento. En la Fig. 3.14 se muestra la distribución espacial $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ de forma que podemos apreciar el frente de los conos jets, para poder distinguir las estructuras hemos graficado sólo aquellas partículas con $P_t \geq 1$ y que provengan de eventos en los cuales la partícula líder posee $P_t \geq 1$. En esta distribución se puede ver claramente los jets principales y a 180° en ϕ de éstos se nota una pequeña concentración perteneciente a los jets secundarios.

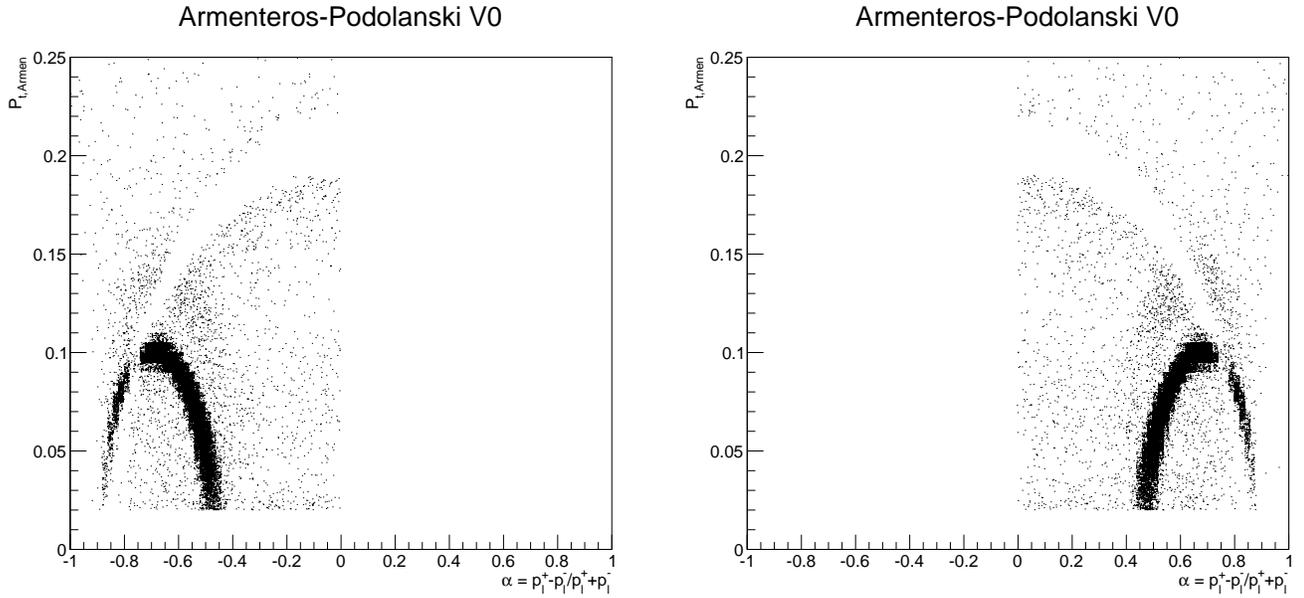


Figura 3.9: Distribución Armenteros-Podolanski en donde se pueden apreciar los $\bar{\Lambda}^0$ (izquierda) y Λ^0 (derecha) seleccionados mediante los cortes originales. De todos los V0's que había en la preselección quedan 3.0% y 3.1% respectivamente.

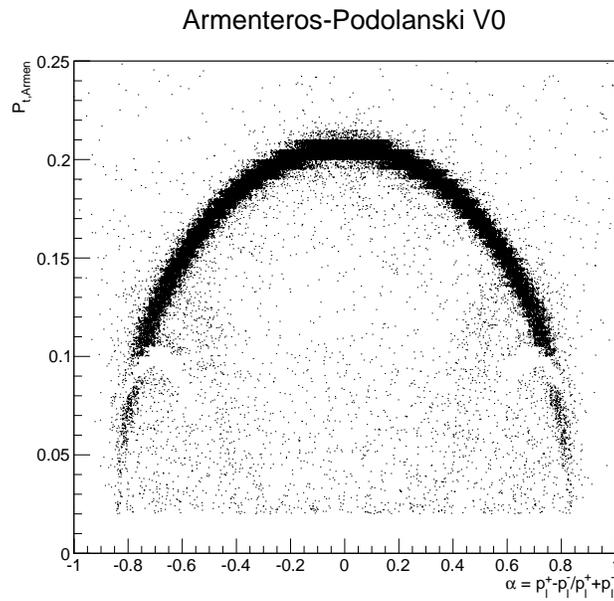


Figura 3.10: Distribución Armenteros-Podolanski en donde se pueden apreciar los K_S^0 seleccionados mediante los cortes originales. De todos los V0's que había en la preselección quedan 7.4% .

CAPÍTULO 3. RECONSTRUCCIÓN DE V0'S
3.4. ALGORITMO DE CONO

Tabla 3.4: Variables guardadas para su análisis local.

Variable	Nombre de la variable en el árbol
Masa invariante del V0	cInvMassV0
Rapidity del V0	cRapV0
Longitud de decaimiento del V0	cDecaylengthV0
Momento (P_x, P_y, P_z) , hija positiva	ctPDAughterV0[i]
Momento (P_x, P_y, P_z) hija negativa	ctNDAughterV0[i]
Momento (P_x, P_y, P_z)	ctMotherV0[i]
Momento transverso Armenteros	cPtArmV0
Mínima distancia entre la traza de la hija positiva y el vértice primario	cDCAPosToPrimVertex
Mínima distancia entre la traza de la hija negativa y el vértice primario	cDCANegToPrimVertex
Mínima distancia entre las trazas de las partículas hijas	cDCAV0Daughters
Coseno del ángulo entre el vértice primario y el vértice de decaimiento del V0	cV0CosineOfPointingAngle
Distancia en el plano XY entre el origen del sistema coordinado del experimento y el punto de decaimiento	cV0Radius
Parámetro α Armenteros	cAlphaV0
Rapidity Lambda (con hipótesis de masa)	cRapLambda
Masa invariante para K_S^0 (con hipótesis de masa)	cInvMassK0s
Masa invariante para Λ^0 (con hipótesis de masa)	cInvMassLambda
Masa invariante para Λ^0 (con hipótesis de masa)	cInvMassAntiLambda
Boleanos dependientes del momento del V0	isLambda, isLambdaBar, isK0s
Boleano para saber si fue reconstruido "durante vuelo" en el tracking	cOnFlyStatus
Valor de χ^2	cChi2V0

CAPÍTULO 3. RECONSTRUCCIÓN DE V0'S
3.4. ALGORITMO DE CONO

Tabla 3.5: Variables de corte y los rangos de posibles valores

Variable de corte	Rango de valores que puede tomar
Momento transverso hija positiva [GeV _s]	0.0 - 3.0
Momento transverso hija negativa [GeV _s]	0.0 - 3.0
Momento transverso Armenteros-Podolanski [GeV _s]	0.0 - 0.8
Mínima distancia entre traza hija positiva y vértice primario [cm]	0.0 - 5.0
Mínima distancia entre traza hija negativa y vértice primario [cm]	0.0 - 5.0
Mínima distancia entre traza de las hijas [cm]	0.0 - 1.5
Coseno del ángulo entre el punto de interacción y el vértice de decaimiento	0.9 - 1.0
Distancia entre el vértice primario y el vértice de decaimineto [cm]	Mayor que 0.0 y menor que 50.0
Masa invariante K_s^0 (separación por masa de V0's) [GeV _s]	M.I. < 0,473, M.I. > 0,522
Masa invariante Λ^0 (separación por masa de V0's) [GeV _s]	M.I. < 1,11 M.I. > 1,12
Masa invariante Λ^0 (separación por masa de V0's) [GeV _s]	M.I. < 1,11 M.I. > 1,12
Alpha Armenteros-Podolanski	$0.0 < \alpha_{Arme}$
Rapidity del Λ^0	$-0,7 < RapLambda < 0,7$
isLambda(isK0s)	TRUE
onFlyStatus	TRUE

Tabla 3.6: Optimización de la variable P_T de la partícula hija negativa (pión) del Λ^0 .

Valor de corte para P_T hija negativa	Significancia	Número de Λ^0	Número de Λ^0 normalizado a 23992	$\chi^2/N.G.L.$
0.16	0.996134	23992	1	112.826/92 = 1.226
0.18	0.996551	23229	0.9681	107.058/92 = 1.1636
0.20	0.996845	22217	0.9260	106.771/92 = 1.160
0.22	0.997077	21033	0.8766	103.838/92 = 1.128
0.24	0.997276	19577	0.8159	120.134/91 = 1.320
0.26	0.997146	17915	0.7467	114.886/90 = 1.276
0.28	0.996885	16010	0.6673	217.386/89 = 2.442
0.30	0.996666	13968	0.5821	194.926/87 = 2.240
0.32	0.99637	12123	0.5052	184.202/85 = 2.167
0.34	0.99608	10516	0.4383	167.699/85 = 1.972

CAPÍTULO 3. RECONSTRUCCIÓN DE V0'S
3.4. ALGORITMO DE CONO

Tabla 3.7: Optimización de la variable P_T de la partícula hija positiva (protón) del Λ^0 .

Valor de corte para P_T hija positiva	Significancia	Número de Λ^0	Número de Λ^0 normalizado a 23236	$\chi^2/N.G.L.$
0.15	0.996551	23236	1	107.058/92 = 1.163
0.30	0.996551	23236	1	107.058/92 = 1.163
0.45	0.996551	23236	1	107.058/92 = 1.163
0.60	0.996551	23195	0.9982	107.058/92 = 1.163
0.75	0.996627	22799	0.9811	110.027/92 = 1.195
0.90	0.996435	19679	0.8469	111.204/92 = 1.208
1.05	0.99607	15866	0.6828	111.381/92 = 1.210
1.20	0.995626	12443	0.5355	98.7397/92 = 1.073
1.35	0.995151	9600	0.4131	93.2909/92 = 1.014
1.50	0.994864	7430	0.3197	90.5304/91 = 0.994

Tabla 3.8: Variables de corte y su valor para selección de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_S^0 .

Variable de corte	Valor Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$)	Valor K_S^0
Momento transverso hija positiva [GeV's]	> 0,75 (> 0,22)	> 0,36
Momento transverso hija negativa [GeV's]	> 0,22 (> 0,75)	> 0,36
Momento transverso Armenteros-Podolanski [GeV's]	> 0,02	> 0,02
Mínima distancia entre traza hija positiva y vértice primario [cm]	> 0,05	> 0,036
Mínima distancia entre traza hija negativa y vértice primario [cm]	> 0,15	> 0,036
Mínima distancia entre traza de las hijas [cm]	< 0,3	< 0,3
Coseno del ángulo entre el punto de interacción y el vértice de decaimiento	> 0,998	> 0,998
Distancia entre el vértice primario y el vértice de decaimiento [cm]	> 1,0 < 30,0	> 1,0 < 40,0
Masa invariante K_S^0 (separación por masa de V0's) [GeV's]	M.I. < 0,473 M.I. > 0,522	-
Masa invariante Λ^0 (separación por masa de V0's) [GeV's]	-	M.I. < 1,11 M.I. > 1,12
Masa invariante $\bar{\Lambda}^0$ (separación por masa de V0's) [GeV's]	-	M.I. < 1,11 M.I. > 1,12
Alpha Armenteros-Podolanski	0.0 < α_{Arme}	-
Rapidity del Λ^0	-0,7 < $RapLambda$ < 0,7	-0,3 < $RapLambda$ < 0,3
isLambda	TRUE	-
isK0s	-	TRUE
onFlyStatus	TRUE	TRUE

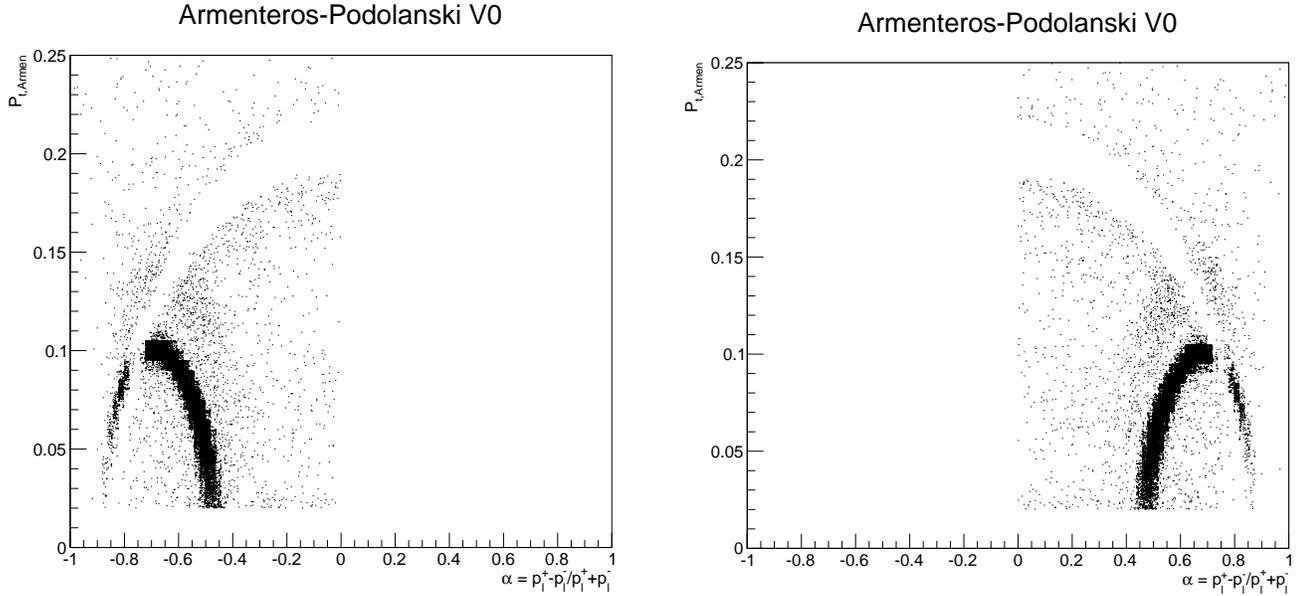


Figura 3.11: Distribución Armenteros-Podolanski en donde se pueden apreciar los $\bar{\Lambda}^0$ (izquierda) y Λ^0 (derecha) seleccionados mediante los cortes optimizados. De todos los V0's que había en la preselección, ahora nos quedamos con el 2.7% y 2.8% respectivamente. En esta distribución se nota respecto a la de los cortes originales cierta disminución en el ruido.

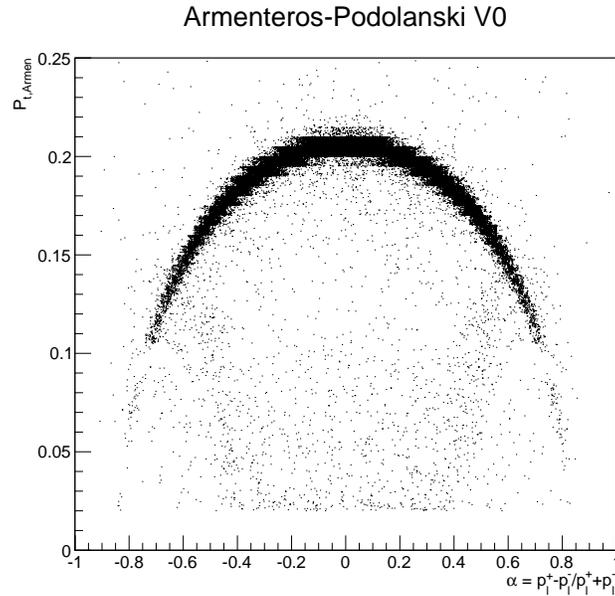


Figura 3.12: Distribución Armenteros-Podolanski en donde se pueden apreciar los K_S^0 seleccionados mediante los cortes optimizados. De todos los V0's que había en la preselección quedan 5.5% .

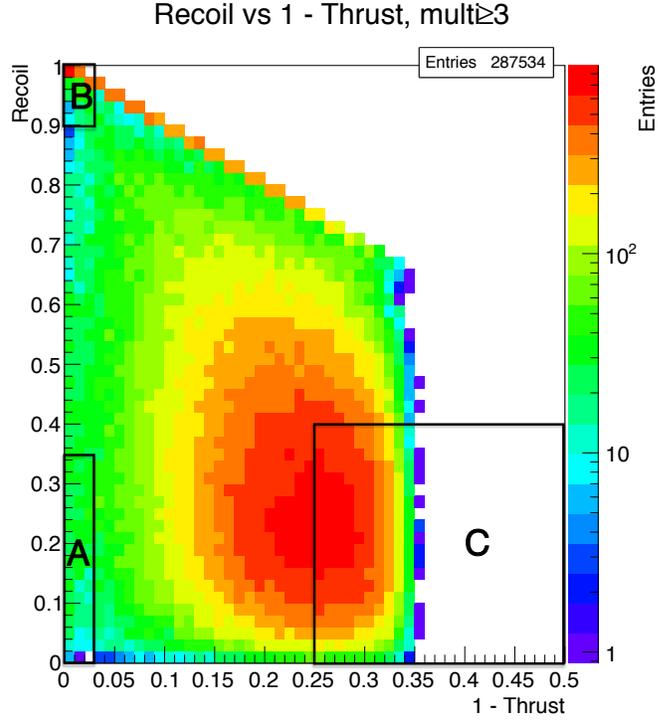


Figura 3.13: R vs $1 - T$, colisiones pp a $\sqrt{s} = 7 TeV$, solo eventos con multiplicidad ≥ 3 . Se delimitan tres regiones que contienen eventos en donde, A: contienen dos Jets, B: contienen un Jet (el segundo jet está fuera de aceptación) y C: es isotrópico.

Tabla 3.9: Regiones en la distribución R vs $(1 - T)$ para selección de eventos con jets o isotrópicos para datos reales. El tamaño de la muestra es de 287534 eventos con multiplicidad ≥ 3 .

Rango en Recoil	Rango en $(1 - T)$	No. Eventos	Porcentaje respecto a valores centrales	Porcentaje respecto a eventos totales
Un jet (Eventos clase I)				
$0.92 < R$	$(1 - T) < 0.02$	1447	24.59 % menos	0.50 %
$0.9 < R$	$(1 - T) < 0.03$	1919	Valor central	0.66 %
$0.88 < R$	$(1 - T) < 0.04$	2368	23.39 % mas	0.82 %
Dos jets (Eventos clase II)				
$R < 0.33$	$(1 - T) < 0.02$	10044	4.47 % menos	3.49 %
$R < 0.35$	$(1 - T) < 0.03$	10514	Valor central	3.65 %
$R < 0.37$	$(1 - T) < 0.04$	11163	6.17 % mas	3.88 %
Isotrópicos (Eventos clase III)				
$R < 0.38$	$0.26 < (1 - T)$	58585	19.27 % menos	20.37 %
$R < 0.4$	$0.25 < (1 - T)$	72573	Valor central	25.23 %
$R < 0.42$	$0.24 < (1 - T)$	87272	20.25 % mas	30.35 %

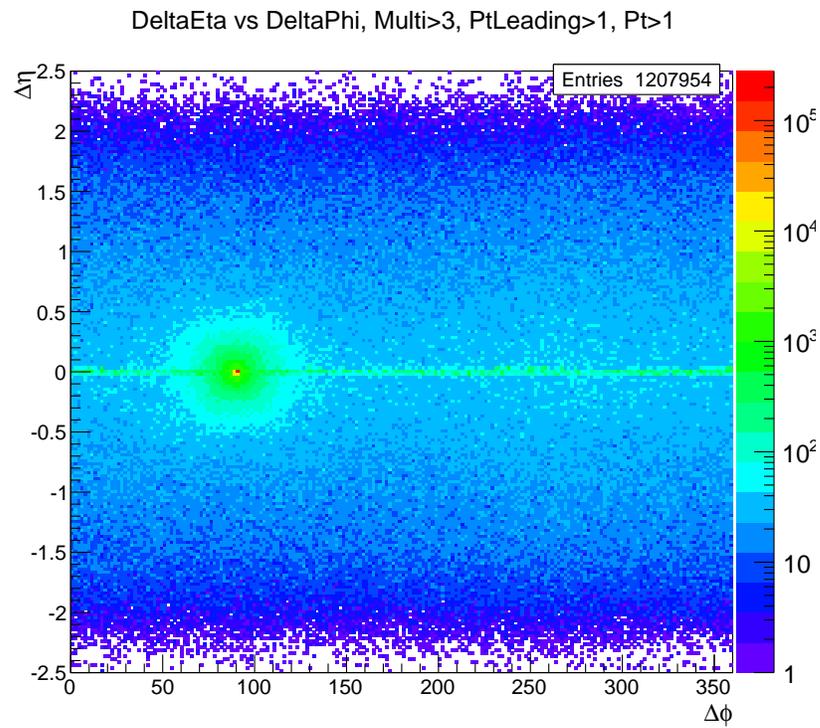


Figura 3.14: Distribución $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ para partículas con $P_t \geq 1$.

Capítulo 4

Datos Monte Carlo

Una vez determinados los valores de las variables de corte y el proceso que seguiremos para la selección de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_S^0 , así como el método para separar los eventos con distinta topografía, procedemos a usarlo con muestras de datos más grandes.

En este capítulo se discutirán los resultados concernientes al análisis de datos de simulación Monte Carlo. Las corridas analizadas pertenecen al periodo LHC12d4c las cuales son simulación protón-protón a 7 TeV en el centro de masa, con una distribución plana (Pythia flat). En particular fueron las corridas:

126408, 126404, 126284, 125855, 125097, 125085, 120829, 120825, 120741, 120504.

En total se tienen 30,758,500 eventos en crudo con un tamaño de 12.84 Terabytes.

Algunas de las ventajas de los datos Monte Carlo es que desde el principio se decide que partículas se quieren producir en la colisión, es decir, se pueden suprimir procesos que no nos interesan para aligerar la carga en las computadoras además que todos los productos generados son etiquetados convenientemente, por lo cual podemos después de usar el sistema de selección de partículas mencionado en el capítulo anterior, pedir el PDG (Particle Data Group) de la partícula. El PDG es un número de identificación que se le ha asignado a las partículas. De esta manera podemos saber que tan buena es nuestra selección y darnos una idea del error que podemos esperar al realizar el mismo proceso sobre datos del experimento, en donde, no se cuenta con dicho etiquetado.

4.1. Clasificación topológica de eventos

Las variables de forma presentadas en el capítulo anterior son empleadas aquí para realizar la selección de eventos con distinto número de jets, para lo cual primero construimos el histograma de Recoil vs 1-Thrust, siendo este el mostrado en la figura 4.1 para el cual sólo usamos eventos con multiplicidad ≥ 3 .

Así como se mostró anteriormente la variación en el número de eventos dependiendo del valor de los cortes para las regiones en la distribución de Recoil vs 1-Thrust, en la tabla 4.1 se presenta dicha variación con la muestra completa de datos Monte Carlo.

En este trabajo utilizaremos los valores originales presentados en el artículo [13] para la selección de dichas regiones. Una vez identificados los eventos procedemos a seleccionar los Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_S^0 de la forma descrita en el capítulo anterior, para cada una de las distintas regiones de jets. Esto con el propósito de encontrar la relación que hay entre la producción de cada una de estas partículas en las colisiones de protón-protón a 7 TeV en el centro de masa con la finalidad de observar si existe algún equilibrio entre ellas.

En la parte superior de la tabla 4.2 se muestra el conteo de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_S^0 para las distintas regiones de jets, en donde las cantidades se encuentran normalizadas al número de partículas de cada

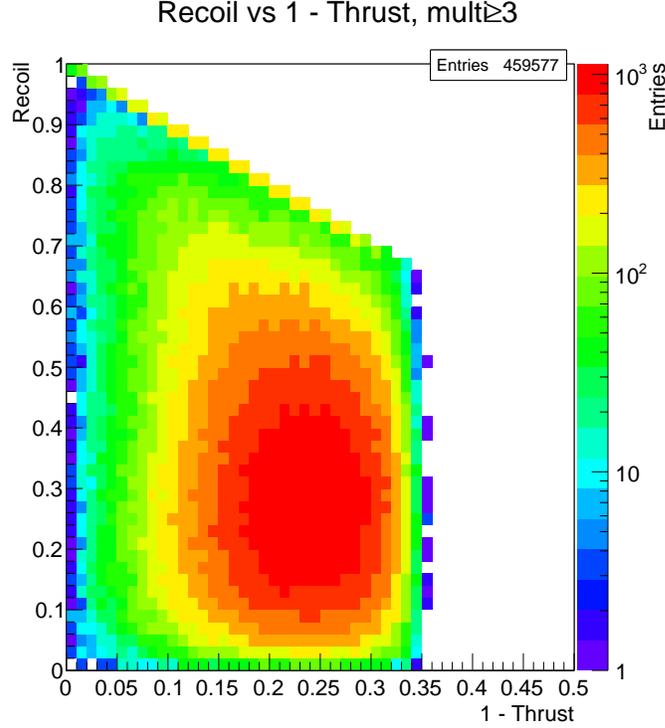


Figura 4.1: Distribución dos dimensional de las variables de forma R contra (1-T) para la totalidad de eventos seleccionados.

especie halladas en la totalidad de los eventos. A continuación procedemos con la reconstrucción de jets para observar cuantas de estas partículas se encuentran dentro de ellos.

4.1.1. Conos Jets

Ya que tenemos seleccionados los eventos por distinto número de jets procedemos a la identificación de los jets por medio del algoritmo de cono para hacer la reconstrucción de V0s dentro de ellos. Esto se realiza como se ha detallado en el capítulo 3. En la figura 4.2 podemos observar dos distribuciones $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$, la que se encuentra en la posición izquierda incluye todas las partículas de eventos con multiplicidad \geq 3 y $P_t \geq 1$ tanto para la partícula líder como para las demás. La distribución de la derecha es de igual manera para multiplicidad \geq 3 pero con $P_{t,líder} \geq 3$ y $P_t \geq 2$, incluimos estas dos distribuciones con el objetivo de observar las estructuras de manera mas definida encontrando que el segundo jet se observa solo si quitamos las partículas de muy bajo momento, podríamos decir que es un jet de baja energía. La figura 4.3 muestra las mismas dos distribuciones que en la figura 4.2 pero en 3D con lo que podemos observar que la estructura del segundo jet no es notoria respecto al jet principal.

De esta forma seleccionamos las partículas que se encuentran dentro de cierta región $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ y procedemos con su identificación. En la parte inferior de la tabla 4.2 se muestran las cantidades de cada V0s buscado dentro de los jets en los eventos clase I y clase II, hallando que la cantidad de Λ^0 's y $\bar{\Lambda}^0$'s presentan semejanza, lo cual nos indica la presencia de una conservación local de la extrañeza en los jets, tanto para eventos clase I como para eventos clase II.

CAPÍTULO 4. DATOS MONTE CARLO
4.2. ASOCIACIÓN MONTE CARLO

Tabla 4.1: Regiones en la distribución R vs $(1-T)$ para selección de eventos con jets o isotrópicos para datos MC. El tamaño de la muestra es de 459577 eventos con multiplicidad ≥ 3 .

Rango en Recoil	Rango en $(1-T)$	No. Eventos	Porcentaje respecto a valores centrales	Porcentaje respecto a eventos totales
Un jet (Eventos clase I)				
$0.92 < R$	$(1 - T) < 0.02$	121	47.84 % menos	0.026 %
$0.9 < R$	$(1 - T) < 0.03$	232	Valor central	0.050 %
$0.88 < R$	$(1 - T) < 0.04$	402	73.27 % mas	0.087 %
Dos jets (Eventos clase II)				
$R < 0.33$	$(1 - T) < 0.02$	36418	0.88 % menos	7.92 %
$R < 0.35$	$(1 - T) < 0.03$	36745	Valor central	7.99 %
$R < 0.37$	$(1 - T) < 0.04$	37309	1.53 % mas	8.11 %
Isotrópicos (Eventos clase III)				
$R < 0.38$	$0.26 < (1 - T)$	77368	20.96 % menos	16.83 %
$R < 0.4$	$0.25 < (1 - T)$	97885	Valor central	21.29 %
$R < 0.42$	$0.24 < (1 - T)$	120380	22.98 % mas	26.19 %

4.2. Asociación Monte Carlo

Como se mencionó al principio de este capítulo existe una etiqueta en cada partícula generada por medio del simulador Pythia con la que podemos saber si lo que catalogamos por medio del análisis como un $V0$ es en realidad el $V0$ que estamos diciendo. A este proceso se le conoce como "Asociación Monte Carlo". En la Tabla 4.3 se muestra cuantos de cada uno de los $V0$'s seleccionados son en realidad el $V0$ que se dice, y se puede notar que al preferir tener una señal más limpia sobre una señal mucho más grande obtenemos una precisión de selección razonablemente buena. El porcentaje complementario que corresponde a la mal-identificación se puede extrapolar al caso de los datos reales para darnos una idea de la magnitud en que influenciará en el error.

CAPÍTULO 4. DATOS MONTE CARLO
4.2. ASOCIACIÓN MONTE CARLO

Tabla 4.2: De un total de $1,75232 \times 10^{07}$ candidatos a $V0$'s se obtuvieron las cantidades de partículas especificadas en esta tabla. En donde cada columna está normalizada a su respectivo máximo en todos los eventos.

	Tipo de evento	Número de Λ^0 Normalizado a 210155	Número de $\bar{\Lambda}^0$ Normalizado a 194431	Número de K_S^0 Normalizado a 713541
Eventos	Todos los eventos	210155 (100 %)	194431 (100 %)	713541 (100 %)
	Clase I	179 (0.08 %)	165 (0.08 %)	564 (0.08 %)
	Clase II	18066 (8.59 %)	16163 (8.31 %)	63653 (8.92 %)
	Clase III	40996 (19.50 %)	37953 (19.52 %)	138262 (19.37 %)
Conteo dentro de conos jets				
Conos Jets	Todos los eventos	25629 (12.19 %)	24493 (12.59 %)	76182 (10.67 %)
	Clase I	44 (0.02 %)	46 (0.02 %)	95 (0.01 %)
	Clase II (Jet Líder)	804 (0.38 %)	739 (0.38 %)	2643 (0.37 %)
	Clase II (Jet SubLíder)	819 (0.39 %)	774 (0.40 %)	2643 (0.37 %)

Tabla 4.3: Porcentajes de verdaderos $V0$'s por medio de asociación Monte Carlo.

Λ^0 's verdaderas	$\bar{\Lambda}^0$ verdaderas	K_S^0 verdaderos
91.16 %	89.87 %	97.14 %

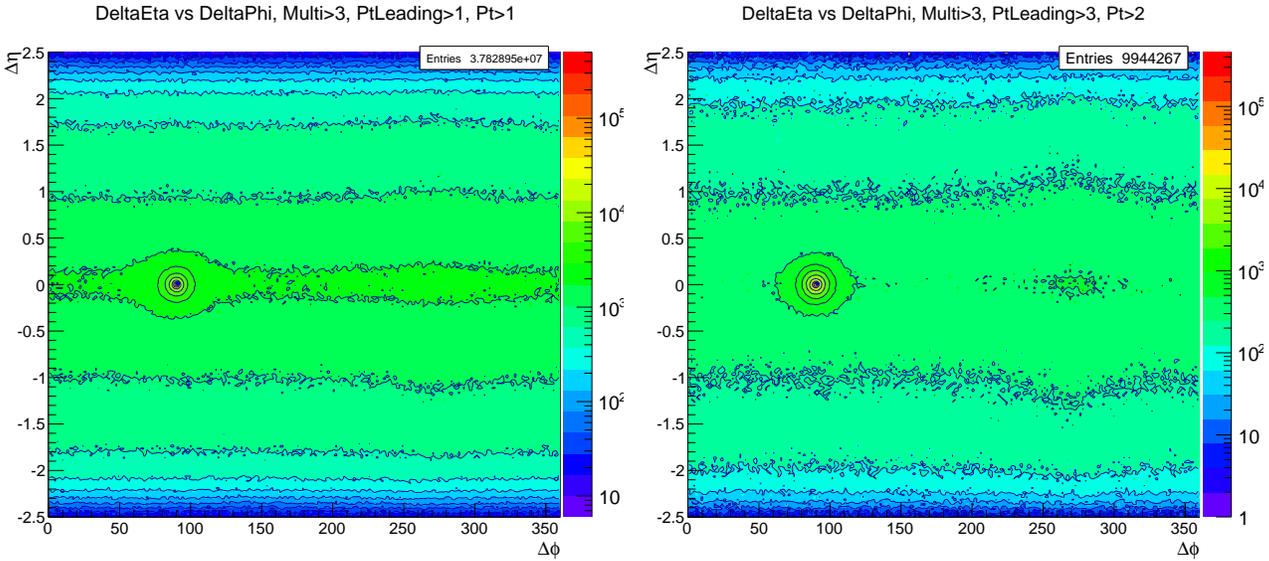


Figura 4.2: Distribuciones $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ para distintos cortes en momento transverso.

CAPÍTULO 4. DATOS MONTE CARLO
4.2. ASOCIACIÓN MONTE CARLO

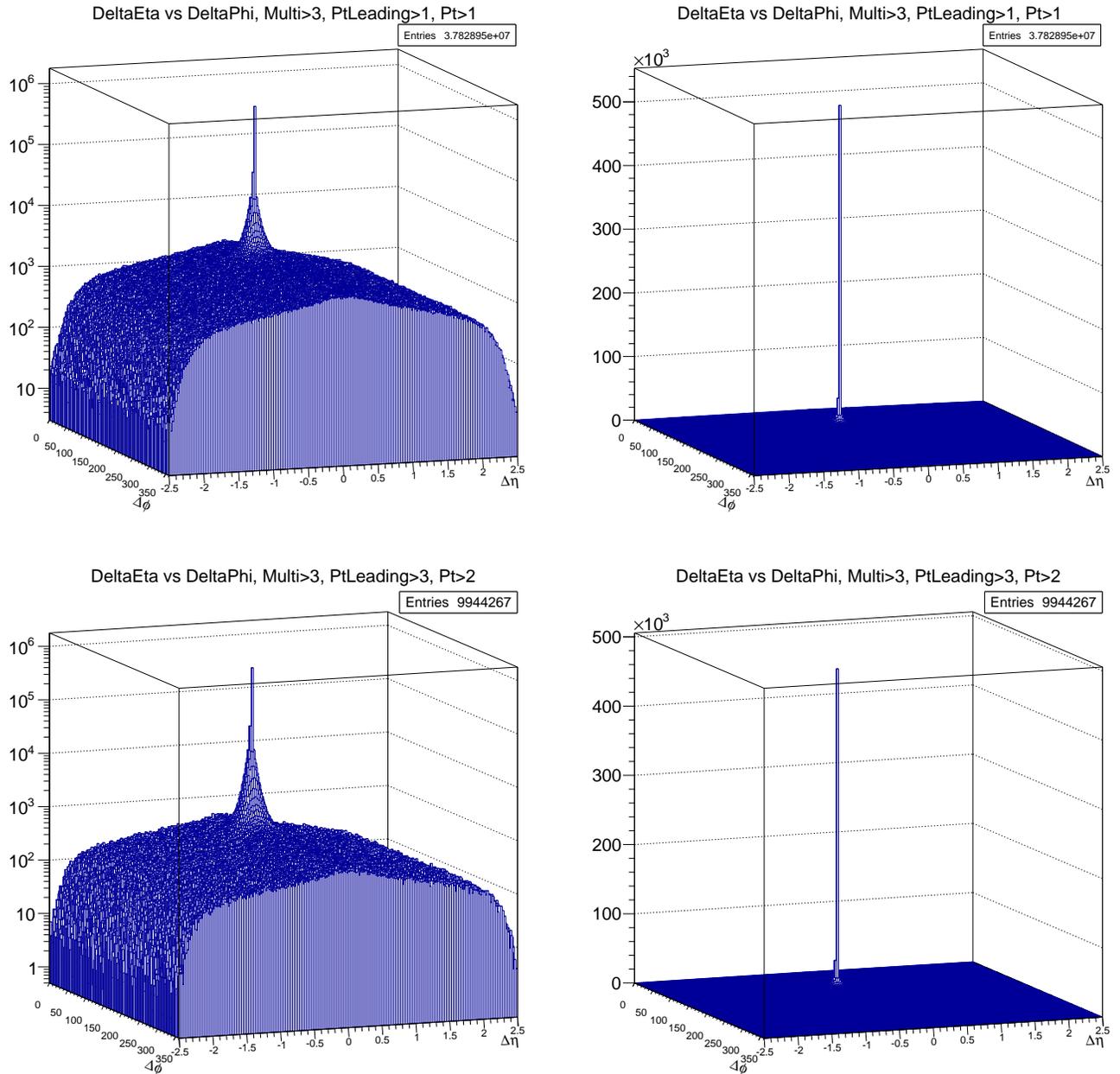


Figura 4.3: Distribuciones $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ en 3D para distintos cortes en momento transverso. A la izquierda el eje Z (el número de entradas) en escala logarítmica, a la derecha en escala lineal.

Capítulo 5

Datos Experimentales

Los datos usados en este trabajo pertenecen al periodo LHC10b pass 3, correspondientes a colisiones protón-protón a 7 TeV , en concreto fueron las corridas listadas a continuación:

115186, 115193, 115393, 115401, 115414, 116102, 116288, 116402, 116403, 116562, 116571, 116574, 116643, 116645, 117048, 117050, 117052, 117053, 117059, 117060, 117063, 117092, 117099, 117109, 117112, 117116, 117220, 117222.

Los cuales suman un total de 29 millones de eventos con un tamaño de 16 Terabytes en “crudo” o lo que se llama “Raw data” información extraída del LogBook de ALICE en donde se encuentran las estadísticas de las corridas y todas sus características de trigger, detectores activados, etcétera. De todos estos eventos terminaremos con cerca del 8.3% de ellos al pasar por los filtros ya mencionados, con lo que nos quedamos solo con los que tienen información de nuestro interés.

5.1. Clasificación topológica de eventos

Ahora volvemos a realizar el procedimiento de selección por medio de las variables de forma, para el caso de datos del experimento obtuvimos el histograma superior izquierdo 5.1, en donde nuevamente sólo se consideran eventos con multiplicidad ≥ 3 para poder usar las variables de forma en la clasificación de los eventos. Podemos observar que la distribución es bastante similar a la obtenida con eventos de simulación MC, sin embargo notamos una mayor concentración de eventos en los costados izquierdo y derecho que repercutirá en un mayor número de eventos con jets siendo que estas zonas son en donde se encuentran dichos eventos.

La distribución de la superior derecha en la figura 5.1 se incluye con el propósito resaltar una línea con mayor concentración de eventos que va del extremo inferior izquierdo pasando por el centro para desvanecerse. Esta línea corresponde a los eventos en que el momento transversal de las partículas líder son compensadas por el momento transversal de otras pocas partículas, siendo los eventos con dos partículas que emergen en sentidos opuestos las que predominan dicha región. Debido a que uno de los requisitos fue multiplicidad ≥ 3 dicha línea no es muy prominente por lo que se incluyen las dos distribuciones inferiores en figura 5.1 en donde se presentan las mismas distribuciones para eventos con multiplicidad ≥ 1 con el propósito de resaltar este fenómeno.

Esta línea es discutida con detalle en [15], en donde hace un análisis de eventos con sólo dos partículas notando que cuando la partícula con mayor momento transversal (líder) es compensada por la segunda partícula (asociada) emergiendo en sentido opuesto, la dependencia de la variable recoil se puede expresar de la forma

$$R = \sqrt{\frac{2(1 + \alpha^2)}{(1 + \alpha)^2} - T^2} \quad (5.1)$$

CAPÍTULO 5. DATOS EXPERIMENTALES
5.1. CLASIFICACIÓN TOPOLÓGICA DE EVENTOS

Tabla 5.1: Regiones en la distribución R vs $(1-T)$ para selección de eventos con jets o isotrópicos para datos reales. El tamaño de la muestra es de $2,40686 \times 10^6$ eventos con multiplicidad ≥ 3 .

Rango en Recoil	Rango en $(1-T)$	No. Eventos	Porcentaje respecto a valores centrales	Porcentaje respecto a eventos totales
Un jet (Eventos clase I)				
$0.92 < R$	$(1 - T) < 0.02$	9805	26.04 % menos	0.40 %
$0.9 < R$	$(1 - T) < 0.03$	13257	Valor central	0.55 %
$0.88 < R$	$(1 - T) < 0.04$	16553	24.86 % mas	0.68 %
Dos jets (Eventos clase II)				
$R < 0.33$	$(1 - T) < 0.02$	60603	5.04 % menos	2.51 %
$R < 0.35$	$(1 - T) < 0.03$	63824	Valor central	2.65 %
$R < 0.37$	$(1 - T) < 0.04$	68232	6.90 % mas	2.83 %
Isotrópicos (Eventos clase III)				
$R < 0.38$	$0.26 < (1 - T)$	526958	18.95 % menos	21.84 %
$R < 0.4$	$0.25 < (1 - T)$	650214	Valor central	27.01 %
$R < 0.42$	$0.24 < (1 - T)$	778681	19.75 % mas	32.35 %

En donde $\alpha = p_T^l/p_T^a$, siendo p_T^l el momento transverso de la partícula líder y p_T^a el momento transverso de la partícula asociada. Siendo la línea de la gráfica mostrada el caso cuando $\alpha = 1$, es decir, el momento de la partícula asociada es muy cercano al de la partícula líder. En nuestro caso no solo tenemos eventos con dos partículas, en general tenemos muchas más, pero siguiendo la misma línea podemos pensar que el momento transverso de la partícula líder del evento esta siendo compensado por una o mas partículas que emergen en sentido opuesto a ésta.

Continuando con la selección de eventos, podemos ver en la tabla 5.1 la cantidad de eventos seleccionados en cada una de las regiones y sus variaciones en donde observamos nuevamente los cambios que hay en estos números, permitiéndonos inferir un error dentro de los conteos. Sin embargo, procederemos con los valores centrales ya que éstos han sido optimizados de acuerdo al trabajo [14].

5.1.1. Conos Jets

A continuación presentamos los resultados obtenidos al identificar los Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_s^0 dentro de los conos jets de los distintos tipos de eventos hallados en la sección previa.

La figura 5.2 se muestran las mismas distribuciones $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ que para datos MC, en ambas distribuciones se puede observar claramente el jet principal así como las concentraciones de los jets secundarios a 180° de los principales indicándonos que el método empleado está cumpliendo con su propósito en identificar las partículas dentro de los conos jets. La figura 5.3 muestra las dos mismas distribuciones que en la figura 5.2 pero en vista 3D en donde claramente se aprecia el jet principal así como una notable concertación de partículas a todo lo largo de $\Delta\phi$ con $\Delta\eta = 0$. Además es evidente que la estructura del segundo jet no es visible, lo cual nos indica que éstos poseen una baja concentración de $V0$'s. En la tabla 5.2 se muestran los resultados de la identificación de los distintos $V0$ s buscados.

En la parte superior de dicha tabla encontramos el conteo de $V0$ s dentro de los eventos con distinto número de jets mientras que en la parte inferior de la misma están las cantidades de especies de $V0$ s reconstruidas dentro de los conos jets para eventos clase I y eventos clase II.

A partir de estos números podemos decir que para eventos clase I hallamos conservación local de la extrañeza pudiendo decir lo mismo del segundo jet (jet sub-líder) en eventos clase II. Para el

CAPÍTULO 5. DATOS EXPERIMENTALES
5.1. CLASIFICACIÓN TOPOLÓGICA DE EVENTOS

Tabla 5.2: De un total de $5,67596 \times 10^6$ candidatos a VO's se obtuvieron las cantidades de partículas especificadas en esta tabla. En donde cada columna está normalizada a su respectivo máximo en todos los eventos.

	Tipo de evento	Número de Λ^0 Normalizado a 123281	Número de $\bar{\Lambda}^0$ Normalizado a 128997	Número de K_S^0 Normalizado a 263267
Eventos	Todos los eventos	123281 (100 %)	128997 (100 %)	263267 (100 %)
	Clase I	467 (0.37 %)	496 (0.38 %)	1373 (0.52 %)
	Clase II	780 (0.63 %)	959 (0.74 %)	2317 (0.88 %)
	Clase II	38761 (31.44 %)	39077 (30.29 %)	76116 (28.91 %)
Conteo dentro de conos jets				
Conos Jets	Todos los eventos	95086 (77.12 %)	102930 (79.79 %)	197169 (74.89 %)
	Clase I	289 (0.23 %)	305 (0.23 %)	796 (0.30 %)
	Clase II (Jet Líder)	369 (0.29 %)	526 (0.40 %)	1013 (0.38 %)
	Clase II (Jet SubLíder)	251 (0.20 %)	264 (0.20 %)	705 (0.26 %)

caso del jet principal (jet líder) en eventos clase II es mas complicado concluir la conservación o no conservación ya que notamos cierta discrepancia entre las cantidades de Λ^0 's y $\bar{\Lambda}^0$'s, sin embargo, también notamos que a diferencia de los resultados obtenidos mediante datos MC, la cantidad de K_S^0 en el jet líder para eventos clase II es mucho mayor que los hallados en el jet sub-líder. Esto nos sugiere pensar en una posible producción asociada entre $\bar{\Lambda}^0$ - K_S^0 presentando una disminución de Λ^0 's respecto a su antipartícula.

CAPÍTULO 5. DATOS EXPERIMENTALES
5.1. CLASIFICACIÓN TOPOLÓGICA DE EVENTOS

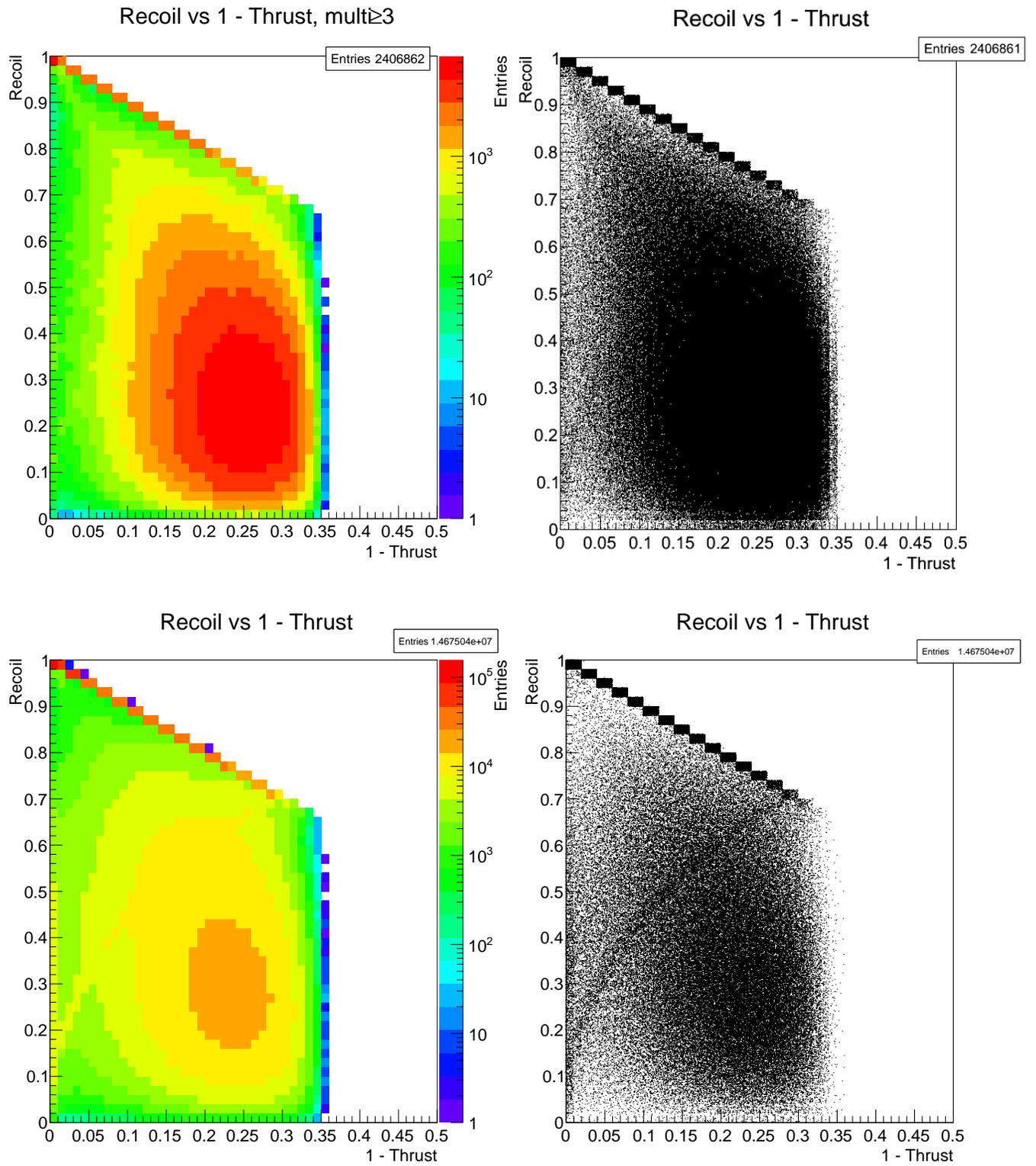


Figura 5.1: Distribución dos dimensional de las variables de forma R contra (1-T) para la muestra de datos reales, eventos con multiplicidad ≥ 3 . A la izquierda en gradientes, derecha sin gradientes.

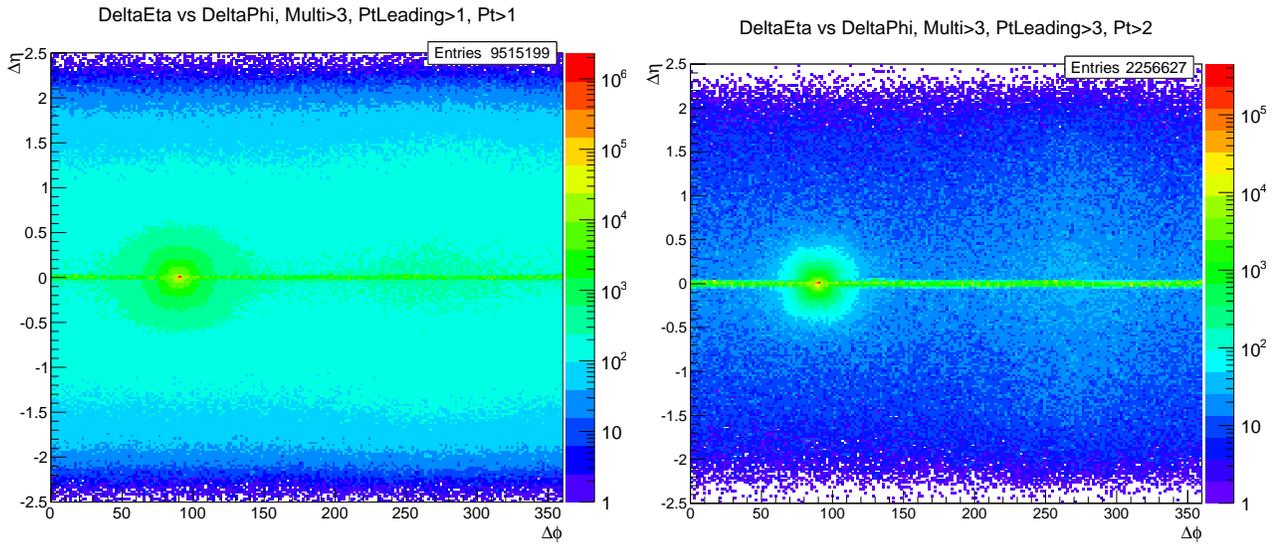


Figura 5.2: Distribuciones $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ para distintos cortes en momento transverso.

CAPÍTULO 5. DATOS EXPERIMENTALES
5.1. CLASIFICACIÓN TOPOLÓGICA DE EVENTOS

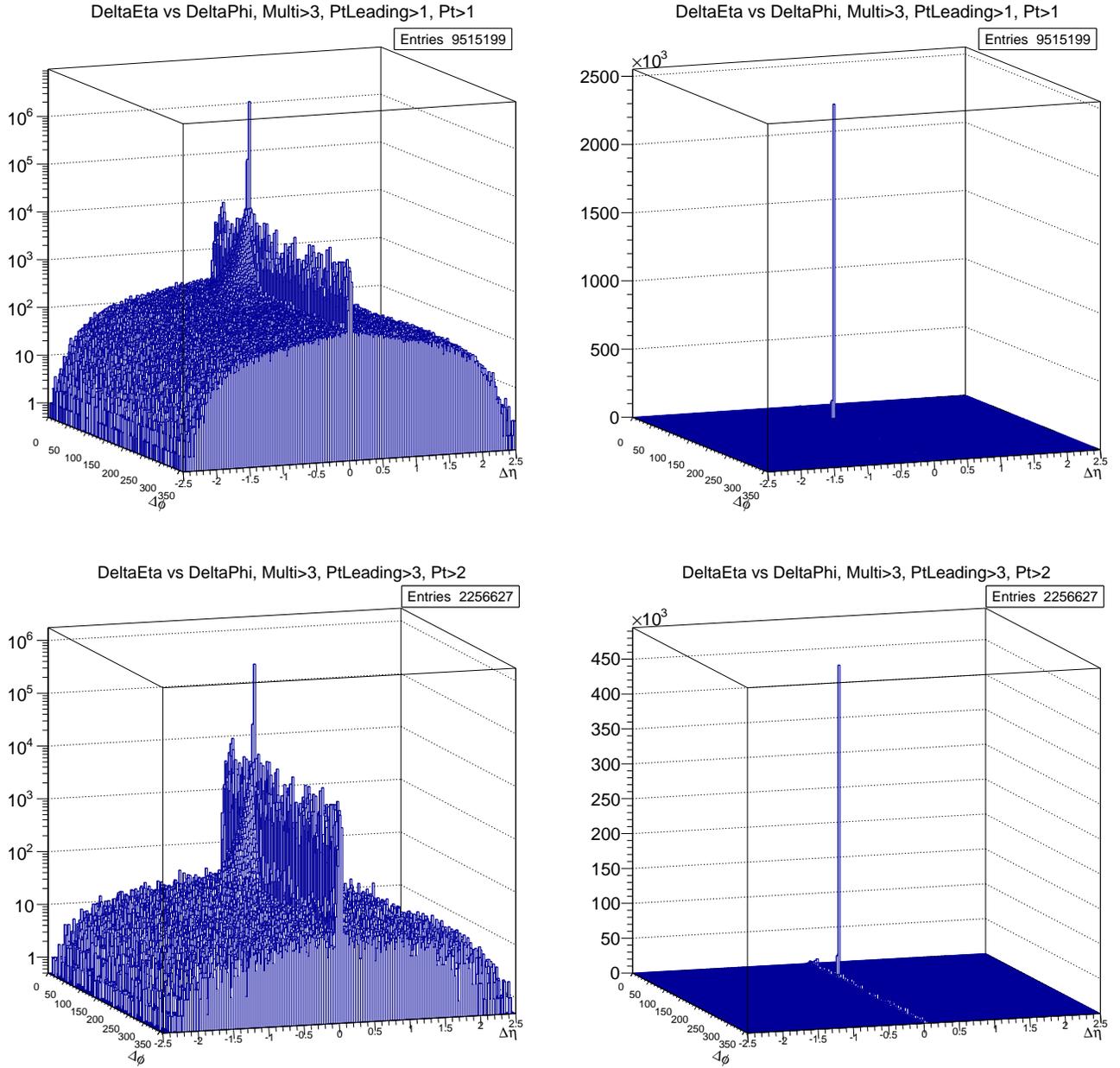


Figura 5.3: Distribuciones $\Delta\phi$ vs $\Delta\eta$ en 3D para distintos cortes en momento transverso. A la izquierda el eje Z (el número de entradas) en escala logarítmica, a la derecha en escala lineal.

Capítulo 6

Discusión de resultados y conclusiones

A continuación se hará un resumen del trabajo realizado, discutiendo lo mas relevante, y finalmente se presentarán las conclusiones, las cuales derivan de las tablas mostradas en los capítulos 4 y 5, además se discutirá el alcance y posibles extensiones de análisis para responder las nuevas preguntas que han surgido durante el desarrollo de este estudio.

La primera parte de este trabajo constituye el desarrollo de una herramienta de análisis con la cual podemos seleccionar $V0$'s, tanto en eventos de simulación Monte Carlo como para datos de eventos reales tomados con el experimento ALICE, la cual consta de varios pasos que si bien, no son novedosos, se tuvieron que adaptar y optimizar para el estudio aquí presentado.

Se comienza con realizar los cortes para selección de $V0$'s en general, tomando en cuenta las especificaciones de los detectores usados y las características de las partículas buscadas, para lo cual se tomó como base los cortes estándar de la colaboración ALICE. Después para la separación de las distintas especies de $V0$'s se usó un conjunto de cortes usados en [12] para más tarde optimizarlos por medio del cálculo de la significancia. Para ésto se usó un ajuste de dos gaussianas a la señal de masa invariante y una función lineal al ruido, debido a que se halló que el ajuste con dos gaussianas describe 2% mejor las curvas, comparado con una sola gaussiana. De ésta manera obtuvimos conjuntos de partículas con porcentajes altos de asociación Monte Carlo; 91.16%, 89.87% y 97.14% para Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_S^0 respectivamente. En donde el porcentaje complementario 8.84%, 10.13% y 2.86% respectivamente, corresponde en su mayoría a electrones y fotones pero también $V0$'s de distinta especie mal-identificados, los cuales inducirán un error al momento de cuantificar las cantidades de partículas identificadas.

Dichos electrones, fotones y $V0$'s mal-identificados se pueden observar en las distribuciones Armeros-Podolanski usando el hecho de que los $V0$'s deben caer únicamente en elipses como las que se observan en las figuras 3.11 y 3.12 de acuerdo al desarrollo efectuado en el marco teórico. Otros posibles cortes que ayudarían con la identificación serian basados en otros detectores como la TPC, ITS, TOF para realizar identificación de π 's y p 's que provengan de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_S^0 .

Otra parte del trabajo involucra las variables de forma y la clasificación de eventos con distinto número de jets. Aquí se pueden discutir varios aspectos que se tomaron en cuenta y otros que podrían incluirse en trabajos posteriores. En primer lugar discutiremos la forma que toma la distribución R vs $(1-T)$. En el eje de $1-T$ notamos que los eventos no alcanzan valores más grandes que $\sim 0,36$, esto es debido a que para eventos isotrópicos se puede demostrar [14] que la variable "thrust" toma el valor de $2/\pi$ por lo que $1 - T = 1 - 2/\pi \approx 0,36$ siendo este su límite superior. Por otro lado, la pendiente en la parte superior de la distribución corresponde a eventos en los que la partícula líder y la partícula sub-líder emergen de la colisión en el mismo hemisferio, de

CAPÍTULO 6. DISCUSIÓN DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES

acuerdo con el estudio [14]. El segundo aspecto importante son los límites usados para cada una de las regiones de la distribución R vs $(1-T)$ con las cuales seleccionamos eventos con un jet, dos jets ó eventos isotrópicos. Dichos límites están basados en las referencias [13] y [14] pero éstos no son estrictos, es decir, pueden variar haciendo estas regiones más grandes o más chicas, por lo tanto, en las fronteras de dichas regiones tenemos una mal-identificación de eventos, lo cual produce cierto error en los valores medidos.

Una vez aplicado el método de las variables de forma para la clasificación de eventos dependiendo de su topología, se procedió con la identificación de las estructuras jets por medio del algoritmo de cono, el cual tomando un radio máximo entre la partícula líder y las demás partículas en el espacio ϕ - η podemos delimitar una región del espacio en la que las partículas emergen de la colisión de manera aproximadamente colineal. Una vez que se obtuvieron dichas regiones se realizó la identificación de $V0$ s para así calcular la conservación local del número cuántico extrañeza. Para este propósito se analizan las cantidades de partículas Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_s^0 dentro de los distintos conos formando jets con el objetivo de cuantificar la producción de extrañeza en distintos tipos de eventos y encontrar algún indicio que nos sugiera si hay (o no) conservación local de partículas con extrañeza.

Lo que encontramos se resume en las tablas 4.2 y 5.2, para datos MC y reales respectivamente. A cada uno de los tipos de eventos seleccionados con las variables de forma se le aplico el algoritmo de cono para reconstruir las estructuras de los jets, de esta manera pudimos cuantificar los $V0$ s dentro de los mismos. En el caso de datos de simulación MC hallamos que las cantidades de Λ^0 's y $\bar{\Lambda}^0$'s dentro de los conos de eventos clase I y clase II, presentan una diferencia que va del 4.34 % para el caso de eventos clase I hasta un 8.79 % para el jet líder en eventos clase II, lo cual nos indica una posible conservación local de la extrañeza en este tipo de eventos. Además se realizó la identificación de $V0$'s en los jets sin hacer una previa selección de eventos por medio del método de variables de forma, es decir, sobre todos los eventos, encontrando que las cantidades de Λ^0 's y $\bar{\Lambda}^0$'s difieren solo en 4.63 %. Otro dato interesante que se encontró en este tipo de eventos es que, del total de Λ^0 's ($\bar{\Lambda}^0$'s) en los eventos clase I, el 24.58 % (27.87 %) de éstas se encuentran dentro del jet. Mientras que para eventos clase II sólo el 8.98 % (9.39 %) de las Λ^0 's ($\bar{\Lambda}^0$'s) emergen dentro de los jets.

Por otro lado tenemos los datos obtenidos del experimento, en los cuales hallamos que las cantidades de Λ^0 's y $\bar{\Lambda}^0$'s dentro de los jets para eventos identificados con jets por medio de las variables de forma, difieren desde un 4.92 % para el jet sub-líder en eventos clase II hasta un 29.84 % para el jet líder en el mismo tipo de eventos, siendo esta última mas grande de lo esperado. Sin embargo si se usa el algoritmo de cono sobre todos los eventos, es decir, sin hacer la identificación por medio de las variables de forma y se realiza el conteo de $V0$'s hallamos que la cantidad de Λ^0 's y $\bar{\Lambda}^0$'s difiere en 7.62 % indicando una posible conservación local de la extrañeza sin importar el tipo de evento. De la misma manera que se procedió con datos MC calculamos el porcentaje respecto al total de Λ^0 's ($\bar{\Lambda}^0$'s) que se encuentran dentro de los conos, para eventos clase I el 61.88 % (61.49 %) emergen dentro del cono, mientras que para eventos clase II es el 79.48 % (82.37 %).

A partir de los datos correspondientes al conteo de Λ^0 's y $\bar{\Lambda}^0$'s dentro de los conos para eventos clase I podemos decir que encontramos evidencias de una conservación local de la extrañeza, siendo esto también valido cuando se realiza el conteo dentro del jet para todos los eventos sin haber aplicado el método de variables de forma. Sin embargo para eventos clase II las evidencias encontradas no nos permiten ser conclusivos respecto a una conservación local de la extrañeza, lo que nos lleva a pensar en algún otro proceso que pueda estar involucrado con esta diferencia entre Λ^0 's y $\bar{\Lambda}^0$'s, como podría serlo una producción asociada de $\bar{\Lambda}^0$ - K_s^0 que provocaría un incremento de $\bar{\Lambda}^0$ y K_s^0 respecto a Λ^0 's. Lo cual, al observar la cantidad de K_s^0 del jet líder en eventos clase II notamos un incremento del 30.40 % respecto al jet sub-líder. Comparando con eventos MC hallamos una producción igualitaria de K_s^0 's dentro de ambos jets para eventos clase II, lo cual tiene sentido ya que el simulador MC no contempla esta producción asociada. Por lo tanto, en el caso de eventos clase II se tendría que hacer un estudio más detallado para encontrar si hay conservación local de la extrañeza o se está presentando la producción asociada.

Bibliografía

- [1] Griffiths, David J. (1987). *Introduction to Elementary Particles.*, Wiley, John Sons, Inc. ISBN 0-471-60386-4.
- [2] G. Hanson et al., *Evidence for Jet Structure in Hadron Production by $e+e$ Annihilation*, Phys. Rev. Lett 35 (1975) 1609.
- [3] P. Soding, *On the discovery of the gluon*, Eur. Phys. J. H (2010) 35: 328.
- [4] B.R. Stella and H.-J. Meyer (2011). *$Y(9.46\text{ GeV})$ and the gluon discovery (a critical recollection of PLUTO results).*, Eur. Phys. J. H 36 (2): 203243.
- [5] C. Quigg, *Local quantum-number compensation in multiple production*, Phys. Rev. D, Vol. 12, Num. 3 (1974) 834.
- [6] Don Weingarten, *Local compensation of quantum numbers and the phase of many-particle production amplitudes*, Physical Review D, Vol. 12, Num. 5 (1976), 1474.
- [7] ALICE Collaboration, *Time of Flight System, Technical Design Report*, CERN/LHCC 2002-016 ALICE TDR 8, 24 April 2002.
- [8] ALICE Collaboration, *Transition Radiation Detector, Technical Design Report*, CERN/LHCC 2001-021 ALICE TDR 9, 3 October 2001.
- [9] M. Cinausero et al. [ALICE Collaboration], *ALICE: Physics Performance Report, Volume I* J. Phys. G 30 (2004) 1588.
- [10] ALICE offline team. Aliroot, <http://aliceinfo.cern.ch/Offline>.
- [11] ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, Journal of Instrumentation 3(08) (2008) S08002. <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08002>.
- [12] I.A. Maldonado Cervantes, E. Cuautle Flores, *Angular correlations measurements of the $V0$ daughters: possible analysis of spin physics*, ALICE-INT-0000-000 version 0.0.
- [13] Ayala A., Cuautle E., Domínguez I., Ortiz A., Paic G., *Fine structure in the azimuthal transverse momentum correlations at $\sqrt{S_{NN}} = 200\text{ GeV}$ using the event shape analysis*, Eur. Phys. J. C (2009) 62: 535-540.
- [14] Antonio Ortiz Velasquez, *Measurement of the Transverse Sphericity in Minimum Bias proton-proton Collisions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ and 7 TeV with ALICE at the LHC*. Tesis doctoral, UNAM, 2011.
- [15] Eleazar Cuautle, Antonio Ortiz, Guy Paic, *Possibilities of the Event Shape Analysis in minimum bias pp collisions at 0.9 and 7 TeV* , ALICE Internal Note/Physics, 2010