POSGRADO EN FISICA
UNIVERSIDAD AUTONOMA DE SAN LUIS POTOSI

DISTRIBUCION ANGULAR DEL $K_s^o \rightarrow \pi^+\pi^-$ EN E781

TESIS

Presentada al Instituto de Física como
requisito para la obtención del
grado de Maestría en Ciencias
por

Fís. Galileo Domínguez Zacarías

San Luis Potosí, S.L.P.
28 de Septiembre de 1998

.

A MIS PADRES

Agradecimientos

- Al Dr. Antonio Morelos Pineda por la dirección en esta tesis, además como de sus comentarios y sugerencias para que este trabajo pudiera quedar lo más completo posible, y a su amistad brindada .
- Al Dr. Jurgen Engelfried, por sus brillantes consejos y sugerencias en los diferentes tópicos de esta tesis.
- A toda la colaboración SELEX.
- A la familia Rodriguez Zulueta en especial a **Elisa**.
- A mi esposa e hijo.
- Agradezco el apoyo otorgado por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) y al proyecto CONACyT-0516PE.
- Agradezco al FAI su apoyo brindado durante mi estancia en Fermilab Batavia, Ill., U.S.A. .

Resumen

El estudio de las distribuciones angulares se realizó en el Centro de Masa del K_s^o. Los resultados muestran que cuando identificamos todos los productos del decaimiento obtenemos una distribución angular constante en $\cos\theta_y$, en todo el espectro de x_F y p_t, así como en sus diferentes rangos, lo cual nos indica que el K_s^o no presenta asimetría y por consiguiente su polarización es cero.

Cuando identificamos un solo producto del decaimiento no somos capaces de encontrar una distribución angular constante en todo el espectro de x_F y p_t así como en sus diferentes rangos, debido al hecho de que la aceptancia del trigger y la asimetría en el momento no han sido consideradas.

Índice General

1 SELEX E781 **3**

1.1 Diseño experimental 4

1.2 Charm trigger 7

1.3 Resultados Recientes 8

2 Desarrollo **11**

2.1 Adquisición de datos 11

2.2 RICH 15

2.3 Momento del K_s^o 16

2.4 Masa del K_s^o 17

2.5 Producción 18

2.5.1 Ángulo de producción 18

2.5.2 x_F y p_t 19

2.6 Vector de Referencia 23

2.7 Distribución Angular 26

3 Comparaciones angulares **31**

3.1 Comparaciones angulares 33

3.1.1 Distribuciones angulares en los rango de x_f y p_t 34

3.2 Aceptancia 37

4 Side band subtraction **41**

4.1 Análisis con side band subtraction 41

4.2 Comparaciones angulares con side band subtraction 42

5 Conclusiones **45**

A Partículas Elementales **47**

B Ecuaciones Fundamentales **49**

Bibliografía **53**

Introducción

La Física de Partículas elementales se encarga del estudio de los últimos constituyentes de la materia. La representación teorica que describe como las partículas estan organizadas y como ellas interactuan unas con otras mediante las fuerza, es llamado *Modelo Standard*.

Las interacciones estan clasificadas como electrodébil donde los bosones gauge mediadores de la interacción son el fotón, los bosones $W^{\pm}$ y Z^{o} con un tiempo característico para los procesos débil de 10^{-13} seg y para procesos electromagnéticos de 10^{-19} seg. Las interacciones fuertes, son mediadas por los gluones, su tiempo característico es de 10^{-23} seg. La fuerza gravitacional es despreciable. Partículas constituidas de 3 quarks son llamadas bariones. Partículas constituidas con un par quark anti-quark, se les denomina mesones. Los hiperones son un subconjunto de partículas que continen un quark "s".

El experimento *SELEX* es un esfuerzo multi-institucional para efectuar estudios de alta estadística de bariones charm strange. *SELEX* y E691 son los únicos experimentos en reportar resultados de 3 diferentes haces (Σ^{-}, π^{-} y p).

Con el presente trabajo probaremos que cuando identificamos todos los productos del decaimiento no se producen falsas contribuciones de señal a las distribuciones angulares en E781. Para realizar este análisis, se hace uso del decaimiento más sencillo y conocido el $K_s^o \to \pi^+\pi^-$. La teoría predice que el K_s^o no presenta asimetría y por lo consiguiente su polarización vale cero, es decir, presenta una distribución angular constante.

Los estudios de las distribuciones angulares son efectuadas en el centro de masa del K_s^o. Se construye un vector de referencia (paralelo al eje y) que es perpendicular al plano formado por el haz de Σ^{-} y el K_s^o (plano de producción), como veremos este vector de referencia es la única dirección privilegiada por la conservación de paridad. Demostramos que la distribución angular en $\cos\theta_y$ es una constante, lo cual nos dice que el espectrómetro

de SELEX no produce falsas contribuciones de señales a las distribuciones angulares y por consiguiente el K_s^o no presenta asimetría.

Primeramente se hará un estudio en todo el espectro de x_F y p_t. Donde x_F es definida $\approx p_{K_s^o}/p_{\Sigma^-}$ y p_t es el momento transversal del K_s^o, además estudiamos el comportamiento de las distribuciones angulares en los diferentes rangos de x_F y p_t. Con el fin de eliminar el *background* de las distribuciones angulares, se efectuan una serie de cortes (corte en *l*, *ángulo*, *pid*, *removiendo lambdas y anti-lambdas*), siendo el corte más significativo el de pid (identificación de partículas en el rich), este corte reduce de manera muy drástica la cantidad de entradas en nuestras distribuciones. También emplearemos la técnica de substracción de *background* (side band substraction), con la cual esperamos que el número de corte disminuya y el número de eventos no se redusca tan bruscamente, pero muestra falsas asimetrías en las distribuciones angulares.

En el capítulo 1 se presenta una breve explicación del experimento *SELEX*, así como los últimos resultados de este experimento, cabe aclarar que el estudio de las distribuciones angulares solamente utiliza una pequeña parte de este experimento. En el capítulo 2 se expone el desarrollo efectuado para estudiar las distribuciones angulares, teniendo como primer punto todo el espectro de x_F y p_t. Las distribuciones angulares son obtenidas en el centro de masa del K_s^o. En el capítulo 3 se discuten las comparaciones realizadas entre los datos reales y el monte carlo normalizado respecto de los datos reales. También se analizan las comparaciones de las distribuciones angulares en los diferentes rango de x_F y p_t, además se muestra la aceptancia correspondiente en los diferentes rangos. Por último en el capítulo 4 se muestra la técnica de *side band subtraction*, aquí se reduce el número de partículas identificadas, dado que este método servirá para el estudio de la polarización de lambdas charm. En el capítulo 5 se muestran las conclusiones obtenidas en esta tesis.

Capítulo 1

SELEX E781

SELEX es un experimento de blanco fijo en *FERMILAB* diseñado para hacer un estudio sistemático de bariones charm, con énfasis en el estudio de bariones charm strange. El experimento está diseñado para optimizar los bariones charm ante hadrones charm en general [1]. Los bariones charm son menos entendidos que los mesones charm, por tal motivo los bariones charm proporcionan una base de prueba excelente para modelos usados para explicar la física de charm [2].

Los bariones charm, especialmente los bariones con charm strange son producidos copiosamente en rayos de Σ^- a $x_F > 0.2$. El experimento *WA89* del CERN posee una muestra de bariones charm strange que es la mejor del mundo, sin embargo tiene muestras muy pequeñas de mesones charm. El experimento *E781* usó la misma técnica para el estudio de bariones charm con mayores flujos en el rayo, grandes aceptancias y un mejor detector de vértice [3, 4] . Existe una gran variedad de metas en los estudios de los bariones charm:

- La primera es un entendimiento de los decaimientos débiles. Los bariones charm al igual que los mesones charm tienen grandes efectos sobre **QCD** (Cromodinámica Cuántica) en sus decaimientos débiles y para entender estos efectos se requiere de un amplio programa de mediciones. Sólo en el caso de la Λ_c^+ (lambda charm positiva) se han observado un número significativo de decaimientos no leptonicos. Muchos de estos son decaimientos de varios cuerpos que podrían tener estructura resonante, pero hasta ahora se desconoce mucho acerca de ellos.

- La segunda mayor área de física que podría ser abordada en bariones

charm es la espectroscopia. La teoría efectiva de quark pesado (***HQET***) ha hecho una variedad de predicciones acerca del espectro de los mesones charm y es muy posible que se puedan hacer predicciones similares para los bariones. Hay grados de libertad extras en el sector de bariones los cuales pueden ser usados para probar de forma más estricta los modelos de potencial, calculos de red y las prediciones de ***HQET***.

- Las predicciones para la producción de charm a partir de **QCD** perturbativa no coinciden con los datos, aunque estas predicciones han sido exitosamente corregidas modelando los efectos no perturbativos. Actualmente la producción de bariones charm parece tener más acertijos que los que se han visto para los mesones. El experimento **NA32**, ha reportado razones iguales para Λ_c^+ y $\bar{\Lambda}_c$ a grandes x_F a partir de un rayo de π^-, lo cual es difícil de entender en términos de **QCD** perturbativa [5]. El experimento *WA89* ha visto fuertes efectos de partículas dominantes en rayos de Σ^- (dds). Ellos observan una señal mucho más grande de Σ_c^o (ddc) que de Σ_c^+ (udc). Ambas partículas decaen a Λ_c^+ y a un π cargado por lo que su *aceptancia* es similar. Una cosa que es diferente es que Σ_c^o (ddc) tiene el mismo diquark (dd) que la Σ^- [6] .

1.1 Diseño experimental

SELEX *"Segmented Large X baryon Spectrometer"* es un experimento de blanco fijo en FERMILAB diseñado para estudios de alta estadística de hadro-producción de charm a grandes x_F usando un haz de Σ^-, P^+, $\pi^\pm$ de 600 GeV. E781 es un espectrómetro de partículas de 3 etapas con identificación de partículas y calorimetría electromagnética. El detector tiene una aceptancia de $0.1 < x_F < 1.0$. El diagrama del detector es mostrado en la figura 1.1.

- A grandes x_F los tracks tienen mayor momento y menor dispersión multiple. Esto mejora la resolución del vértice y permite al *trigger* (algoritmo que decide si un evento merece ser escrito en cinta) una mayor separación del vértice primario y secundario. En el vértice primario se produce la interacción fuerte y en el vértice secundario ocurre el decaimiento débil.

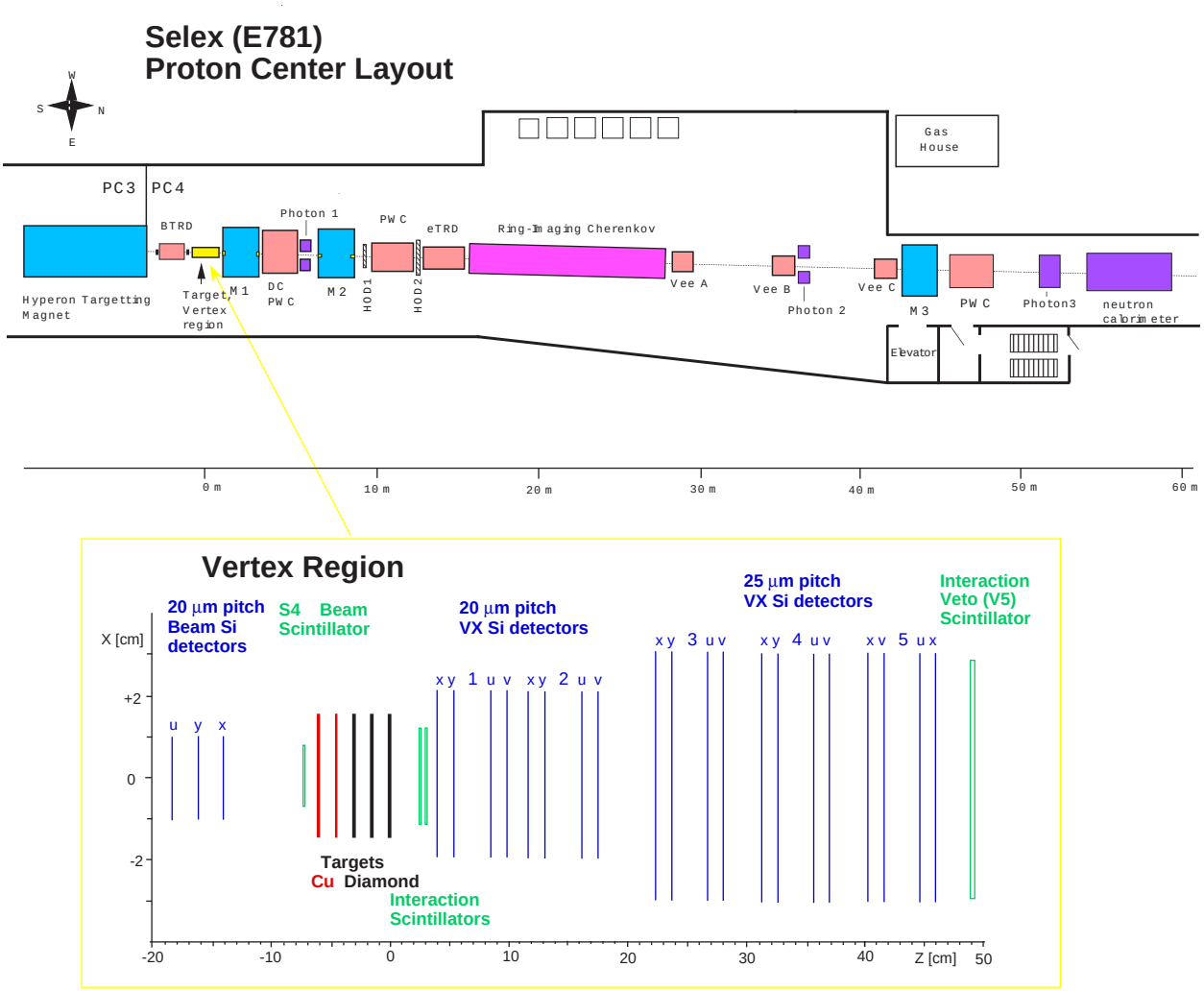

Figura 1.1: Diagrama del Experimento E781

- Para tracks con mayor momento, el ángulo sólido por cubrir es menor. Esto permite el uso de un *RICH* (contador Cherenkov basado en imágenes de anillos) con fototubos . Los fototubos son más fáciles de usar e instalar que el *TMAE* o fotocátodos de *CsI*.

- Se ha medido previamente que la razón de bariones a mesones se incrementa con x_F para partículas extrañas y los resultados del experimento *WA89* han mostrado el mismo efecto para partículas con charm.

La filosofía del diseño del detector se puede fijar de la siguiente manera: Se sabe que se produce charm y se debe de optimizar la razón señal/ruido y no la misma señal. El **haz** es predominantemente una mezcla de π^- y Σ^-

con una pequeña inclusión de Ξ^- y Ω^-. La razón $n(\Sigma^-)/n(\pi^-)$ puede ser ajustada variando el momento. La composición del haz $\Sigma^-/\pi^- = 0.85$ a 600 GeV/c.

- La primera etapa del espectrómetro tiene una gran aceptancia con un momento de corte de $\simeq$ 2.5 GeV/c. Esta etapa mide piones suaves (piones de bajo momento $\simeq$ 3 GeV/c) que provienen de D^*'s , Σ_c's y otros decaimientos de estados excitados de charm. También puede medir los tracks de partículas que provienen de otras partículas charm producidas a x_F más bajas, para poder estudiar pares de charm.

- La segunda etapa del espectrómetro tiene un corte de momento de $\simeq$ 15 Gev/c. Esta etapa es usada por el trigger . Existe un detector RICH que puede separar de forma efectiva π/K de 20 GeV/c a 225GeV/c y K/P de 40 GeV/c a 480 GeV/c, un detector de radiación de transición para identificar electrones.

- La última etapa mide productos de decaimientos de Λ's y K_s^o que decaen en la parte final del espectrómetro. Los decaimientos de bariones charm strange pueden decaer en Ξ^- y Ω^- los cuales producen Λ's a grandes distancias. Esta última etapa es crucial para lograr altas eficiencias en estos decaimientos.

El haz es medido con un sistema de *detectores de laminillas de silicio* que provee una alta resolución en las posiciones (X,Y) del vértice primario. En la región del vértice se encuentra otro detector de silicio que tiene 20 planos en cuatro vistas, el cual genera la información altamente redundante en el *tracking* para simplificar la búsqueda como la conexión entre tracks ya sea en el filtro de software on-line o en la reconstrucción off-line. Hay tres detectores de calormetría electromagnética para la reconstrución de π_s^o y fotones. Cada detector de este tipo esta asociado con una etapa del espectrómetro. La última parte del arreglo se propone detectar decaimientos radioactivos a fotones como $\Sigma^o \to \Lambda\gamma$.

El haz corrió a 0 mrad de producción. Las interacciones ocurrieron en el primer blanco, 2 Cobre y 3 Diamante. Cada blanco está espaciado por 1.5 cm. Los decaimientos que ocurrieron dentro del volumen de un blanco fueron rechazados en este análisis.

1.2 Charm trigger

El trigger de hardware y el filtro de software on-line se basan en el hecho de que la multiplicidad en la segunda etapa del espectrómetro es baja y que estos *tracks* tienen un momento suficientemente alto para ser medidos. La multiplicidad típica de eventos sin charm es 15 en el vértice primario pero solo 5 en la segunda etapa. Dos hodoscopios de centellador combinados con una matriz lógica pueden contar el número, medir la carga y estimar el momento de los *tracks* en el segundo espectrómetro. Requiriendo 3 tracks positivos en el segundo espectrómetro, el trigger de hardware rechaza eventos sin charm por un factor de 8 a 10 . Típicamente los bariones charm contribuyen con 2 de estos tracks positivos. Los eventos que pasan este trigger son completamente leídos y se pasan al filtro de software on-line.

El filtro de software corre en tiempo real y sólo aquellos eventos que son seleccionados por el filtro son escritos en cinta. Esto reduce de forma considerable el trabajo en el análisis off-line después de que el experimento termine de correr, pero resulta de suma importancia que la calidad de los datos sea monitoreada constantemente para asegurar que no se esten perdiendo datos. El filtro de software consiste de una búsqueda topológica del segundo vértice. El filtro busca tracks después del segundo magneto. Los que son encontrados son proyectados al detector del vértice. Dado que la multiplicidad es menor después del segundo magneto, los tracks encontrados son simplificados ahí.

La aceptancia angular en la segunda etapa del espectrómetro es de 30 mrad y los blancos son de al menos 1.5 mm de espesor, así que el efecto geométrico en el peor de los casos es de 22 μm. Los errores de dispersión múltiple son minimizados usando solo tracks de alto momento. El filtro para identificar vértices primarios y secundarios es completamente eficiente para decaimientos de bariones charm con un tiempo de vida de cientos de *fs*.

También será muy eficiente para decaimientos de mesones charm, puesto que el filtro requiere un vértice secundario. La muestra de mesones charm deberá ser comparable a la muestra de bariones charm. Este es muy bueno para la calibración de nuestro detector. Los eventos que pasen por el filtro son muy buenos para nuestro análisis. En muchos análisis de experimentos de producción de charm de blanco fijo, el más poderoso rechazo de *background* es llevado a cabo por el requerimiento que el vértice secundario está separado del vértice primario. Ésto es usualmente expresado como la distancia del

vértice primario al vértice secundario dividido por la resolución del vértice $(\frac{L}{\sigma})$.

1.3 Resultados Recientes

La mayor inovación en E781 fue el uso del criterio de selección on-line para identificar eventos capaces de reconstruir. El experimento usó un contador RICH para identificar P, K o π después del análisis del segundo magneto [8] .

SELEX y E691 son los únicos experimentos de altas energías en reportar resultados de 3 diferentes haces . La importante característica de los datos del SELEX puede ser visto en la figura 1.2 para estados cargados $D^{\pm}$, $\Lambda_c^{\pm}$ y $\bar{\Lambda}_c^{-}$ producidos respectivamente por Σ^-, π^- y p. Los datos de piones muestran partículas comparables y producción de antipartículas ambas para mesones charm y para bariones charm, como es reportado por NA32 a bajas energías [9].

Se puede observar de la figura 1.2 que hay fuerte *asimetría* en la producción de mesones/bariones charm.

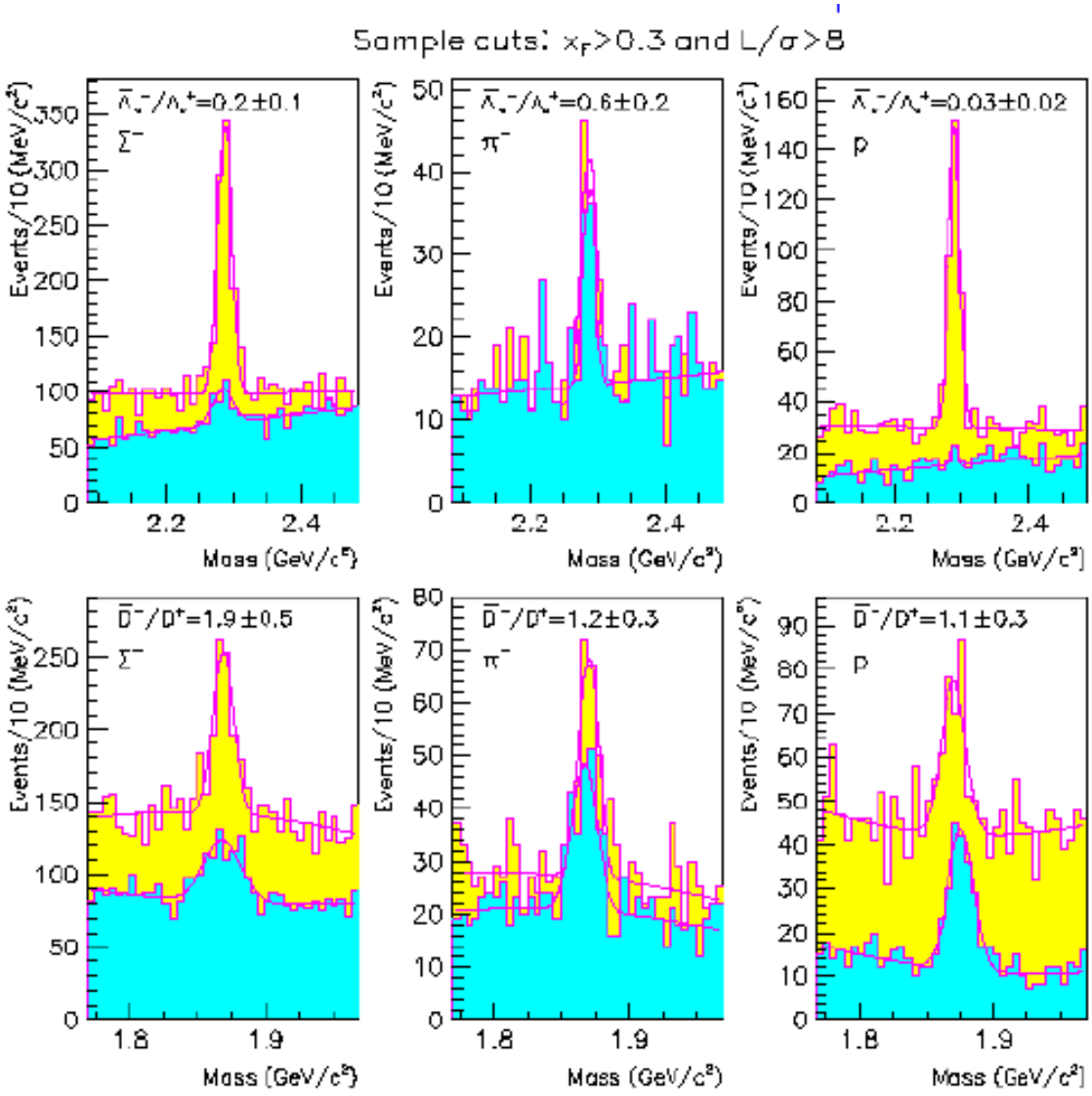

Figura 1.2: Distribuciones de Masa de charm y anticharm para haces de Σ^-, π^- y p . Gráfica tomada de la referencia [8].

Capítulo 2

Desarrollo

Hasta aquí se ha explicado en forma general el experimento SELEX (E781) del Fermilab, teniendo como objetivo primordial el estudio de alta estadística de bariones charm strange.

El interés de esta tesis es encontrar una distribución angular constante en $\cos\theta_y$ (ver sección 2.5 y 2.6). Esto nos diría que K_s^o no presenta asimetría y su polarización valdrá cero.

2.1 Adquisición de datos

El haz de protones viaja a lo largo del acelerador hasta chocar con un blanco de Berilio produciendose una variedad de partículas [1], entre ellas el Σ^- . Las partículas penetran al *Hyperon Targetting Magnet* (*colocado en la parte izquierda de la figura 1.1*), seleccionando únicamente partículas negativas (Σ^-). El haz de Σ^- entra al *Target Vertex region*. El haz de Σ^- colisiona en el vértice primario con un blanco de diamante o cobre, produciendose partículas charm y K_s^o. El K_s^o decae en la región del vértice secundario en dos piones, estos piones son detectados en el *Ring-Imaging Cherenkov* con la condición que deberán ser piones de alto momento, por arriba de los 40 GeV, piones por debajo de este momento son desviados por los magnetos M1 y M2. [2]

El análisis que se presenta es realizado con los tracks reconstruidos a partir de los hits en las cámaras de alambre (PWC) y detectores de laminillas de silicio (SSD). Los hits son alambres de cada plano, propiamente especificado en un sistema de coordenadas (SSD o PWC).

[1] el haz viaja de izquierda a derecha de la figura 1.1

[2] vease las figura 1.1

Los datos fueron capturados en la corrida de SELEX (1996 -1997) y las cintas magnéticas reconstruidas en el período de enero-febrero de 1998 para la producción de tracks. Estos tracks poseen información del momento, además a cada track se le asigna una probabilidad de ser *e, μ, π, K, P,* Σ, dependiendo de la señal registrada en el RICH.

Un subconjunto de la reconstrucción contiene Kaones, bajo la hipótesis de $K_s^o \rightarrow \pi^+\pi^-$, este subconjunto fue seleccionado con un corte en $\frac{l}{\sigma} > 4$ y un corte en la región de masa $0.47\frac{GeV}{c^2} <$ masa $< 0.53\frac{GeV}{c^2}$, este subconjunto de datos se escribió en formato PAW en dos archivos llamados *strange.ntu_1* y *strange.ntu_2*.

La tabla 2.1 indica los cortes utilizados en este estudio, estos cortes son efectuados para eliminar el *background* de las distribuciones. Cuando especifiquemos que una gráfica tiene todos los cortes, se entenderá que se realizaron los cortes expuestos en la tabla 2.1 de manera acumulativa.

Selección de Cortes
$l > 4.0$ cm En donde l es la distancia del vértice primario al secundario
ángulo ≥ 0.001 rad ángulo formado por el K_s^o y Σ^-
pid Partículas solamente identificadas en el *Rich*
3 σ en la masa del K_s^o 99.7 % de partículas de Kaón
$\Lambda_s^o \rightarrow p^+\pi^-$ $\bar{\Lambda}_s^o \rightarrow \pi^+p^-$ Removiendo lambdas y anti-lambdas

Tabla 2.1: Análisis de los Cortes

A continuación se presenta una breve explicación de cada uno de los cortes de la tabla 2.1 .

- Corte en *l*. Donde *l* es la distancia entre el vértice primario y el vértice secundario, este corte es efectuado para que exista una separación entre ambos vértices.

- Corte en ángulo. Es el ángulo formado entre el K_s^o y el haz de Σ^-, el

corte se efectuó para definir la producción del K_s^o.

- El corte en pid (identificación de partículas) no es un corte en la señal del Cherenkov, si no más bien en la aceptancia geométrica de éste, de tal forma que piones por arriba de los 40 GeV son ligeramente afectados por los magnetos M1 y M2 (ver sección 1.1) hasta llegar al *RICH*. Los piones por abajo de este momento son desviados por los magnetos y sacados fuera de la aceptancia geométrica de la muestra de datos.

- Corte de 3 σ en la masa del K_s^o. Este corte fue realizado para eliminar el background en las partes laterales de la masa.

- Corte en la masa de Λ_s^o y $\bar{\Lambda}_s^o$. El corte se efectuó para eliminar las lambdas y anti-lambdas strange, dado que podrían producir falsa señal en las distribuciones angulares, por el hecho de estar polarizadas.

En la figura 2.1 se presenta el vértice primario en z, coincidiendo con los blancos fijos, cada blanco esta separado por 1.5 cm, los blancos son: 2 de cobre y 3 de diamante, aquí es donde se efectúa la interacción fuerte [3].

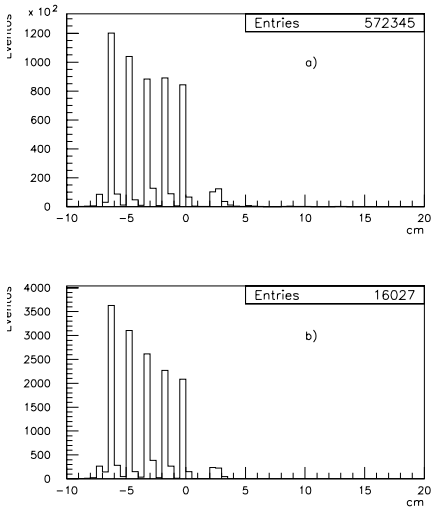

Figura 2.1: Distribución del vértice primario en z. a) Sin cortes, b) Con todos los cortes

La figura 2.2 muestra la gráfica del vértice secundario, aquí es donde ocurren el decaimiento débil ($K_s^o \rightarrow \pi^+\pi^-$).

[3] $\Sigma^- + \mathrm{N} \rightarrow \mathrm{X} + K_s^o$

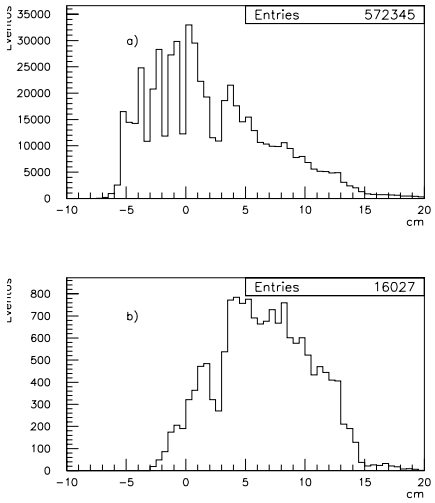

Figura 2.2: Distribución del vértice secundario en z. a) Sin cortes, b) Con todos los cortes

La figura 2.3 presenta la distribución de l, donde l es la distancia entre el vértice primario y el vértice secundario.

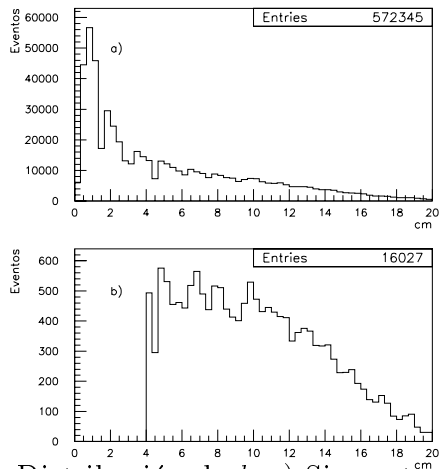

Figura 2.3: Distribución de l. a) Sin cortes, b) Con todos los cortes.

La figura 2.4 muestra la distribución del momento del haz de Σ^-, la media del momento es de 611 GeV/c.

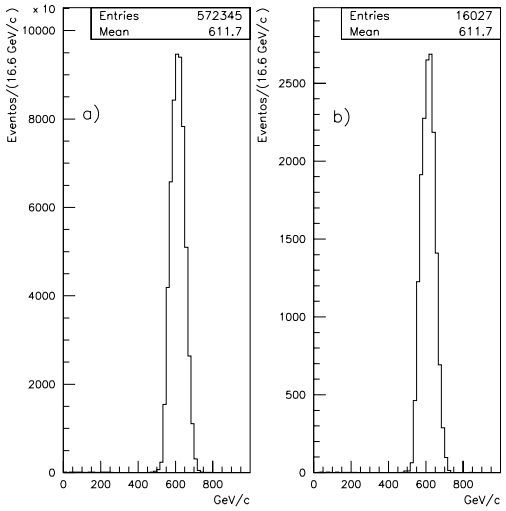

Figura 2.4: Momento del haz de Σ^-.a) sin corte. b) con todos los cortes

2.2 RICH

El *Ring-Imaging Cherenkov* comúnmente denominado RICH, consiste de tres partes: un fotocátodo formado por una matriz de fototubos, el tanque contenedor del radiador y el arreglo de espejos montados en la parte posterior del tanque. El tanque contenedor del radiador tiene 10 m de longitud y 2.4 m de diámetro, esta lleno de neón (99 % de pureza) a 1.05 atm. El uso de este gas noble evita los problemas de dispersión en el medio radiador, así la resolución en el anillo está determinada por la resolución del detector. El sistema esférico de espejo consiste de 16 espejos hexagonales de 40 cm ancho por 1 cm de espesor. Los espejos están montados en un arreglo de aproximadamente 2 m de largo por 1 m de altura. La matriz consta de 89 columnas de 32 fototubos. Los tubos están montados en conos de luz contiguos que mejoran la recolección de luz aumentando el área que cada uno cubre [11] . La identificación de partículas se hace mediante un método de máxima verosimilitud. Cuando una partícula pasa por el detector y genera luz Cherenkov con un frente de onda circular expandiéndose en un cono, tanto la posición del centro del anillo en la superficie focal, como el radio del anillo para cada hipótesis pueden ser predichos por medio del track y el momento medido en el espectrómetro M2. Las hipótesis son $e, \mu, \pi, K, p, \Sigma$ [12].

Para $\beta = 1$, la resolución del radio de los anillo es de 1.5 %. La eficiencia

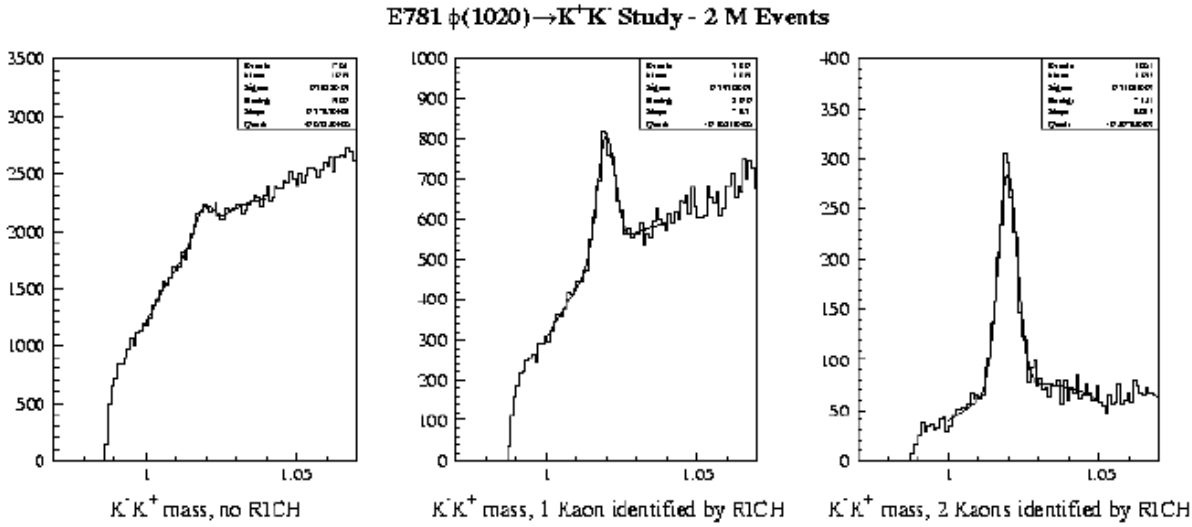

Figura 2.5: Distribución de la Masa de un par de Kaónes. Izquierda: sin requerir al RICH, Centro: un kaón identificado en el RICH, derecha: ambos Kaónes identificados en el RICH .Gráfica tomada de la referencia [11]

del detector disminuye a medida que el momento de las partículas aumenta dado que el radio de los anillos tiende a ser el mismo, siendo más difícil su interpretación. Ofrece muy útil separaciones para π, K cercanas a 200 GeV/c [13]. Como se especifica en la figura 2.5 el detector RICH elimina una gran cantidad de background, dejando únicamente la señal.

2.3 Momento del K_s^o

El K_s^o decae en $K_s^o \rightarrow \pi^+\pi^-$ con una probabilidad de 68.61 $\pm$ 0.28 % (ver apéndice A). Mediante la conservación del momento se construye el momento del K_s^o (ecuación 2.1) siendo un decaimiento a dos cuerpos. Como se muestra en la figura 2.6 la media del momento del K_s^o resulta ser de 118.5 GeV/c.

$$\overrightarrow{p}_{K_s^o} = \overrightarrow{p}_{track1} + \overrightarrow{p}_{track2} \tag{2.1}$$

Para más detalles de la ecuación 2.1, vea el apéndice B.

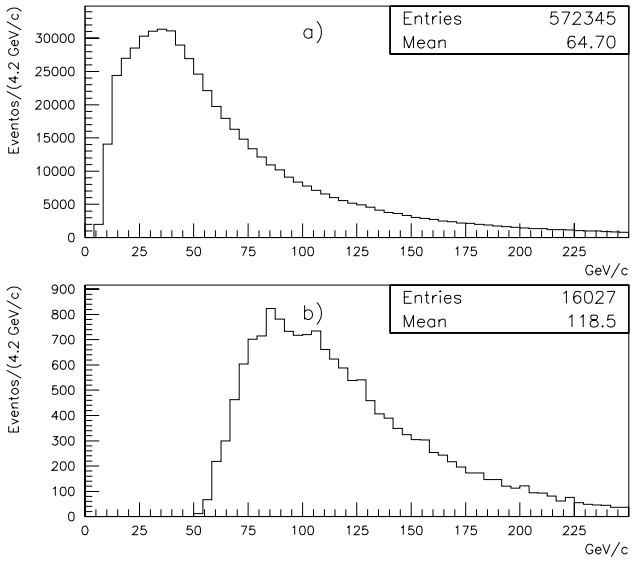

Figura 2.6: Distribución del Momento del K_s^o. a) sin corte, b) con todos los cortes

2.4 Masa del K_s^o

Las partículas pueden ser caracterizadas por un conjunto de parámetros, masa, spin, momento magnético, isospin, hipercarga, sabor, color, carga y paridad, quizás la más importante característica sea la masa. Para obtener la masa se utilizó la conservación del 4-momento (ecuación 2.2 y apéndice B).

La figura 2.7 muestra la masa del K_s^o. Debemos aclarar que en la parte del inciso b), la gráfica únicamente posee los cortes en l, ángulo, pid y lambdas, de igual manera se indica el número de kaones obtenidos en el ajuste. El ajuste es efectuado con dos gausianas y esto es debido al hecho de la diferente resolución que tienen los espectrómetros M1 y M2 (ver figura 1.1).

$$p^\mu = p^\mu{}_{\pi^+} + p^\mu{}_{\pi^-} \tag{2.2}$$

$$M = \sqrt{(E_{\pi^+} + E_{\pi^-})^2 - p_{k_s^o}{}^2_x - p_{k_s^o}{}^2_y - p_{k_s^o}{}^2_z} \tag{2.3}$$

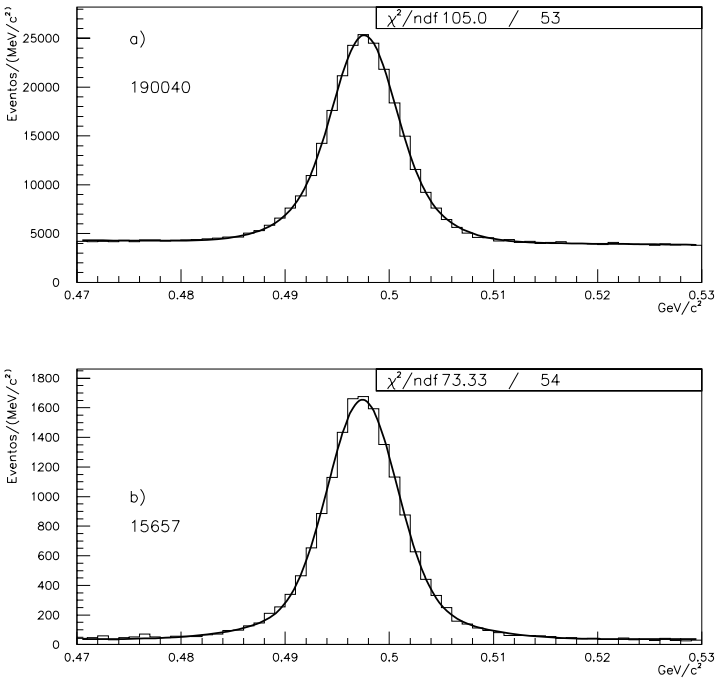

Figura 2.7: Distribución de la Masa. a) Sin cortes, b) corte en l, angulo, pid y removiendo lambdas

2.5 Producción

La interacción del haz de Σ^- con un blanco de cobre o diamante es una interacción fuerte, la cual se podría describir en términos de la cromodinámica cuántica (QCD), pero no existen cálculos de primeros principios o fundamentales para la producción de x_F y p_t del K_s^o. Por tal motivo se utiliza un modelo experimental de ajuste de datos que describe de manera genérica la producción en x_F y p_t de cualquier tipo de hadrón.

2.5.1 Ángulo de producción

Este ángulo define el plano de producción (ver figura 2.8). Es formado por el haz de Σ^- y el K_s^o (ecuación 2.4).

$$\cos\theta = \frac{\overrightarrow{p}_{k_s^o} \bullet \overrightarrow{p}_{beam}}{\| \overrightarrow{p}_{k_s^o} \| \| \overrightarrow{p}_{beam} \|} \tag{2.4}$$

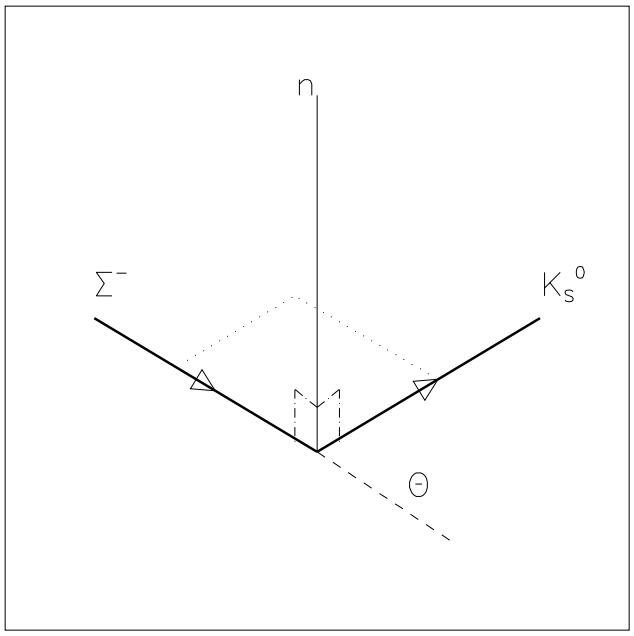

Figura 2.8: Plano de producción formado por el haz de Σ^- y el K_s^o .

La figura 2.8 muestra el ángulo formado por el haz de Σ^- y el K_s^o, también puede apreciarse el plano de producción y un vector $\mathbf{n}$ [4] (ver sección 2.6 y 2.7).

La figura 2.9 muestra la gráfica del ángulo formado por el haz de Σ^- y el K_s^o (ver figura 2.8), la figura 2.9 (a) muestra la distribución del ángulo sin cortes y la figura 2.9 (b) muestra la misma distribución pero con todos los cortes. Cabe aclarar que este corte se efectuó para tener bien definida la producción del K_s^o (ver sección 2.1 y tabla 2.1)

2.5.2 x_F y p_t

x_F es definida como p_l/p_{max}, donde p_l es la componente del momento del hiperón paralelo al momento del proyectil incidente y p_{max} es el valor máximo posible del momento en el centro de masa. A altas energías $x_F \approx p_{K_s^o}/p_{haz}$.

[4] el vector $\mathbf{n}$ es normal al plano de produción

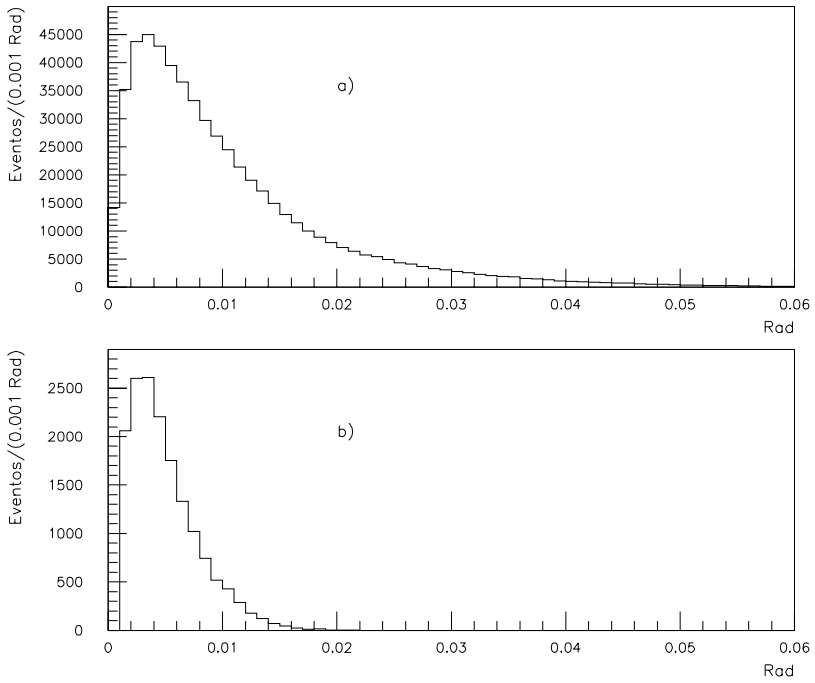

Figura 2.9: Ángulo formado por el haz de Σ^- y el K_s^o. a) Sin cortes, b) con todos los cortes.

Para este análisis x_F está definida por: $x_F = \frac{\|\overrightarrow{P_{K_s^o}}\|}{\|\overrightarrow{P_{\Sigma^-}}\|}$

P_t es definido como el momento transversal del hiperón.

La tabla 2.2 muestra los valores de N_{exp} obtenidos al realizar el ajuste sobre la distribución en x_F (ver figura 2.10) con la función $a * (1 - x_F)^{N_{exp}}$, como se puede apreciar en la tabla 2.2 estos ajustes se hicieron para los diferentes cortes efectuados a la distribución de x_F. Se trató de encontrar una distribución que presentara una $\frac{\chi^2}{ndf} \approx 1$, siendo los mejores ajustes las distribuciones que presentaban corte en l, α [5] y pid y la distribución que presentaba todos los cortes. Se eligió la primera, dado que el corte en lambda no es muy significativo cuando se efectúa el corte de pid. De igual forma la tabla 2.3 muestra los valores de B_{pt} obtenidos al efectuar el ajuste en la

[5] cuando especifiquemos corte en α se entenderá que es el corte efectuado en el ángulo.

distribución p_t^2 (ver figura 2.11).

La función con la cual se realizó el ajuste es $b * \exp(-B_{pt} * pt^2)$. Los diferentes valores observados en la tabla 2.3 son representativos de los diferentes cortes efectuados. El mejor ajuste que se realizó fue el que presentó los corte en pid, de igual forma que en el anterior caso se descartó los cortes en lambdas y anti-lambdas.

Entradas	Cortes	Rango	N_{exp}	$\frac{\chi^2}{ndf}$
572345	Sin Corte	0.17:0.40	7.11 ± 0.04	8.2
272614	l	0.17:0.40	6.75 ± 0.04	5.0
263844	l y α	0.17:0.40	7.07 ± 0.05	4.3
18004	l, α y pid	0.17:0.40	8.75 ± 0.10	1.1
16027	Todos los cortes	0.17:0.40	9.10 ± 0.12	1.1

Tabla 2.2: Valores obtenidos para N_{exp}.

Entries	Cortes	Rango	B_{pt}	$\frac{\chi^2}{ndf}$
572345	Sin cortes	0.67:1.5	3.92 ± 0.01	2.5
272614	l	0.67:1.5	2.43 ± 0.02	1.4
263844	l y α	0.67:1.5	2.43 ± 0.02	1.4
18004	l, α y pid	0.67:1.5	2.32 ± 0.08	1.0
16027	Todos los cortes	0.67:1.5	2.31 ± 0.08	1.1

Tabla 2.3: Valores de B_{pt}

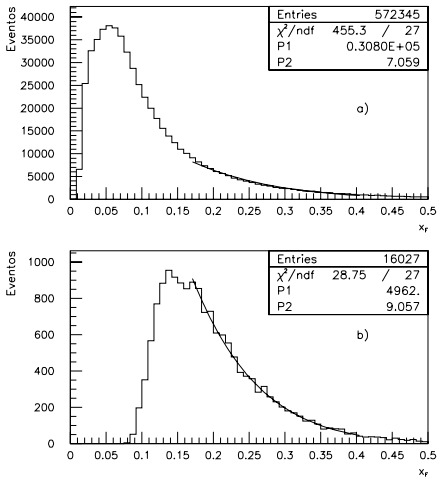

Figura 2.10: Distribución en x_f. a) sin cortes, b) con todos los cortes.

Las variables x_F y p_t resultan ser de gran importancia en el estudio de la polarización, dado que la magnitud de la polarización varía con x_F y p_t .

Para momentos tranversales bajos (p_t), la polarización depende linealmente de ambos de x_F y p_t, pero a p_t alrededor de 1 GeV/c P_{Λ^o} decrementa su dependencia en p_t [14].

En el caso de Σ^+ la polarización se incrementa en p_t de cero a un máximo de 0.16 a 1.0 GeV/c [15, 16]. El experimento WA89 encontró que el valor absoluto de la polarización crece en la región de 0 - 1 GeV/c y alcanza valores de alrededor de -0.20 para Λ^o, + 0.15 para Σ^- y Σ^+ y -0.10 para Ξ^-. Generalmente la polarización también crece con la variable x_F [17].

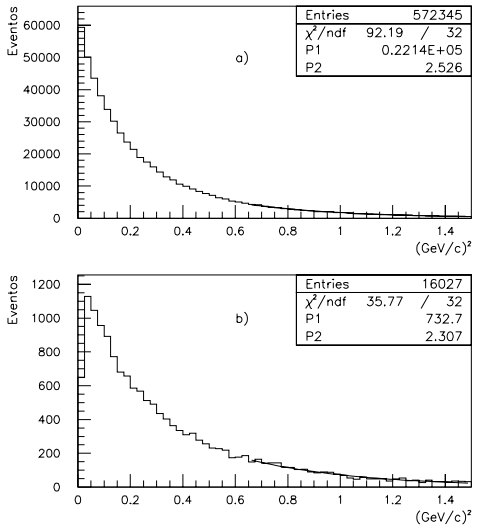

Figura 2.11: Distribución en el momento transversal al cuadrado p_t^2. a) sin cortes, b) con todos los cortes .

2.6 Vector de Referencia

El vector de referencia es obtenido por el producto cruz (ecuación 2.5) del momento del haz con el momento del K_s^o.

$$\overrightarrow{R}_{ref} \propto \overrightarrow{p}_{beam} \mathbf{x} \overrightarrow{p_{k_s^o}} \tag{2.5}$$

En la Física de Hiperones el vector de referencia es de gran importancia para el estudio de la polarización, este vector define la dirección de la polarización. Para partículas producidas en una interacción fuerte, el vector de polarización debería ser normal al plano de producción (ver sección 2.5) como es requerido por la conservación de la paridad. Según la definición $P =< \mathbf{S} \bullet \mathbf{e} >$ [6] , términos semejantes a $< \mathbf{S} \bullet \mathbf{x} >$ violan la conservación de la paridad dado que $\mathbf{x}$ es un vector y $\mathbf{S}$ es un pseudovector.

$< \mathbf{S} \bullet \mathbf{n} >$ cumple con conservación de la paridad dado que $\mathbf{n}$ (ver figura 2.8) es ahora un pseudovector, es decir, estos conservan paridad en una interacción fuerte.

La polarización es medida a lo largo de una dirección específica sobre un ensamble de partículas [7] y definida como el número de partículas con espin

[6] $\mathbf{S}$ es el spin de la partícula y $\mathbf{e}$ es un vector unitario a lo largo del eje de cuantización.

[7] la polarización no es una propiedad intrínsica de la partícula.

hacia arriba $N\uparrow$ menos el número de partículas con espin hacia abajo $N\downarrow$ (ecuación 2.6) .

$$\| \overrightarrow{P} \| = \frac{N\uparrow - N\downarrow}{N\uparrow + N\downarrow} \tag{2.6}$$

Por lo tanto, podemos concluir que el vector de referencia es la única dirección priviligeada por la conservación de la paridad. Se efectuó una rotación, para que nuestro vector de referencia y K_s^o coincidieran con el eje y y el eje z respectivamente (ver figura 2.12).

El estudio de las distribuciones angulares se realiza en el centro de masa del K_s^o , por tal motivo se procedió a una transformación de Lorentz a lo largo del eje z, para trasladar el sistema del laboratorio al sistema del centro de masa del K_s^o (ecuación 2.7 y figura 2.13).

Debemos de encontrar una distribución angular constante en $\cos\theta_y$, esto nos diría que K_s^o no presenta asimetría por lo cual la polarización de K_s^o valdrá cero y así demostramos que el espectrómetro de SELEX no produce falsas contribuciones de señal a las distribuciones angulares

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta_3 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta_3 & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

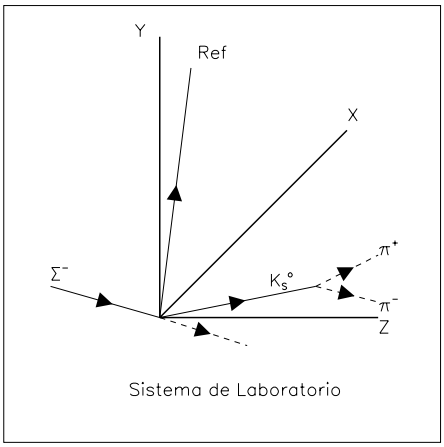

Figura 2.12: Sistema de laboratorio

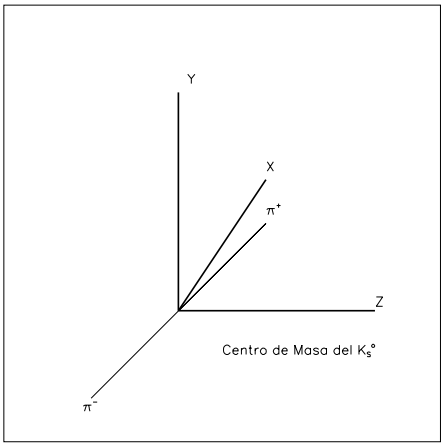

Figura 2.13: Centro de Masa del K_s^o. El eje y es paralelo al vector de referencia, z es paralelo al K_s^o.

2.7 Distribución Angular

La distribución angular del $\pi^+ \pi^-$ permite medir la asimetría del K_s^o, por lo cual el objetivo de este trabajo es encontrar una distribución angular constante en $\cos\theta_y$ (ver sección 2.6), lo cual nos proporcionaría que el K_s^o no presenta asimetría y además su polarización vale cero. Éste es un hecho predicho por la teoría, dado que el espin del kaón es cero.

El estudio de las distribuciones angulares se hará en el centro de masa del K_s^o (ver figura 2.13 y sección 2.6). Resulta interesante aclarar que estas distribuciones están realizadas en todo el espectro de x_F y p_t.

La figura 2.14 presenta la distribución angular en $\cos\theta_x$ incluyendo los cortes en 3 sigma y lambdas, además de los habituales. La cantidad de background disminuye [8] sobre la parte central, quedando únicamente protuberancias pequeñas, las cuales son removidas con el corte de pid.

La figura 2.15 presenta la distribución angular en $\cos\theta_y$ con corte en 3 σ y substrayendo lambdas además de los cortes indicados en la gráfica, como se puede apreciar la cantidad de background disminuye en la parte central, presentado ligeras protuberancias (picos agudos sobre la parte central), los cuales removemos con el corte en pid.

La figura 2.16 muestra la distribución angular en $\cos\theta_z$ con corte en lambda y 3 σ además de los cortes habituales, como se aprecia en esta gráfica las protuberancias aparecen en los extremos, pero aún persisten ligeras anomalías sobre la parte central, las protuberancia tanto en la parte central como en cada uno de los extremos son removidas con el corte en pid.

Con todo lo anterior, el corte en pid, es muy significativo debido a que es el único corte que elimina en su totalidad el background presente en las distribuciones angulares.

Se tenía la inquietud de que las protuberancias presentadas en las figuras 2.14 d) y 2.15 d), podrían provenir de producción de pares (producción positrón-electrón), por tal motivo se procedio a abordar el problema, éste se efectuó mediante la sustitución de la hipótesis positrón-electrón en los tracks, se reconstruyó el espectro de masa de estas dos partículas y no observamos prescencia de producción de pares [9] ; concluyendo que estas protuberancias

[8] Con el corte en lambda y 3 sigma, la cantidad de entradas disminuye como es observado en cada una de las gráficas.

[9] Para tener evidencia de producción de pares, debimos de haber encontrado eventos sobre cero en el espectro de masa, lo cual indicaría que un foton creó un par .

son parte de nuestra señal.

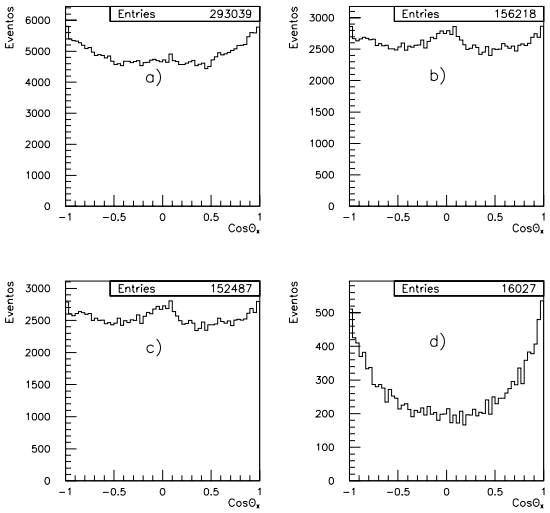

Figura 2.14: Distribución angular en $\cos\theta_x$. a) Corte en Lambda y 3 σ, b) Corte en Lambda, 3 σ y l, c) Corte en Lambda , 3 σ, l, α, d) Corte en Lambda, 3 σ, l, α y pid.

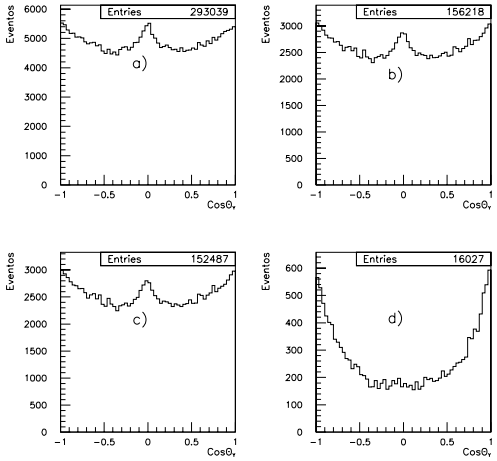

Figura 2.15: Distribución angular en $\cos\theta_y$.a) Corte en Lambda y 3 σ, b) Corte en Lambda, 3 σ y l, c) Corte en Lambda , 3 σ, l, α, d) Corte en Lambda y 3 σ, l, α, pid.

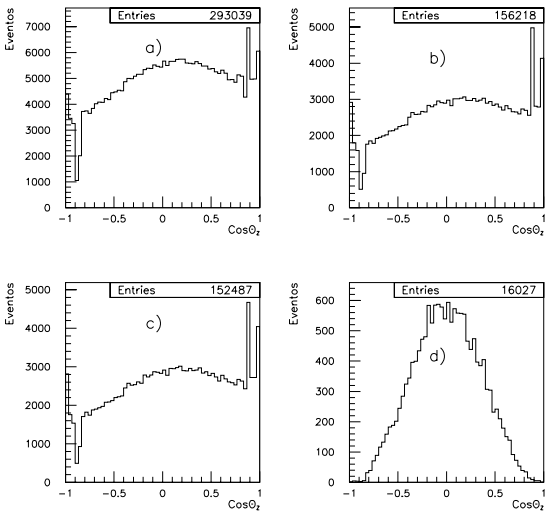

Figura 2.16: Distribución angular en $\cos\theta_z$.a) Corte en Lambda y 3 σ, b) Corte en Lambda, 3 σ y l, c) Corte en Lambda , 3 σ, l y α, d) Corte en Lambda, 3 σ, l, α y pid.

Como se puede observar, las distribuciones angulares en $\cos\theta_z$ figura 2.16 d) son muy diferentes a las distribuciones angulares en $\cos\theta_x$ y $\cos\theta_y$ (figura 2.14 d) y 2.15 d)) , se trató de encontrar una explicación consistente, la cual presento a continuación. La figura 2.17 a) muestra el comportamiento de los piones en el sistema de laboratorio se observa que ambos piones forman un ángulo muy pequeño entre ellos. En la figura 2.17 b) se muestran ambos piones en el centro de masa del K_s^o, los piones son colineales entre sí y prácticamente perpendiculares al eje z, esta sería la forma de tener ambos piones de alto momento capaces de viajar dentro del magneto M1 y M2 y ser detectados en el RICH.

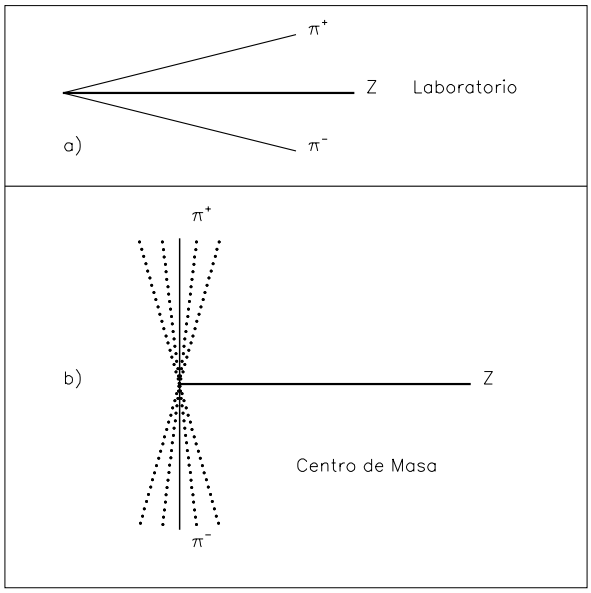

Figura 2.17: Comportamiento de los piones en los diferentes marcos de observación. a) Sistema de laboratorio , b) las lineas punteadas representa las diferentes orientaciones que podrián tener los piones en el centro de masa.

Capítulo 3

Comparaciones angulares

En este capítulo, se estudia la comparación de los datos reales con el monte carlo normalizado respecto de los datos reales. El monte carlo utilizado recibe el nombre de *trazador de rayos* [1] , simula la producción del K_s^o , decaimiento del K_s^o y además la geometría del experimento . Para poder simular las distribuciones angulares, el monte carlo requiere de dos números: N_{exp} y B_{pt}, los cuales estan relacionados con la producción K_s^o, tal que reproducen el ángulo formado entre el haz de Σ^- y K_s^o. Estos números fueron obtenidos (ver tabla 2.2 y 2.3) a partir del ajuste que se realizó a las gráficas de x_F y p_t^2 (ver figura 2.10 y 2.11).

La figura 3.1 muestra la masa idealizada de 0.497 GeV/c^2 del K_s^o, la cual como se puede apreciar es una delta. A diferencia de los datos reales en donde se muestra una gráfica de tipo gausiano (ver figura 2.7) debido a la resolución de las cámaras de alambre y detectores de silicio. El presente monte carlo no es capaz de reproducir tales resoluciones de las PWC y SSD por lo cual muestra una delta.

La figura 3.2 muestra las comparaciones efectuadas de las distribuciones de x_F y p_t, como se puede apreciar en ambas distribuciones el monte carlo normalizado coincide aceptablemente con los datos reales.

Las comparaciones angulares son realizadas en todo el espectro de x_F y p_t (sección 3.1), así como en sus diferentes rangos (sección 3.2 y 3.3). Además efectuamos un estudio para observar el comportamiento de los datos reales corregidos por la aceptancia del experimento. Esperamos con esto encontrar una distribución angular constante en $\cos\theta_y$, en todo el espectro y en los

[1] A diferencia del *Geant*, el trazador de rayos no considera las interacciones electromagnéticas y fuertes que pueden suceder entre las partículas y el material de los detectores y tampoco la digitalización de las PWC's y SSD's .

diferentes rangos x_F y p_t, lo cual nos diría que el K_s^o no presenta asimetría.

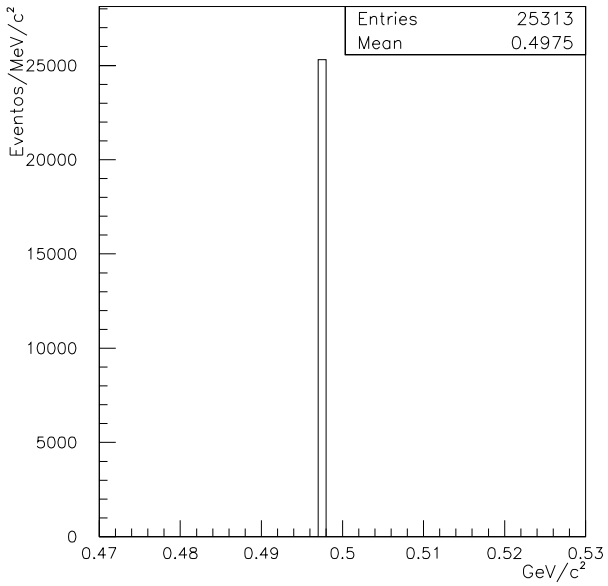

Figura 3.1: Masa del kaón generada con el monte carlo

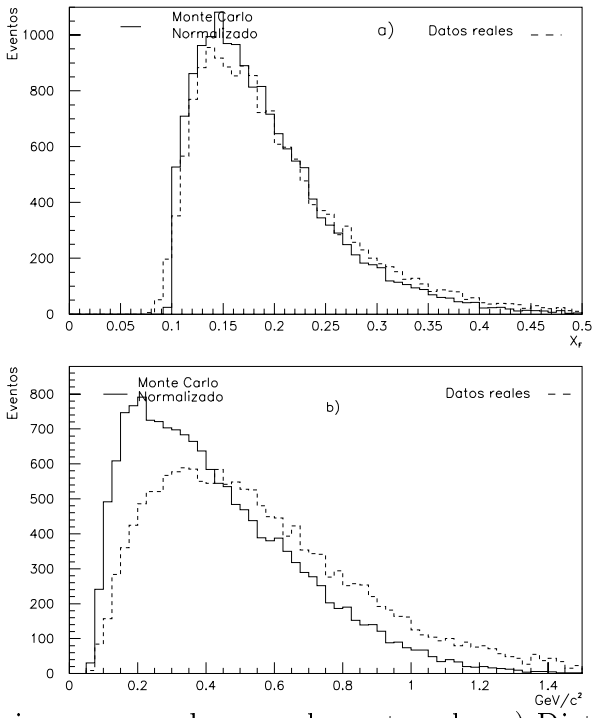

Figura 3.2: Distribuciones generadas con el montecarlo. a) Distribución en x_F, b) Distribución en p_t .

3.1 Comparaciones angulares

En esta sección se realiza el estudio de las comparaciones de las distribuciones angulares de los datos reales con el monte carlo normalizado respecto de los datos reales. Estas comparaciones son efectuadas en todo el espectro de x_F y p_t. Cabe aclarar que estas distribuciones angulares fueron obtenidas en el centro de masa del K_s^o (sección 2.6 y 2.7).

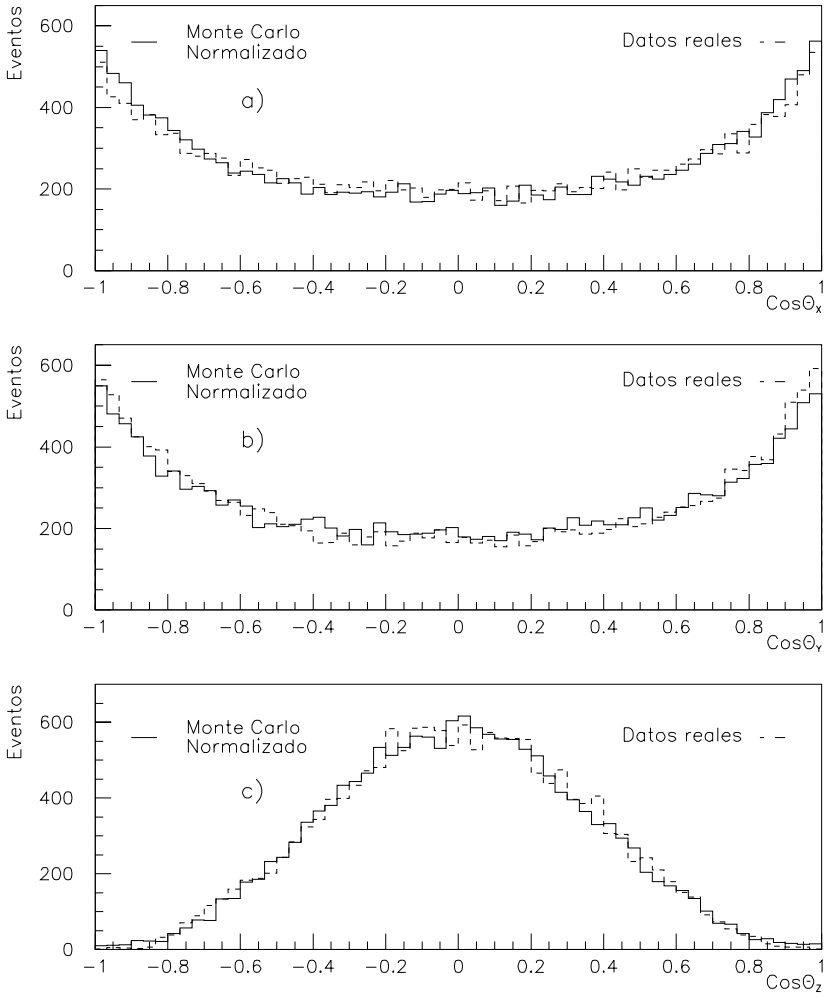

Figura 3.3: Comparación de los datos reales y el montecarlo normalizado respecto a los datos reales en todo el espectro de x_F y p_t . a) $\cos\theta_x$,b) $\cos\theta_y$, c) $\cos\theta_z$.

La figura 3.3 muestra las comparaciones de las distribuciones angulares en todo el espectro de x_F y p_t, como se puede apreciar en la figura 3.3 a) muestra la distribución angular en $\cos\theta_x$, la figura 3.3 b) muestra la distribución angular en $\cos\theta_y$ y la figura 3.3 c) muestra la distribución angular en $\cos\theta_z$. En la misma figura 3.3 podemos apreciar que la región central en $\cos\theta_x$ y

$\cos\theta_y$, no es favorecida por la aceptancia, por el hecho de que tenemos piones de bajo momento que son en su mayoría desviados por los magnetos M1 y M2 y sacados fuera de nuestra muestra de datos. En el caso de $\cos\theta_z$ existe una región central sobre esta gráfica que es favorecida por la aceptancia, debido al hecho de que únicamente aceptamos piones por arriba de 40 GeV/c, detectados en el RICH (sección 2.7)

3.1.1 Distribuciones angulares en los rango de x_f y p_t

Ahora estudiaremos las distribuciones angulares en los diferentes rangos de x_F y p_t. Cuando se hizo la división de los diferentes intervalos de x_F y p_t, se tuvo la precaución en que el número de eventos fuera el mismo para cada partición, esto se hizo únicamente diviendo el número de eventos entre las tres regiones de x_f y p_t; encontrando los valores correspondientes que son mostrados en cada una de las tablas 3.1 y 3.2.

Este estudio se hizo con el fin de conocer como es el comportamiento de las distribuciones angulares en los diferentes rangos, para tratar de observar que estos rompimientos en los diferentes regiones no producen falsas asimetrías; dado que en el estudio de polarización se ha encontrado que el valor de esta depende muy fuertemente de x_F y p_t (ver sección 2.5).

La tabla 3.1 muestra los rangos en los cuales se dividió el espectro de x_F.

Rangos de x_F	Denominación
0.00 - 0.15	Bajas
0.15 - 0.21	Medias
0.21 - 0.50	Altas

Tabla 3.1: Intervalos de x_F

La tabla 3.2 muestra la división del momento transversal

rangos de p_t	Denominación
0.000 - 0.375	Bajos
0.375 - 0.625	Medios
0.625 - 1.500	Altos

Tabla 3.2: Intervalos del momento transversal

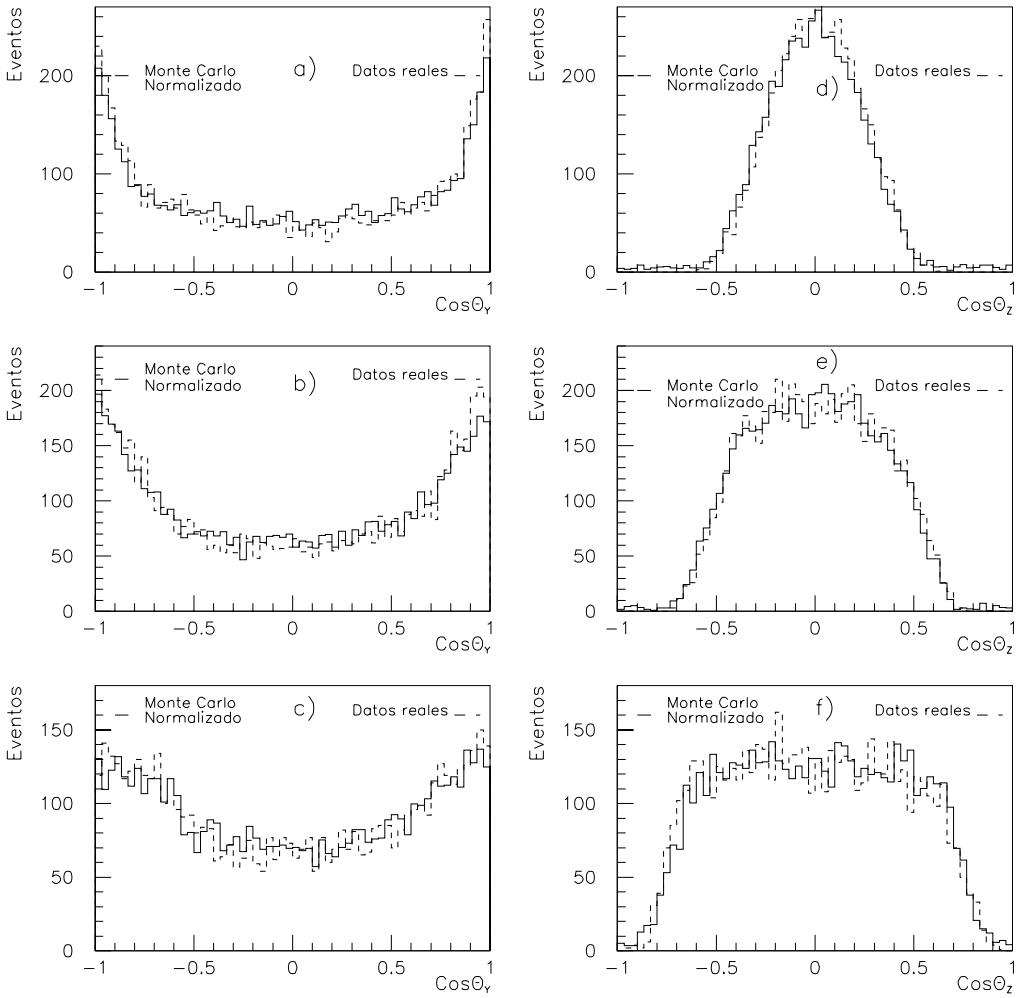

Figura 3.4: Comparación de las distribuciones angulares en $\cos\theta_y$ y $\cos\theta_z$ para los diferentes rangos de x_F. a) Distribución angular en $\cos\theta_y$ para bajas x_F, b) Distribución angular en $\cos\theta_y$ para medias x_F, c) Distribución angular en $\cos\theta_y$ para x_F altas, d) Distribución angular en $\cos\theta_z$ para bajas x_F, e) Distribución angular en $\cos\theta_z$ para medias x_F, f) Distribución angular en $\cos\theta_z$ para altas x_F .

La figura 3.4 a), b), c) es la más importante de esta gráfica ya que es la única dirección privilegiada por la conservación de paridad. Para altas x_F, tenemos más piones de alto momento que son capaces de llegar hasta el RICH. En el caso de la distribución angular en $\cos\theta_y$, tenemos que la distribución es afectada por la variable x_F, el monte carlo reproduce esta conducta. Para la distribución angular en $\cos\theta_z$ se observa que también es afectada por la variable x_F, dado que la parte central va siendo cada vez mas ancha, lo cual significa que hay mas piones que pueden atravezar los magnetos M1 y M2 y ser detectados en el RICH (sección 2.7) .

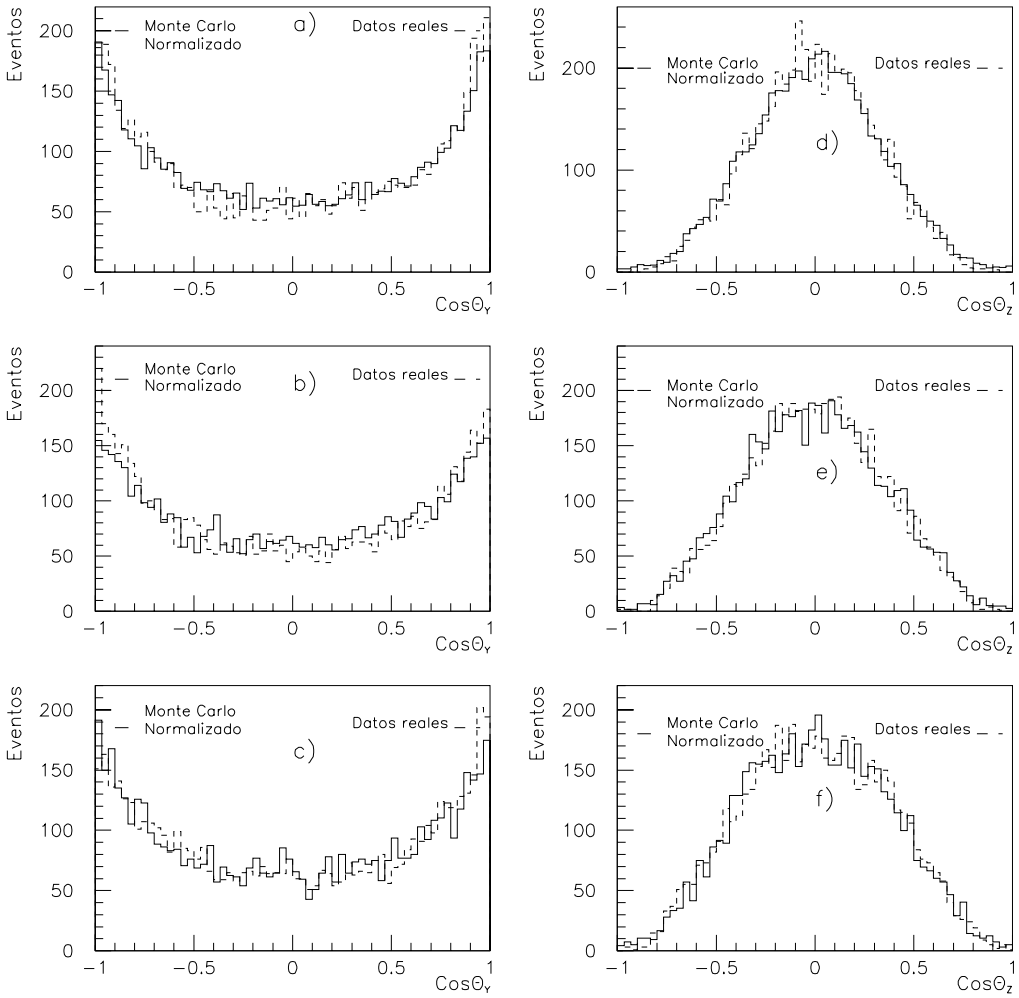

Figura 3.5: Comparación de las distribuciones angulares en $\cos\theta_y$ y $\cos\theta_z$ para los diferentes rangos de p_t. a) Distribución angular en $\cos\theta_y$ para bajas p_t, b) Distribución angular en $\cos\theta_y$ para medias p_t, c) Distribución angular en $\cos\theta_y$ para p_t altas, d) Distribución angular en $\cos\theta_z$ para bajas p_t, e) Distribución angular en $\cos\theta_z$ para medias p_t, f) Distribución angular en $\cos\theta_z$ para altas p_t .

La figura 3.5 muestra las comparaciones efectuadas en las distribuciones angulares en $\cos\theta_y$ y $\cos\theta_z$, para los diferentes rangos de p_t, se puede observar que las figuras 3.5 a), b) y c) muestran un comportamiento semejante en cada uno de los rompimientos de p_t, esto es debido al hecho de que el rango de p_t está determinado por la aceptancia de los magnetos M1 y M2 produciendo distribuciones angulares semejantes en cada uno de los diferentes rangos. El mismo criterio es aplicado para las figuras 3.5 d), e) y f) que muestran las distribuciones angulares en $\cos\theta_z$.

3.2 Aceptancia

El objetivo primordial de esta tesis es de obtener una distribución angular constante en $\cos\theta_y$, esto nos diria que el K_s^o no presenta **asimetría**. Para obtener la distribución real dividimos los datos reales por la *aceptancia relativa*. La *aceptancia relativa* (ver figura 3.6) es la deformación que hace el aparato a nuestra medición ideal. La medición en este caso es una línea recta que caracteriza a una distribución angular constante. La aceptancia relativa es obtenida por la división del monte carlo con la distribución ideal. A su vez los datos reales son corregidos con la aceptancia obtenida

La figura 3.6 muestra la deformación que realiza el aparato sobre la medición ideal (*aceptancia*) en todo el espectro del x_F y p_t.

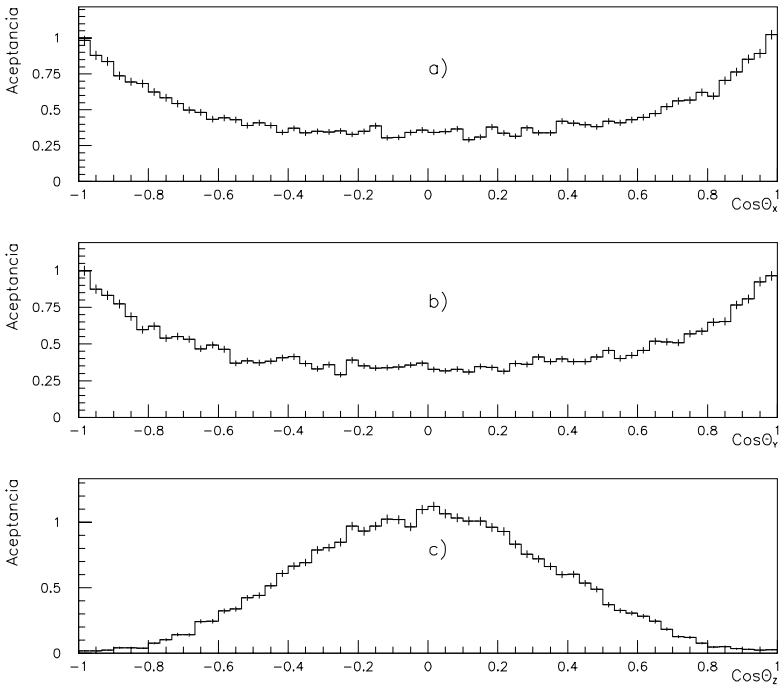

Figura 3.6: Aceptancia, en todo el espectro de x_f y p_t. a) $\cos\theta_x$, b) $\cos\theta_y$, c) $\cos\theta_z$.

La figura 3.7 muestra los datos reales corregidos por la aceptancia en todo el espectro de x_F y p_t, como se puede observar, en 3.7 a) y 3.7 b), la distribución es prácticamente constante, en 3.7 c) existen problemas debido a la reducida aceptancia geométrica para partículas que detectamos en el RICH.

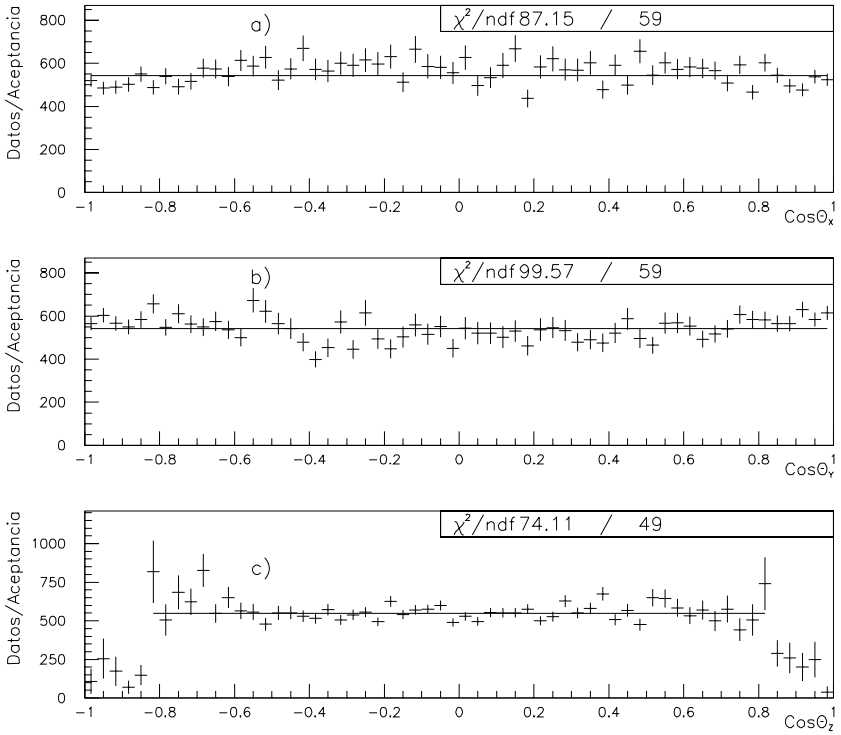

Figura 3.7: Datos reales corregidos por la aceptancia en todo el espectro de x_f y p_t. a) $\cos\theta_x$, b) $\cos\theta_y$, c) $\cos\theta_z$.

La figura 3.8 muestra la distribución angular en $\cos\theta_y$ para los diferentes rangos de x_F, se puede observar que la distribución angular en $\cos\theta_y$ reproduce una línea recta lo cual nos dice que las particiones efectuadas en x_F no producen falsa asimetría a las distribuciones angulares y por lo consiguiente, el K_s^o no presenta asimetría y su polarización tiene un valor de cero.

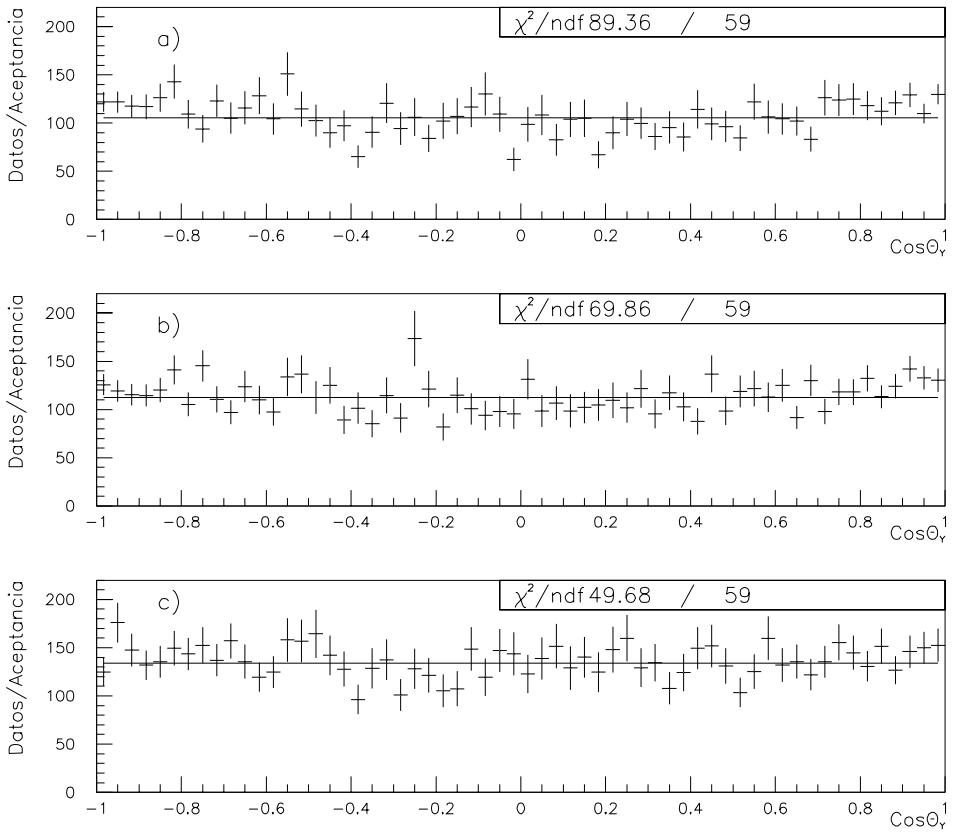

Figura 3.8: Distribución angular en $\cos\theta_y$ corregida por la aceptancia para los diferentes rangos de x_F. a) bajas, b) medias, c) altas .

La figura 3.9 muestra la distribución angular en $\cos\theta_y$ para los diferentes rangos de p_t. La distribución angular en $\cos\theta_y$ reproduce una línea recta lo cual nos dice que las particiones efectuadas en p_t no producen falsa asimetría en las distribuciones angulares y por lo consiguiente, el K_s^o no presenta

asimetría y su polarización tiene un valor de cero.

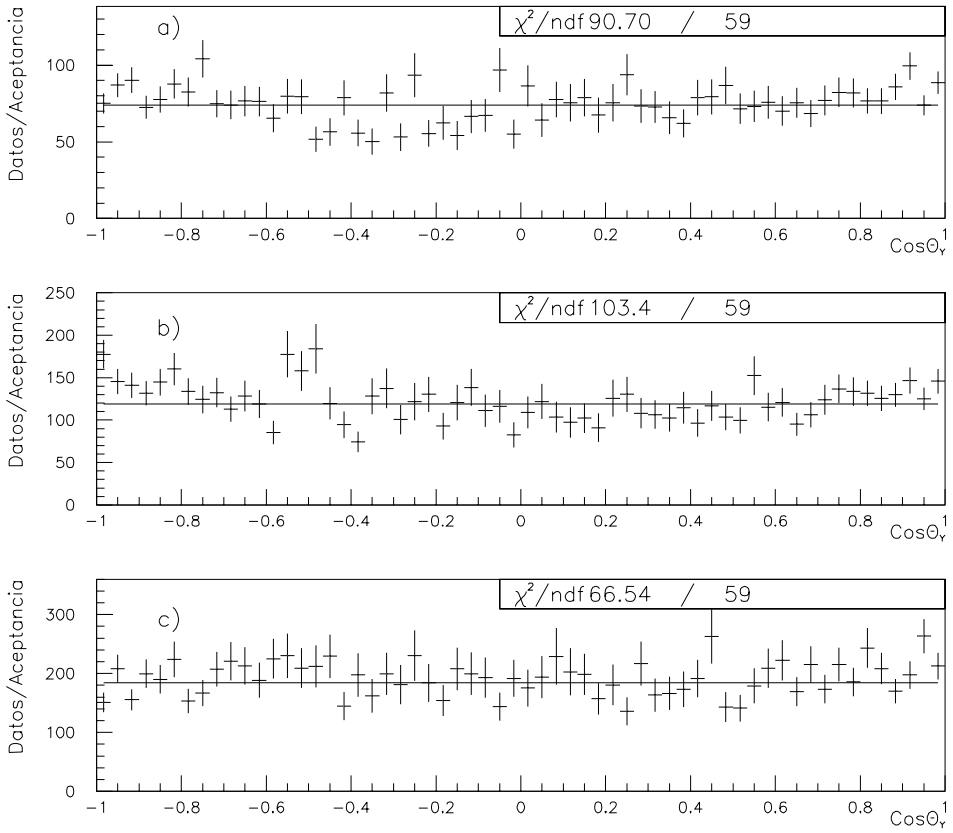

Figura 3.9: Distribución angular en $\cos\theta_y$ corregida por la aceptancia para los diferentes rangos de p_t. a) bajas, b) medias, c) altas .

Como parte final de este capítulo se puede observar en las figuras 3.8 y 3.9, que el ajuste tiende a ser mejor para altas x_F, asi como para altos p_t. Esto es debido a la aceptancia geométrica de nuestro espectrómetro, dado que éste esta diseñado para tener una excelente resolución en altos momento transversales y altas x_F (capítulo 1).

Capítulo 4

Side band subtraction

En este capítulo se desarrolla la técnica de substración de background (side band subtraction). Esta técnica nos permite reducir la identificación de partículas a un solo pion (π^+ o π^-) debido a la *manipulación* del *background* para limpiar la señal.

4.1 Análisis con side band subtraction

Con el usó de side band subtraction el número de entradas en las distribuciones angulares no disminuye tan bruscamente como en el anterior método del capítulo 3. Esta técnica sera empleada en el estudio de la polarización de Λ_c^+.

La tabla 4.1 muestra los decaimientos de las partículas K_s^o y Λ_c^+, se puede observar que en ambos decaimientos hay la presencia de un pión. En esta técnica uno de los piones para K_s^o o el pión para Λ_c^+ no se identificara.

Partícula	Decaimiento
K_s^o	$\pi^+\pi^-$
Λ_c^+	$p^+\pi^+K^-$

Tabla 4.1: Decaimiento del K_s^o y Λ_c^+

El principio básico de side band subtraction es realizar una distribución angular de la señal + background, tomando eventos desde la base hasta el pico de masa dentro del rango de 3 σ ver figura 4.1 a) y 4.1 b); hacer una distribución angular de background tomando eventos que estén fuera del pico de masa ver figura 4.1 c) y efectuar la substracción entre las distribuciones

de las figuras 4.1 b) y figura 4.1 c), obteniendo unicamente la distribución de la señal figura 4.1 d).

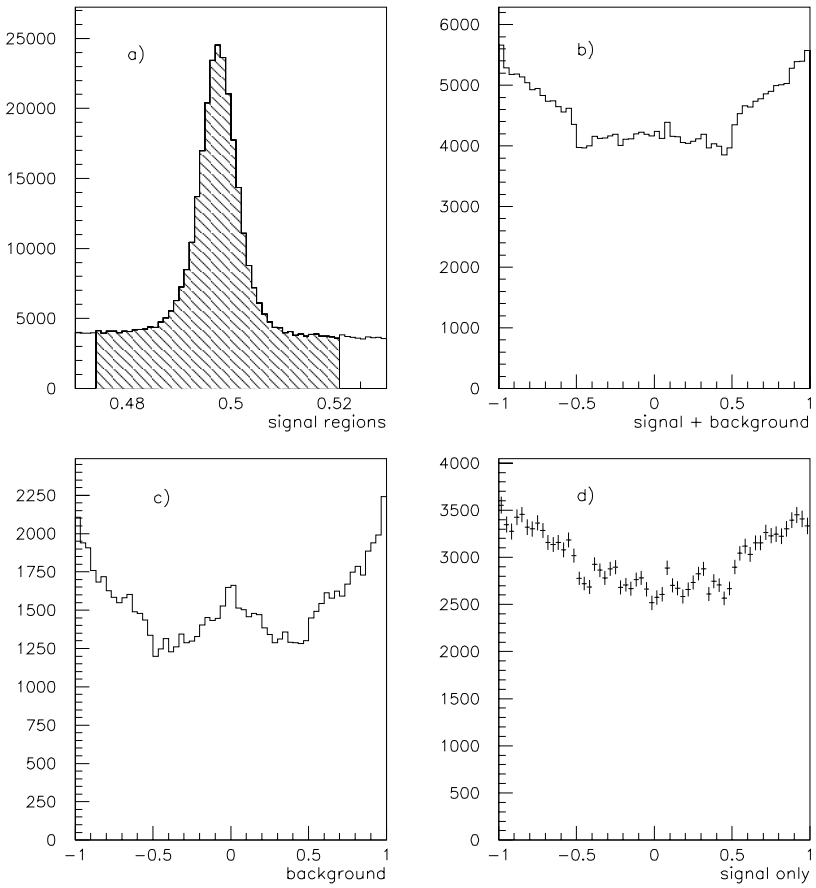

Figura 4.1: Distribuciones utilizadas para realizar la técnica de side band subtraction. a)distribución de la masa, b) distribución angular de la señal más el background dentro de la región de 3 σ, c) distribución angular fuera del rango de 3 σ, d) distribución angular de la señal limpia de background.

4.2 Comparaciones angulares con side band subtraction

La figura 4.2 muestra las distribuciones angulares obtenidas con side band subtraction (izquierda) y monte carlo (derecha) en todo el espectro de x_F y p_t. Como se puede apreciar nuestro monte carlo no es capaz de reproducir satisfcatoriamente tales distribuciones. Esto se puede deber a dos razones:

- El trigger selecciona 3 o más tracks positivos por evento. Es más probable tener un π^+ dentro de los magnetos M1 y M2, y tomar únicamente 2 tracks positivos para reconstruir el evento, pero es menos favorable, tener al π^- dentro del magneto M1 y M2 y tomar 3 tracks positivos para poder reconstruir el evento.

- Existe un fenomeno denominado asimetría en el momento de los piones que provienen del K_s^o estudiado en E781. Este problema fue recientemente resuelto y puede tener influencia en nuestras distribuciones angulares. Para el caso de que ambos piones atraviesen M1 y M2, no se producen falsas asimetrías.

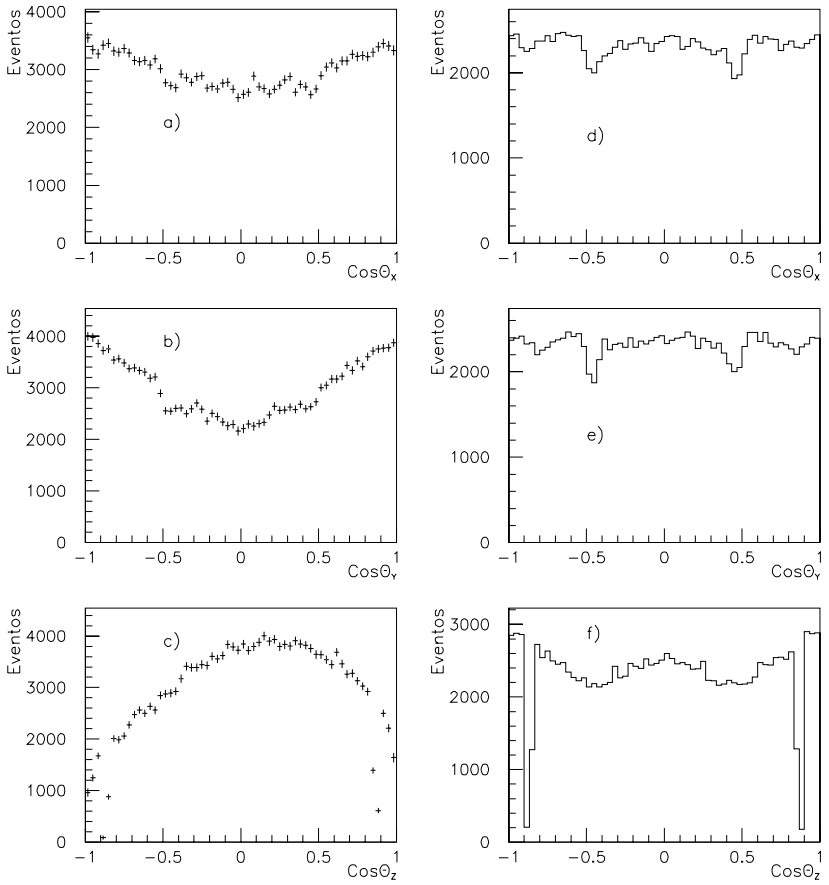

Figura 4.2: Comparaciones de las distribuciones angulares en todo el espectro de x_F y p_t. a)Distribución agular en $\cos\theta_x$ con side band subtraction, b) distribución angular en $\cos\theta_y$ con side band subtraction, c) distribución angular en $\cos\theta_z$ con side band subtraction, d) distribución angular en $\cos\theta_x$ generadas con monte carlo, e) distribución angular en $\cos\theta_y$ generadas con monte carlo, f) distribución angular en $\cos\theta_z$ generadas con monte carlo.

Capítulo 5

Conclusiones

En las distribuciones angulares obtenidas, observamos un buen comportamiento cuando realizamos el corte en pid (particle identification), con este corte se remueve una cantidad substancial de background en las distribuciones, a su vez este corte reduce el número de eventos de manera considerable. Finalmente después de haber realizado este corte las distribuciones angulares pueden considerarse como limpias de background.

El corte en lambda y anti-lambda (ver tabla 2.1) no es muy significativo despues de haber aplicado pid (particle identification) dado que el RICH tiene una eficiencia de 99% (ver sección 2.1). Pero este corte tiene una gran efecto cuando efectuamos la técnica de (side band subtraction) substración de background, porque solamente uno de los piones es identificado en el *RICH*.

Encontramos que la distribución angular en $\cos\theta_y$ es constante lo cual nos indica que el K_s^o tiene una distribución angular constante o simétrica en todo el espectro de x_F y p_t así como en sus diferentes rangos, lo cual nos dice que la polarización es cero y por lo tanto no produce falsas contribuciones a las distribuciones angulares.

En el metodo de substracción de background no podemos encontrar una constante y esto es debido al hecho de la aceptancia del trigger y la asimetría en el momento. Cabe mencionar que este metodo servirá de base para el estudio de la polarización de Λ_c. Se aplicará la técnica substracion de background desarollada en el capítulo 4 debido a que nuestro número de eventos es relativamente pequeño como para poder hacer cortes substanciales para limpiar la señal.

Apéndice A

Partículas Elementales

En la naturaleza existen 4 tipos de interacciones:

- Gravitacional
- Electromagnética
- débil
- Fuerte

En los últimos años los físico de altas energías tratan de unificar todas estas interacciones en una sola, pero hasta el momento los esfuerzos han sido en vano .

La *Física de Partículas elementales* se encarga del estudio de los últimos constituyentes de la materia. La materia esta constituida por *Quarks* y *Leptones* ambos obedecen a la estadística de Fermi-Dirac por tal motivo se les denomina *Fermiones*. Los Quarks poseen carga eléctrica fraccionaria, además ellos no pueden encontrarse de manera libre. Los quarks vienen en una variedad de tipos (o *Flavors*) los cuales son seis: *up, down, strange, charm, bottom* y *top*.

Los *Hadrones* son partículas de interacción fuerte dentro de ellos encontramos a los *Bariones* y *Mesones*. Los Bariones son estado que estan compuestos por tres quarks y los mesones por un par quark antiquark.

El K_s^o está constituido por los quarks $\bar{s}d$, pertenece a los mesones strange, posee spin cero y paridad impar, tiene la mayor probalidad de decaer en:

$$K_s^o \rightarrow \pi^+\pi^-$$
$$68.61 \pm 0.28\%$$

Los piones forman un triplete poseen paridad impar, estos están formados por los quarks π^+ (u$\bar{d}$), π^- (d$\bar{u}$) y π^o ($\frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}}$), tienen una masa aproximada de 140 MeV

Los bariones como se menciono anteriormente son partículas que estan formadas por 3 quarks. Λ^o esta constituida por los quarks "uds", posee spin $\frac{1}{2}$, paridad positiva, tiene una masa aproximada de $1115.683 \pm 0.006 MeV$.

Λ^o decae a:

$$\Lambda^o \rightarrow p\pi^-$$

con una probabilidad de $63.9 \pm 0.5\%$. El protón esta formado por los quarks "uud", tiene spin $\frac{1}{2}$ y paridad positiva, su masa es de aproximadamente $938.27231 \pm 0.00028 MeV$.

Por su parte Λ_c^+ esta constituida por los quarks "udc", posee spin $\frac{1}{2}$, paridad positiva. Su masa es de aproximadamente $2284.9 \pm 0.6 MeV$, Λ_c^+ decae en:

$$\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$$

con una probabilidad de $5.0 \pm 1.3\%$. K^-, está contituido por los quarks "$\bar{u}s$", tiene spin 0 y paridad negativa.

Apéndice B

Ecuaciones Fundamentales

El decamiento del K_s^o, es un decaimiento a dos cuerpos el cual podemos reconstruir a partir de la conservación del momento, si tomamos al track 1 como el momento del π^+ y el track 2 como el momento del π^-, podemos expresar el momento del K_s^o de la siguiente manera.

$$p_{k_s^o x} = tk1_px + tk2_px \tag{B.1}$$
$$p_{k_s^o y} = tk1_py + tk2_py \tag{B.2}$$
$$p_{k_s^o z} = tk1_pz + tk2_pz \tag{B.3}$$
$$\overrightarrow{p}_{\pi^+} = tk1_px\,\overrightarrow{i} + tk1_py\,\overrightarrow{j} + tk1_pz\,\overrightarrow{k}$$
$$\overrightarrow{p}_{\pi^-} = tk2_px\,\overrightarrow{i} + tk2_py\,\overrightarrow{j} + tk2_pz\,\overrightarrow{k}$$
$$\overrightarrow{p}_{track1} = \overrightarrow{p}_{\pi^+}$$
$$\overrightarrow{p}_{track2} = \overrightarrow{p}_{\pi^-}$$
$$\overrightarrow{p}_{k_s^o} = \overrightarrow{p}_{track1} + \overrightarrow{p}_{track2}$$
$$\|\overrightarrow{p}_{k_s^o}\| = \sqrt{p_{k_s^o x}^2 + p_{k_s^o y}^2 + p_{k_s^o z}^2} \tag{B.4}$$

Por definición cualquier conjunto de cuatro cantidades la cual se transforma semejante $(ct, \overrightarrow{x})$ bajo la transformación de Lorentz es llamada cuadri-vector. $(ct, \overrightarrow{x}) = (x^o, x^1, x^2, x^3) = x^\mu$ .Según la teoría especial de la relatividad, la energí total E y el momento $\overrightarrow{p}$ de un sistema aislado se transforma como las componentes de un cuadri-vector. $(\frac{E}{c}, \overrightarrow{p}) = (p^o, p^1, p^2, p^3) = p^\mu$

Para reconstruir la masa se utiliza la conservación del 4-momento, las ecuaciones mostradas a continuación nos representan el 4-momento de cada uno de los track en la reconstrucción de la masa.

$$
\begin{aligned}
p^{\mu} &= (E, \overrightarrow{p}) && \text{(B.5)}\\
p^{\mu}{}_{\pi^+} &= (E_{\pi^+}, \overrightarrow{p}_{\pi^+})\\
p_{\mu_{\pi^+}} &= (E_{\pi^+}, -\overrightarrow{p}_{\pi^+})\\
p^{\mu}{}_{\pi^-} &= (E_{\pi^-}, \overrightarrow{p}_{\pi^-})\\
p_{\mu_{\pi^-}} &= (E_{\pi^-}, -\overrightarrow{p}_{\pi^-})\\
p^{\mu}P_{\mu} &= M^2 && \text{(B.6)}\\
p^{\mu} &= p^{\mu}{}_{\pi^+} + p^{\mu}{}_{\pi^-} && \text{(B.7)}\\
p^{\mu}P_{\mu} &= (p^{\mu}{}_{\pi^+} + p^{\mu}{}_{\pi^-})(p_{\mu_{\pi^+}} + p_{\mu_{\pi^-}}) && \text{(B.8)}\\
M^2 &= (E_{\pi^+} + E_{\pi^-})^2 - (p_{\pi_x^+} + p_{\pi_x^-})^2\\
&\quad - (p_{\pi_y^+} + p_{\pi_y^-})^2 - (p_{\pi_z^+} + p_{\pi_z^-})^2 && \text{(B.9)}\\
E &= \sqrt{m^2 + p^2} && \text{(B.10)}\\
E_{\pi^+} &= \sqrt{m_{\pi^+}^2 + p_{\pi^+}^2}\\
E_{\pi^-} &= \sqrt{m_{\pi^-}^2 + p_{\pi^-}^2}\\
M &= \sqrt{(E_{\pi^+} + E_{\pi^-})^2 - p_{k_s^o}{}_x^2 - p_{k_s^o}{}_y^2 - p_{k_s^o}{}_z^2} && \text{(B.11)}
\end{aligned}
$$

La constancia de la velocidad de la luz independiente del movimiento de la fuente da lugar a las relaciones entre las coordenadas espaciales y temporales en diferentes sistemas inerciales, conocidas como transformaciones de Lorentz. En la translación del laboratorio al centro de masa se emplea la transformación de lorentz la cual expresemos en su forma más general:

$$
\mathbf{T} = \begin{pmatrix}
\gamma & -\gamma\beta_1 & -\gamma\beta_2 & -\gamma\beta_3 \\
-\gamma\beta_1 & 1 + \frac{(\gamma-1)(\beta_1^2}{\beta^2} & \frac{(\gamma-1)\beta_1\beta_2}{\beta^2} & \frac{(\gamma-1)\beta_1\beta_2}{\beta_2} \\
-\gamma\beta_2 & \frac{(\gamma-1)\beta_1\beta_2}{\beta_2} & 1 + \frac{(\gamma-1)\beta_2\beta_3}{\beta^2} & 1 + \frac{(\gamma-1)\beta_2\beta_3}{\beta_2} \\
-\gamma\beta_3 & \frac{(\gamma-1)\beta_1\beta_3}{\beta_2} & \frac{(\gamma-1)\beta_2\beta_3}{\beta_2} & 1 + \frac{(\gamma-1)\beta_3^2}{\beta_2}
\end{pmatrix} \qquad \text{(B.12)}
$$

En nuestro caso en particular en el cual la transformación es efectuada a lo largo del eje z, la transformación de Lorentz queda representada de la

siguiente forma.

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta_3 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta_3 & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \tag{B.13}$$

Bibliografía

[1] E781 Collaboration: Carnegie Mellon University, Fermilab, University of Iowa, University of Rochester, University of Washington, Petersburg Nuclear Physics Institute, ITEP (Moscow),IHEP (Protvino), Moscow State University, University of São Paulo, Centro Brasileiro de Psequisas Fisicas, Univeridade Federale de Paraiba, IHEP (Beijing), University of Bristol, Tel AViv University,Max-Planck-Institut Für Kernphysik-Heidelberg, Universidad Autonoma de San Luis Potosí.

[2] Michael Procario *Physics Goals and Experimental Status of SELEX: Fermilab e781.* Talk at Conference on Intersections of Particle and Nuclear Physics, Big Sky, Montana, June 1997.

[3] Michael Procario *Charm From Hyperons in the Future: Femilab Experiment 781* Invited talk at Symposium on Heavy Quarks at Fixed Targets, H-Note 724 Universtity of Virginia, october 1994.

[4] James S. Russ *Hadroproduction of Charm Baryons out to Large* x_f . Talk at Production and Decay of Hyperons Charm and Beauty Hadrons,Strasbourg, September 1995

[5] S. Barlag et al.*NA32 Collaboration*, Phys. Lett. **B247** 113 (1990)

[6] R Werding *WA89 Collaboration*, Charge Asymmetries for D, D_s and Λ_c Production in Σ^- - Nucleus Interactions at 340 GeV/c. European Organisation for Nuclear Research. Cern-Ep/98-41. 6 March 1998.

[7] H.Albrecht et al *ARGUS Collaboration*, Phys. Lett. **B269** pag. 234 (1991) H. Albrecht et al.*ARGUS Collaboration*,

[8] J.S. Russ *First Charm Hadroproduction Results from SELEX* Carnigie Mellon University.

[9] NA32: 230 GeV; S. Barlag et al., Z. Phys. **C39**(1998)451; ibid **C49**555; Phys. Lett. **69** (1992)3147; ibid **77** (1996)2388;2392 WA92: 330 GeV; M. I. Adamovich, Phys. Lett. **B348** (1995)256; ibid **B385**(1996)487; Nucl. Phys. **B495**(1997)3 E791: 500 GeV; E. M. Aitala, et al., Phys. Lett. **B411**(1997)230; ibid **B403**(1997)185; ibid **B371**(1996)157.

[10] M. I. Adamovich, et al., submitted to Eur. Phys. J. C: preprint hep-ex/9803021

[11] J. Engelfried et al.: *The E781 (SELEX) RICH Detector.* Nucl. Instr. and Methods A 409 (1998) 439-442

[12] Lopez R. *Identificación de partículas producidas en interacción p-N mediante el e781 RICH* Tesis de Maestria. UASLP, Enero de 1997.

[13] J. Engelfried Private Conversation. Junio-Julio de 1998. Instituto de Física. San Luis Potosí.

[14] Walton Duryea Jeffrey *A Precision Measurement of the Polarization and Magnetic Moment of the Cascade-Minus Hyperon* Tesis de Doctorado. Julio de 1991. University of Minnesota.

[15] Pak-Ming Ho *Production polarization and magnetic moment of anti-casacade minus hyperon produced by 800 GeV/c protons* Tesis de Doctorado 1990. The University of Michigan.

[16] Morelos A. *Measurement of the polarization and magnetic moment of* Σ^+ *and* Σ^- *Hyperons* Tesis de Doctorado, Octubre de 1992. CINVESTAV Mexico D.F. .

[17] The WA89 Collaboration. Measurement of the polarization of Λ^o, $\bar{\Lambda^o}$, Σ^+ and Ξ^- produced in a Σ^- beam of 330 GeV/c. ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIK A 350. 379-386 (1995).

[18] Morelos A. Private Conversation Julio de 1998. Insituto de Física. San Luis Potosí.