



Universidad Autónoma de San Luis Potosí  
Instituto de Física

Determinación de la razón de decaimiento de  
 $\Lambda_c^+ \longrightarrow p \pi^+ \pi^-$ .

T E S I S

que para obtener el grado de

Maestro en Ciencias en Física

presenta

Fís. Guillermo López Hinojosa

Asesor:

**Dr. Jürgen Engelfried**  
Profesor Investigador

San Luis Potosí, S.L.P.  
Marzo 2008

*A mis padres.*

# Agradecimientos

**Al Dr. Jürgen Engelfried**, quien a través de su gran experiencia, amplio conocimiento y excelente disposición me guió en la elaboración de este trabajo. Gracias Jürgen por tu apoyo y motivación constante.

**A la colaboración SELEX** por la oportunidad de trabajar en este grupo y sin cuyos datos esta tesis jamás podría haberse realizado.

**Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT)** por brindarme el apoyo económico a través de la beca, con número de registro 199818, que me fue otorgada para realizar mis estudios de maestría.

Este proyecto fue realizado, con financiamiento de la Secretaría de Educación Pública -Subsecretaría de Educación Superior e Investigación Científica- Dirección General de Educación Superior. *Convenio 2003-24-001-026*.

A mis compañeros del grupo de Altas Energías del IF-UASLP Ángel Flores, Eric Vázquez, Alejandro Blanco, Jorge Amaro y Nora Estrada por su apoyo, comentarios y aclaraciones. También a Luz del Carmen Nuche, técnico académico del laboratorio de Altas Energías.

A Ericka Reyes por su apoyo durante el tiempo en que realicé mi tesis.

**Al L.E.S.D. José Limón Castillo** del laboratorio de Cálculo Numérico, por el soporte brindado en el área de computo.

# Abstract

The confirmation of the Cabibbo-suppressed charm baryon decay mode  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  is reported. All data analyzed are from SELEX, a fixed target experiment at Fermilab that took data during 1996 and 1997, mainly with a 600 GeV/c  $\Sigma^-$  beam. The branching ratio of the Cabibbo-suppressed decay mode  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  relative to the Cabibbo-favored mode  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  is measured to be:

$$\frac{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-)}{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)} = 0.103 \pm 0.022$$

# Resumen

Se reporta la confirmación del modo Cabibbo suprimido  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ . Todos los datos analizados son de SELEX, un experimento de blanco fijo que tomó datos durante 1996 y 1997, principalmente con un haz de  $\Sigma^-$  de 600 GeV/c. La medición de la razón de decaimiento del modo Cabibbo suprimido  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  relativo al modo Cabibbo favorecido  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  da como resultado:

$$\frac{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-)}{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)} = 0.103 \pm 0.022$$

# Índice general

Motivación	XI
<b>1. Teoría General</b>	<b>1</b>
1.1. Partículas Fundamentales . . . . .	1
1.1.1. Quarks y Leptones . . . . .	1
1.1.2. Interacciones Fundamentales . . . . .	2
1.2. Hadrones . . . . .	4
1.2.1. Mesones . . . . .	4
1.2.2. Bariones . . . . .	5
1.2.3. Color . . . . .	6
1.3. Interacción Fuerte . . . . .	7
1.3.1. Gluones . . . . .	7
1.3.2. Propiedades de la Cromodinámica Cuántica (QCD) . . . . .	8
1.3.3. La constante de acoplamiento fuerte $\alpha_s$ . . . . .	8
1.4. Interacción Débil . . . . .	9
1.4.1. Tipos de interacciones débiles . . . . .	10
1.4.2. Fuerza de acoplamiento de corrientes cargadas . . . . .	10
1.4.3. Matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa . . . . .	11
1.5. Bariones Encantados . . . . .	13
1.5.1. El modo Cabibbo suprimido $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ . . . . .	13
1.5.2. El modo Cabibbo favorecido $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . . . . .	14
1.5.3. Razón de decaimiento . . . . .	14
<b>2. El experimento SELEX</b>	<b>17</b>
2.1. El espectrómetro del haz . . . . .	17
2.1.1. Blanco de producción de hiperones . . . . .	19

2.1.2.	El detector de radiación de transición del haz (BTRD)	19
2.1.3.	Detectores de la trayectoria del haz (BSSD)	20
2.2.	El espectrómetro del vértice	20
2.2.1.	Blancos de producción	20
2.2.2.	Detector de tiras de silicio del vértice (VSSD)	22
2.3.	El espectrómetro M1	22
2.3.1.	Cámaras proporcionales de alambre (PWC)	22
2.4.	El espectrómetro M2	24
2.4.1.	Hodoscopios	24
2.4.2.	Cámaras Proporcionales de Alambre en M2	24
2.4.3.	Detectores de Radiación de Transición de Electrones (ETRD)	25
2.5.	El Detector de luz Cherenkov	26
2.6.	Sistema Disparador	27
2.7.	El filtro en línea	28
2.8.	Adquisición de datos	29
2.9.	Procesamiento de los datos crudos	31
2.9.1.	Pass	35
2.10.	Simulación	37
<b>3.</b>	<b>Metodología</b>	<b>41</b>
3.1.	Variables en el análisis	41
3.2.	Razón de Decaimiento	45
3.3.	Número de eventos	46
3.4.	Significancia de la señal	47
3.5.	Eficiencia	47
3.6.	Error Estadístico	48
3.7.	Procedimiento	48
<b>4.</b>	<b>Análisis y Resultados</b>	<b>51</b>
4.1.	Evidencia de los modos de decaimiento	51
4.1.1.	El modo de interés $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$	51
4.1.2.	El modo de referencia $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$	57
4.2.	Razón de decaimiento: Resultados	59
4.2.1.	Número de Eventos	59
4.2.2.	Eficiencia Absoluta	60
4.2.3.	Eficiencia Relativa	60

4.2.4. Razón de Decaimiento . . . . .	62
4.3. Estudio Sistemático . . . . .	62
4.3.1. Procedimiento . . . . .	62
<b>5. Conclusiones</b>	<b>75</b>
<b>A. Vtuples</b>	<b>77</b>



# Índice de figuras

1.1. Modelo Estándar. . . . .	4
1.2. Diagramas de $SU(4)_f$ mostrando los 16-pletos para mesones (a) pseudoescalares y (b) vectoriales. . . . .	5
1.3. Multipletes de $SU(4)_f$ para bariones formados por los quarks $u, d, s$ y $c$ . (a) 20-plete con un octete de $SU(3)_f$ (espín 1/2) (b) 20-plete con un decuplete de $SU(3)_f$ (espín 3/2). . . . .	6
1.4. Diagrama de espectador $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ . . . . .	13
1.5. Diagrama de espectador $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . . . . .	14
2.1. Espectrómetro del haz . . . . .	18
2.2. Región del vértice . . . . .	21
2.3. Espectrómetro M1 . . . . .	23
2.4. Espectrómetro M2 . . . . .	24
2.5. Esquema de las cámaras de alambre en el espectrómetro M2 . . . . .	25
2.6. Detector de luz Cherenkov (RICH) . . . . .	26
2.7. Esquema del mecanismo disparador del quark $c$ . . . . .	27
2.8. Porcentaje global de todas las interacciones registradas en SE- LEX. Total de interacciones 15.2 mil millones. . . . .	30
2.9. Tablas <code>recdf</code> y <code>recpid</code> empleadas por RECON en este trabajo. . . . .	34
2.10. Archivo de comandos de SOAP. . . . .	36
2.11. Archivo <code>nombre.dec</code> utilizado para simulación. . . . .	38
2.12. Ejemplo de un archivo <code>EMB.emb</code> donde se especifica la ge- neración de eventos correspondientes a 3 partículas. . . . .	39

3.1.	La variable $L$ corresponde a la distancia entre los vértices primario y secundario sobre el eje $z$ , $\sigma$ expresa el error asociado a la medición de los vértices, $\hat{p}$ es el vector resultante de la suma de las trayectorias de las partículas hijas y $b$ es la distancia de separación entre la extrapolación y vértice primario. . . . .	44
4.1.	Datos iniciales de $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ . . . . .	52
4.2.	Primer ajuste a los datos iniciales de $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ . . . . .	52
4.3.	Distribución de masa invariante $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , no se han removido reflexiones. . . . .	53
4.4.	Ajuste a la distribución de masa invariante $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , se han removido reflexiones. . . . .	54
4.5.	Datos reconstruidos de $p\pi^+\pi^-$ al sustituir valores de masa correspondientes a otras partículas. . . . .	56
4.6.	Distribución de masa invariante de $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ con 100 000 eventos simulados. . . . .	57
4.7.	Distribución de masa invariante (datos) para $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . . . . .	58
4.8.	Distribución de momentos para cada partícula involucrada en los dos decaimientos. . . . .	61
4.9.	Distribuciones de masa invariante para $p\pi^-\pi^+$ (Simulación). . . . .	64
4.10.	Distribuciones de masa invariante para $p\pi^-\pi^+$ (Simulación). . . . .	65
4.11.	Distribuciones de masa invariante para $pK^-\pi^+$ (Simulación). . . . .	66
4.12.	Distribuciones de masa invariante para $pK^-\pi^+$ (Simulación). . . . .	67
4.13.	Distribuciones de masa invariante para $p\pi^-\pi^+$ (datos). . . . .	68
4.14.	Distribuciones de masa invariante para $p\pi^-\pi^+$ (datos). . . . .	69
4.15.	Distribuciones de masa invariante para $pK^-\pi^+$ (datos). . . . .	70
4.16.	Distribuciones de masa invariante para $pK^-\pi^+$ (datos). . . . .	71
4.17.	Eficiencia absoluta para $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ en función de $L/\sigma$ . . . . .	72
4.18.	Eficiencia relativa en función de $L/\sigma$ . . . . .	72
4.19.	Razón de decaimiento (Branching Ratio, BR) . . . . .	73

# Índice de tablas

1.1. Interacciones fundamentales y sus mediadores . . . . .	2
1.2. Partículas elementales y sus cargas . . . . .	3
2.1. Especificaciones de los blancos de producción . . . . .	21
2.2. Grupos de datos provenientes de Pass2 utilizados en este trabajo.	37
4.1. Cortes aplicados en el análisis de los datos. . . . .	59
4.2. Número de eventos obtenidos para cada modo de decaimiento.	59
4.3. Eficiencias absolutas . . . . .	60
A.1. Estructura de los arreglos de tamaño variable ( <i>vtuples</i> ). . . . .	77



# Motivación

A mediados de los ochenta surge en CERN<sup>1</sup> el experimento **CERN NA32** (Colaboración ACCMOR) realizando el análisis de varios modos de decaimiento de partículas encantadas<sup>2</sup> mediante el uso de un detector de vértice de silicio de alta resolución y un enfoque puramente geométrico.

Posteriormente en el año de 1990 la colaboración ACCMOR publica en el “*Zeitschrift für Physik C - Particles and Fields 48*” el artículo titulado “*Medición de varios modos de decaimiento de partículas encantadas  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D_s^+$  y  $\Lambda_c^+$* ” [11] en donde se analizan los decaimientos de estas partículas en distintos canales y se determinan sus razones y fracciones de decaimiento.

Entre los resultados publicados se encuentra la primera observación del modo de decaimiento Cabibbo suprimido  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , registrando  $5.3 \pm 2.7$  eventos y una razón de decaimiento de  $0.069 \pm 0.036$ .

$$\frac{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-)}{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)} = 0.069 \pm 0.036$$

Seis años más tarde nace en Fermilab **SELEX**<sup>3</sup> experimento conformado por un sofisticado espectrómetro de blanco fijo, enfocando su investigación en el análisis de la física relacionada con los decaimientos de bariones encantados y la elaboración de estudios sistemáticos de los mecanismos de producción de materia hadrónica.

En los últimos años, SELEX ha registrado y analizado nuevos modos de decaimiento así como confirmado la existencia de otros. Entre los datos adquiridos se ha encontrado evidencia del modo Cabibbo suprimido  $\Lambda_c^+ \rightarrow$

---

<sup>1</sup>Centre Européen pour la Recherche Nucleaire.

<sup>2</sup>Partículas con que poseen uno o más quarks charm.

<sup>3</sup>Segmented Large  $X_f$  Baryon Spectrometer.

$p\pi^+\pi^-$  contando con aproximadamente 100 eventos, proporcionando así una excelente oportunidad para medir con una mayor precisión el valor establecido por la colaboración ACCMOR hace más de 15 años.

El presente trabajo tiene como objetivos:

1. La búsqueda y confirmación de la partícula  $\Lambda_c^+$  en el canal  $p\pi^+\pi^-$ , el cual es un modo Cabibbo suprimido<sup>4</sup>.
2. La medición de la razón de decaimiento de  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  con respecto a  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  siendo este último Cabibbo favorecido<sup>5</sup>.

Todos los datos utilizados en este trabajo provienen del experimento SELEX.

---

<sup>4</sup>El concepto “Cabibbo suprimido” se explica en la sección 1.5.1.

<sup>5</sup>El concepto “Cabibbo favorecido” se explica en la sección 1.5.2.

# Capítulo 1

## Teoría General

### Introducción

La física de altas energías y partículas elementales es una de las áreas primordiales de investigación en física, pues se enfoca en el estudio de los componentes fundamentales de la materia así como en la naturaleza de sus interacciones.

### 1.1. Partículas Fundamentales

#### 1.1.1. Quarks y Leptones

Los dos tipos de partículas fundamentales existentes son los *leptones*, los cuales incluyen entre otros al electrón y al neutrino, y los *quarks*. Los leptones y los quarks tienen espín  $1/2$  y obedecen la estadística de Fermi por lo que son catalogados como fermiones, y se consideran elementales debido a que no se han observado estados excitados de estas partículas, además de que su tamaño es menor que el límite actual sobre el cual se pueden efectuar mediciones experimentales. Como se explica más adelante los quarks son inusuales debido a que solo forman estados ligados.

Hasta ahora se conocen 6 leptones y 6 quarks así como sus antipartículas. Los quarks y los leptones se han clasificado en “generaciones” o “familias”, ver 1.1 y 1.2.

A los diferentes tipos de quarks se les denomina “sabores”, estos son *up*

(*u*), *down* (*d*), *charm* (*c*), *strange* (*s*), *top* (*t*) y *bottom* (*b*)<sup>1</sup>.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Los leptones se catalogan en: *electrón* ( $e^-$ ), *muón* ( $\mu^-$ ), *tau* ( $\tau^-$ ) y los tres neutrinos correspondientes  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  y  $\nu_\tau$ , así como sus antipartículas. Las respectivas generaciones son:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

### 1.1.2. Interacciones Fundamentales

Existen cuatro interacciones fundamentales en la naturaleza: la interacción *fuerte*, *electromagnética*, *débil* y *gravitatoria*<sup>2</sup>. Las primeras tres interacciones ocurren mediante el intercambio de bosones de norma, siendo estos últimos partículas con espín uno.

Interacción	Mediador
Fuerte	Gluón
Electromagnetismo	Fotón
Débil	$W^+$ , $W^-$ , $Z^0$

Tabla 1.1: Interacciones fundamentales y sus mediadores

A cada una de las interacciones anteriores se le asocia una carga: carga fuerte o carga de *color*<sup>3</sup>, carga eléctrica y carga débil respectivamente<sup>4</sup>.

Los bosones  $W^+$  y  $W^-$  poseen carga eléctrica  $+e$  y  $-e$  respectivamente, por otro lado el bosón  $Z$  es eléctricamente neutro. Los bosones  $W$  y  $Z$  son partículas muy pesadas y el rango de la interacción débil es corto. Estas pueden ser

<sup>1</sup>También existen los antiquarks de sabor:  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $\bar{c}$ ,  $\bar{s}$ ,  $\bar{t}$  y  $\bar{b}$ .

<sup>2</sup>La interacción gravitatoria es mediada teóricamente a través del gravitón, una partícula hipotética sin masa, sin carga y con espín 2, sin embargo su existencia aún no ha sido confirmada experimentalmente.

<sup>3</sup>El concepto de *color* se explica en la sección 1.2.3

<sup>4</sup>La interacción fuerte y la interacción débil se explicarán con mayor detalle en las secciones 1.3 y 1.4 respectivamente.

---

Partícula	Carga
Quark	Débil, Eléctrica, Color
Leptones	Débil, algunos están eléctricamente cargados

Tabla 1.2: Partículas elementales y sus cargas

producidas directamente a energías suficientemente altas. Debido a que SELEX no trabaja en estos rangos de energía, estos bosones solo pueden ser producidos como partículas virtuales, es decir como partículas intermedias en procesos de dispersión por tiempos muy cortos.

El fotón no posee carga eléctrica y debido a que su masa es cero, el rango de la interacción electromagnética es infinito. Los gluones tampoco presentan masa ni carga eléctrica, pero transportan la carga de color por lo que pueden interactuar entre ellos ocasionando que el rango de la interacción fuerte sea muy corto. La figura 1.1 representa los grados de libertad en el modelo estándar actual.

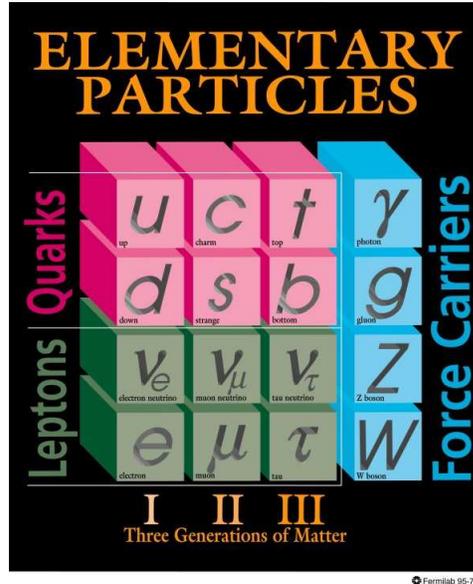


Figura 1.1: Modelo Estándar.

## 1.2. Hadrones

Los hadrones son partículas compuestas de quarks y se clasifican en dos grupos: los *bariones*, que son fermiones con espín semi-entero, y los *mesones*, bosones con espín entero. Ha sido a través del estudio de los hadrones que se han descubierto diversas propiedades de la interacción fuerte.

### 1.2.1. Mesones

Los mesones tienen número bariónico  $B = 0$ . Están formados por estados ligados  $q\bar{q}$  de quarks  $q$  y antiquarks  $\bar{q}$  (los sabores de  $q$  y  $\bar{q}$  pueden ser distintos). Si solamente se consideran tres sabores de quarks, entonces existen nueve combinaciones con  $l = 0$ . Siguiendo  $SU(3)_f$  las nueve combinaciones  $q\bar{q}$  conteniendo los quarks ligeros  $u$ ,  $d$  y  $s$  se agrupan en un octete y un singlete de mesones de quarks ligeros.

$$3 \otimes 3 = 8 \oplus 1. \quad (1.3)$$

Al incluir el quark charm ( $c$ ), se extiende  $SU(3)_f$  a  $SU(4)_f$ . Sin embargo,  $SU(4)_f$  (al igual  $SU(3)_f$ ) no es una simetría exacta debido a las diferencias

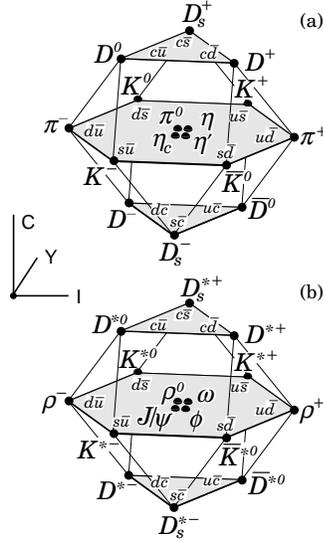


Figura 1.2: Diagramas de  $SU(4)_f$  mostrando los 16-pletos para mesones (a) pseudoescalares y (b) vectoriales.

de masas entre los quarks. A pesar de esto,  $SU(4)_f$  se utiliza para clasificar a las partículas compuestas por cualquier combinación de estos cuatro quarks. Los dieciséis mesones se agrupan en un 15-plete y un singlete:

$$4 \otimes 4 = 15 \oplus 1. \quad (1.4)$$

Los *diagramas de peso* del estado base de los mesones pseudoescalares y vectoriales se muestran en la figura 1.2.

### 1.2.2. Bariones

Los bariones son fermiones con número bariónico  $B = 1$  que están compuestos por estados ligados de tres quarks ( $qqq$ ). Si se considera que los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$  poseen la misma masa es posible construir una simetría aproximada descrita por el grupo  $SU(3)_f$ , lo cual requiere que bariones compuestos por estos quarks (*27 combinaciones posibles*) pertenezcan a los multipletes en el lado derecho de:

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_S \oplus 8_M \oplus 8_M \oplus 1_A. \quad (1.5)$$

En la expresión anterior los subíndices denotan estados simétricos ( $S$ ), mezclados ( $M$ ) y antisimétricos ( $A$ ) bajo el intercambio de dos quarks. La figura 1.3 muestra los multipletes de  $SU(4)_f$  para bariones formados por los quarks  $u$ ,  $d$ ,  $s$  y  $c$ .

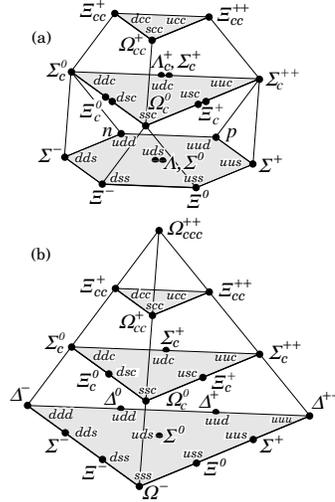


Figura 1.3: Multipletes de  $SU(4)_f$  para bariones formados por los quarks  $u$ ,  $d$ ,  $s$  y  $c$ . (a) 20-plete con un octete de  $SU(3)_f$  (espín 1/2) (b) 20-plete con un decuplete de  $SU(3)_f$  (espín 3/2).

### 1.2.3. Color

Los quarks poseen un grado de libertad importante denominado *color* o carga fuerte. Esta característica surge debido a la necesidad de contar con un número cuántico adicional al sabor y el espín. Para describir este concepto tomemos por ejemplo la  $\Delta^{++}$ .

La  $\Delta^{++}$  es el barión más ligero con  $J^P = (3/2)^+$  perteneciente al 20-plete de bariones de  $SU(4)_f$  en el modelo de quarks. Debido a la doble carga eléctrica de la  $\Delta^{++}$ , esta última debe estar compuesta de tres quarks  $u$  lo cual implica una función de onda simétrica en la parte de isospin.

$$|\Delta^{++}\rangle_{s=3/2, s_3=3/2} = |u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow\rangle \quad (1.6)$$

Así, al estar los tres quarks en el estado base  $l = 0$ , la parte espacial de la función de onda es simétrica. Por lo tanto, la función de onda correspondiente

a este sistema (*espacial, espín y sabor*) parece ser completamente simétrica violando entonces el principio de exclusión de Pauli [2].

Para evitar que ocurra lo anterior se añade la propiedad de *color*. El número cuántico de *color* puede asumir tres valores diferentes, *rojo, azul y verde*<sup>5</sup>, con lo que se logran diferenciar los tres quarks *u*. De esta manera puede construirse una función de onda de color antisimétrica bajo el intercambio de partículas, ocasionando que la función de onda total sea antisimétrica cumpliendo así con el principio de Pauli.

## 1.3. Interacción Fuerte

La *interacción fuerte* es la encargada de mantener unidos a los quarks dentro de los hadrones, tal interacción fundamental se encuentra conectada con el intercambio de gluones. Esta interacción conserva los números cuánticos de paridad, número bariónico, extrañeza, entre otros.

### 1.3.1. Gluones

Las partículas de intercambio que se acoplan con la carga de color reciben el nombre de *gluones*.

Los gluones llevan consigo color y anticolor simultáneamente. De acuerdo a la teoría de grupos, la combinación  $3 \otimes 3$  de color forma dos multipletes de estados: un singlete y un octete. Los estados octete forman una base a partir de la cual todos los demás estados de color pueden construirse. Una posible elección en la que pueden formarse estos ocho estados a partir de colores y anticolores es:

$$r^-g^-, \bar{b}^-, g\bar{b}^-, g^-r^-, b^-r^-, b^-g^-, \frac{1}{\sqrt{2}}(r^-r^- - g^-g^-), \frac{1}{\sqrt{6}}(r^-r^- + g^-g^- - \bar{b}\bar{b}) \quad (1.7)$$

El singlete de color:

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(r^-r^- + g^-g^- + \bar{b}\bar{b}) \quad (1.8)$$

el cual se construye simétricamente de los tres colores y los tres anticolores es invariante con respecto a la redefinición de los nombres de los colores (*rotación en el espacio de color*). Por lo tanto no tiene efecto en el espacio de color y no puede ser intercambiado entre cargas de color [2].

---

<sup>5</sup>Red, blue, green (*r, g, b*).

A través de su intercambio, los ocho gluones se encargan de mediar la interacción entre partículas con carga de color, esto es, no solo entre quarks sino también entre gluones.

### 1.3.2. Propiedades de la Cromodinámica Cuántica (QCD)

La teoría cuántica de campo de la interacción fuerte se conoce como *cromodinámica cuántica*.

Los quarks en el interior de los hadrones continuamente están intercambiando gluones, como parte de este proceso los gluones pueden crear pares de quark-antiquark, especialmente los pares de quarks ligeros como  $u\bar{u}$  y  $d\bar{d}$ . También pueden ocurrir pares de quark-antiquark más pesados, aunque la probabilidad de que estos ocurran es más baja. Cualquier par de quark-antiquark pueden aniquilarse dando lugar a gluones.

En el interior de los hadrones existe una condición de equilibrio,

$$g \leftrightarrow \bar{q} + q \quad (1.9)$$

dentro de los límites permitidos por el principio de incertidumbre. Por lo tanto podemos pensar en un hadrón como una “bolsa” de quarks y gluones. La reacción mostrada en la ecuación 1.9 no crea ningún sabor de quark debido a que un quark siempre se crea o se aniquila con su antiquark. Los números cuánticos del hadrón no se ven afectados por la interacción fuerte. Todos los hadrones poseen una carga fuerte neta (*color*) igual a cero al igual que la carga fuerte de su contenido neto de quarks. Los hadrones son *singletes de color*, análogos a los singletes de espín (una combinación de partículas  $s = 1/2$  con espín neto igual a cero).

Las combinaciones: Quark-antiquark, tres quarks o tres antiquarks, en el interior de un hadrón dan como resultado un singlete de  $SU(3)_c$ .

### 1.3.3. La constante de acoplamiento fuerte $\alpha_s$

En la teoría de campo cuántico, la constante de acoplamiento la cual describe la interacción entre dos partículas, corresponde a una constante efectiva dependiente de la transferencia de momento  $Q^2 = -q^2$ .

La razón por la cual la dependencia es tan fuerte es debido a que los gluones acarrear consigo carga de color y por lo tanto se acoplan con otros

gluones. Un cálculo perturbativo a primer orden en cromodinámica cuántica es:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1.10)$$

donde  $n_f$  denota el número de tipos de quarks involucrados.

Debido a que un par virtual quark-antiquark tiene un rango y tiempo de vida cortos la expresión anterior es válida para  $Q^2$  altas. El parámetro  $\Lambda$  es el único parámetro libre de QCD y se determina al comparar predicciones con datos experimentales, de aquí que  $\Lambda \approx 250 \text{ MeV}/c$ . La aplicación de procedimientos de expansión perturbativos en QCD es válido solo si  $\alpha_s \ll 1$ . Esto se satisface para  $Q^2 \gg \Lambda^2 \approx 0.06 (\text{GeV}/c)^2$ .

Para los decaimientos involucrados en este trabajo, la razón de decaimiento no puede calcularse mediante teoría de perturbaciones, por lo que las teorías desarrolladas para describir estos procesos consisten solo de modelos. Las mediciones experimentales son decisivas para comprobar estas predicciones.

## 1.4. Interacción Débil

Consideremos los siguientes decaimientos

$$\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0, \quad \tau = 6 \times 10^{-24} s, \quad (1.11)$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0, \quad \tau = 8 \times 10^{-11} s. \quad (1.12)$$

La partícula  $\Sigma^+$  tiene un tiempo de vida mayor que la  $\Delta^+$  por 13 órdenes de magnitud. Estos tiempos de vida son distintos debido a que una fuerza diferente rige el decaimiento en cada caso.

El decaimiento de la  $\Delta^+$  es gobernado por la fuerza fuerte. Por otro lado la interacción que rige el decaimiento de la  $\Sigma^+$  es la interacción débil. En conclusión, una fuerza de mayor intensidad ocasiona que un decaimiento ocurra con mayor rapidez.

La interacción débil es responsable de los decaimientos de quarks y leptones actuando sobre los dos de la misma manera. Por violar la conservación de varios números cuánticos, no hay estados ligados formados por ésta interacción

### 1.4.1. Tipos de interacciones débiles

La interacción débil puede transformar un leptón cargado ( $\mu^-$ ) en su neutrino ( $\nu_\mu$ ) correspondiente además de producir un leptón cargado con su antineutrino ( $e^- + \bar{\nu}_e$ ). De la misma manera los quarks de un sabor pueden ser transformados en quarks con otro sabor en interacciones débiles. En estas reacciones la carga de los quarks y los leptones involucrados cambia por  $+e$  ó  $-e$ .

El término *corrientes cargadas* fue acuñado para definir a las transformaciones donde ocurre un cambio de la carga débil, son mediadas por las partículas cargadas  $W^+$  y  $W^-$ .

La interacción débil también actúa por medio del intercambio de una partícula neutra conocida como  $Z^0$ , precedida previamente por la teoría electrodébil, en donde los quarks y los leptones no cambian. En este caso se emplea el término *corrientes neutrales*.

Las corrientes cargadas pueden dividirse en tres categorías:

- *Procesos leptónicos*: El bosón  $W$  solo se acopla a leptones.

$$l + \bar{\nu}_l \longleftrightarrow l' + \bar{\nu}'_l \quad (1.13)$$

- *Procesos semileptónicos*: El intercambio del bosón  $W$  se acopla a ambos leptones y quarks.

$$q_1 + \bar{q} \longleftrightarrow l + \bar{\nu}_l \quad (1.14)$$

- *Procesos no leptónicos*: No involucran leptones.

$$q_1 + \bar{q} \longleftrightarrow q_3 + \bar{q} \quad (1.15)$$

Los modos de decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  y  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  involucrados en el presente trabajo, pertenecen a la categoría de procesos no leptónicos.

### 1.4.2. Fuerza de acoplamiento de corrientes cargadas

El elemento de matriz para los procesos que involucran a la interacción débil es proporcional al cuadrado de la carga débil  $g$ , a la cual se acopla el boson  $W$ , y a su propagador aproximado como:

$$\mathbf{M}_{fi} \propto g \cdot \frac{1}{Q^2 c^2 + M_W^2 c^4} \cdot g \xrightarrow{Q^2 \rightarrow 0} \frac{g^2}{M_W^2 c^4} \quad (1.16)$$

donde  $Q^2$  es el cuadrado del cuadrimomento transferido en la interacción y  $M_W$  es la masa de la partícula de intercambio.

El gran valor de masa del bosón de intercambio indica que para valores pequeños de  $Q^2$  ésta interacción aparece mucho más débil que en la interacción electromagnética. Además ocasiona que el rango de acción sea muy limitado  $\hbar/M_W \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$  fm.

La fuerza de acoplamiento de la interacción se describe por la *constante de Fermi*  $G_F$ , la cual es proporcional al cuadrado de la carga débil  $g$ :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{\pi \alpha}{2} \cdot \frac{g^2}{e^2} \cdot \frac{(\hbar c)^3}{M_W^2 c^4} \quad (1.17)$$

donde  $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon\hbar c)$  es la constante de acoplamiento electromagnética.

### 1.4.3. Matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

En interacciones débiles con corrientes cargadas, los quarks no solo pueden ser transformados en sus compañeros del mismo doblete de isospin débil, sino que también se han observado transiciones de quarks entre familias diferentes:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Si se consideran dos familias de quarks, entonces para el caso de corrientes cargadas el compañero del eigenestado de sabor  $|u\rangle$  no es un eigenestado de sabor  $|d\rangle$ , sino una combinación lineal de  $|d\rangle$  y  $|s\rangle$ , dicha combinación se denota por  $|d'\rangle$ . De forma similar, el compañero del quark  $c$  es una combinación lineal de  $|s\rangle$  y  $|d\rangle$ , ortogonal a  $|d'\rangle$ , a la que se le llama  $|s'\rangle$ .

Los coeficientes de estas combinaciones lineales pueden escribirse como el coseno y el seno de un ángulo llamado ángulo de Cabibbo  $\theta_C$  [3]. Los eigenestados  $|d'\rangle$  y  $|s'\rangle$  de la interacción débil, resultantes del intercambio de un bosón  $W$ , están relacionados a los eigenestados  $|d\rangle$  y  $|s\rangle$  de la interacción fuerte mediante una rotación a través de  $\theta_C$ :

$$|d'\rangle = \cos\theta_C |d\rangle + \text{sen}\theta_C |s\rangle \quad (1.19)$$

$$|s'\rangle = \cos\theta_C |s\rangle - \text{sen}\theta_C |d\rangle \quad (1.20)$$

Las expresiones anteriores pueden escribirse como una matriz:

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \end{pmatrix} \doteq \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \text{sen}\theta_C \\ -\text{sen}\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Por lo general los vectores de estado de quarks con carga  $-1/3$  se rotan mientras que aquellos con carga  $+2/3$  se permanecen intactos.

Experimentalmente,  $\theta_C$  se determina comparando los tiempos de vida y las razones de decaimiento de los decaimientos semileptónicos y hadrónicos de varias partículas. El resultado es [2]:

$$\text{sen}\theta_C \approx 0.22 \quad \cos\theta_C \approx 0.98 \quad (1.22)$$

Las probabilidades de las transiciones  $u \leftrightarrow s$  y  $c \leftrightarrow d$ , comparadas con  $c \leftrightarrow s$  y  $u \leftrightarrow d$  son suprimidas por un factor:

$$\text{sen}^2\theta_C : \cos^2\theta_C \approx 1 : 20 \quad (1.23)$$

Al añadir la tercera generación de quarks, la matriz de  $2 \times 2$  se convierte en una matriz de  $3 \times 3$ . Esta matriz es conocida como la matriz de *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* o matriz de CKM [15]:

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{pmatrix} \doteq \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

La probabilidad para una transición de un quark  $q$  a un quark  $q'$  es proporcional a  $|V_{qq'}|^2$ , el cuadrado de la magnitud del elemento de matriz [2]. La matriz es unitaria y cuenta con cuatro parámetros independientes: tres ángulos reales y una fase imaginaria.

Los elementos de la matriz se han obtenido experimentalmente y en base a estos resultados han surgido distintas parametrizaciones, siendo la de Wolfenstein una de las más empleadas [13]:

$$\begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

Para el presente trabajo, se calcula la razón de decaimiento para decaimientos débiles no leptónicos del barión  $\Lambda_c^+$  en los modos Cabibbo suprimido  $p\pi^+\pi^-$  y Cabibbo favorecido  $pK^-\pi^+$ , es decir,  $|V_{cd}|^2/|V_{cs}|^2$ .

## 1.5. Bariones Encantados

Existen diez bariones<sup>6</sup> encantados conocidos, cada uno con un quark  $c$ . Los bariones formados por los quarks  $u$ ,  $d$ ,  $s$  y  $c$  pertenecen a multipletes de  $SU(4)_f$ . La figura 1.3 muestra el 20-plete (simétrico) para  $J^P = (1/2)^+$

### 1.5.1. El modo Cabibbo suprimido $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$

El modo  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  es un modo Cabibbo suprimido, es decir, un decaimiento en donde uno de los quarks del vacío interactúa con el quark “ $d$ ” resultante del decaimiento débil del quark “ $c$ ” mediante la emisión de un boson  $W^+$ , mientras que el otro quark del vacío se recombina con el quark de valencia de la  $\Lambda_c^+$  como se muestra en el diagrama de flujo de la figura 1.4.

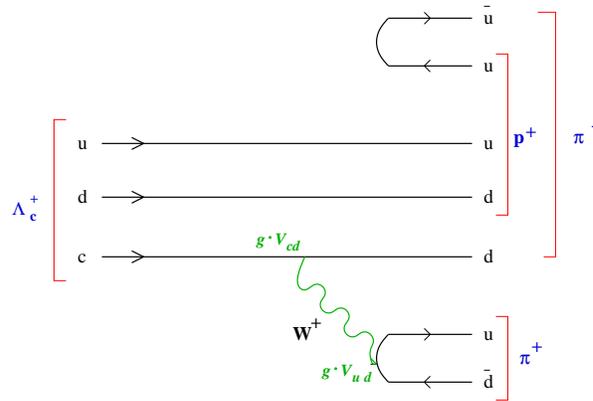


Figura 1.4: Diagrama de espectador  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$

La interacción del decaimiento ocurre debido a que los estados cuánticos que resultan de la interacción fuerte cambian a causa de la interacción débil. La modificación resultante de estos estados es analizada mediante la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

<sup>6</sup>En el estado base.

### 1.5.2. El modo Cabibbo favorecido $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$

El modo  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  corresponde a un modo Cabibbo favorecido, en este caso el quark proveniente del vacío interactúa con el quark “s” resultante del decaimiento débil del quark “c”, originado por la emisión del boson  $W^+$ , ver figura 1.5.

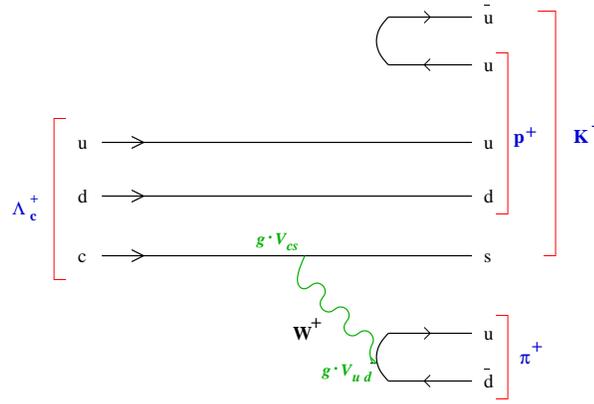


Figura 1.5: Diagrama de espectador  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$

Con el objetivo de medir la razón de decaimiento, es necesario buscar un modo de referencia apropiado. Debido a que  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  ocurre con frecuencia, las matrices de transición son similares y a que su topología es parecida a la de  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , con la única diferencia de que un pión es reemplazado por un kaón, este modo cuenta con las características adecuadas para este análisis.

### 1.5.3. Razón de decaimiento

Cuando una partícula decae produce como resultado varias partículas, este proceso es descrito mediante el uso de un hamiltoniano  $H = H_0 + H'$ , en donde el término  $H_0$  define a la partícula y  $H'$  es el término encargado del decaimiento.

La probabilidad por unidad de tiempo de que se produzca el decaimiento es expresada por la regla de oro de Fermi:

$$W_{i,f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle i|H'|f \rangle|^2 \rho(E) \quad (1.26)$$

donde  $\langle i|H'|f\rangle$  es el elemento de la matriz de transición dada por la parte del hamiltoniano encargada de que ocurra el decaimiento entre un estado inicial y uno final. El factor  $\rho(E)$  corresponde a la densidad de estados de  $H_0$  que pueden originarse tras haber ocurrido el decaimiento.

Similarmente, se tiene que la tasa de decaimiento parcial de una partícula de masa  $M$  en  $n$  cuerpos dentro del marco donde está en reposo se encuentra dada en términos del elemento de matriz  $|\langle i|H'|f\rangle|$  de la siguiente manera [13]:

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |\langle i|H'|f\rangle|^2 d\Phi_n(P; p_1, \dots, p_n) \quad (1.27)$$

donde  $d\Phi_n$  es un elemento del espacio fase de  $n$ -cuerpos dado por

$$d\Phi_n(P; p_1, \dots, p_n) = \delta^4(P - \sum_{i=1}^n p_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \quad (1.28)$$

Luego, a la probabilidad de que una partícula decaiga en un estado final  $f$  se denomina fracción de decaimiento, como se muestra en la expresión 1.29.

$$\Gamma = \frac{\Gamma_m}{\Gamma_{total}} = \frac{\Gamma_m}{\sum_{i=1}^n \Gamma_i} \quad (1.29)$$

Sin embargo, generalmente no se conocen todos los términos que conforman el denominador. Debido a lo anterior, se calcula la razón de decaimiento con respecto a algún modo de referencia cuyo valor de fracción de decaimiento se haya medido previamente con la mayor precisión posible. Como se mencionó anteriormente, dicho modo deberá poseer características similares al modo de interés.

Podemos entonces dividir las fracciones de decaimiento absolutas del modo que se desea medir entre el modo de referencia, como se muestra a continuación:

$$\frac{\frac{\Gamma_m}{\Gamma_{total}}}{\frac{\Gamma_{m'}}{\Gamma_{total}}} = \frac{\Gamma_m}{\Gamma_{m'}} \quad (1.30)$$

Ya que no existen mediciones de la fracción de decaimiento absoluta para  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , uno de los objetivos de este trabajo de tesis consiste en proveer

información sobre la razón de decaimiento del modo  $\Lambda_c^+$  en  $p\pi^+\pi^-$  relativo a  $\Lambda_c^+$  en  $pK^+\pi^+$ , es decir:

$$BR = \frac{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-)}{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^+\pi^+)} \quad (1.31)$$

Se ha observado que la fracción de decaimiento del modo  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  es proporcional al elemento de la matriz de CKM,  $|V_{cd}|^2$  (añadiendo el espacio fase e ignorando algunos efectos), y proporcional a  $|V_{cs}|^2$  para el modo  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^+\pi^+$ .

# Capítulo 2

## El experimento SELEX

Los datos utilizados para este análisis fueron adquiridos del experimento SELEX (E781). SELEX (*Segmented Large  $X_f$  Baryon Spectrometer*) es un experimento de física de altas energías de blanco fijo ubicado en Fermilab, consiste de un espectrómetro multi-etapas con una alta aceptación para detectar interacciones y decaimientos. Recopiló datos entre 1996 y 1997 con un haz de  $\Sigma^-$  y  $\pi^-$  de 600 GeV/c y un haz de protones 540 GeV/c.

Fue diseñado especialmente para el estudio sistemático con alta estadística de los mecanismos de producción de materia hadrónica, además del análisis de los mecanismos de producción y decaimiento de bariones con un quark “ $c$ ”, como  $\Lambda_c$ ,  $\Sigma_c$ ,  $\Xi_c$ ,  $\Omega_c$  a grandes valores de  $x_F$ . Lo anterior se realizó haciendo incidir haces de  $\Sigma^-$ ,  $p$ ,  $\pi^-$ , sobre blancos de  $Cu$  y  $C$ .

En la figura 2.1 se muestra un esquema global del aparato.

### 2.1. El espectrómetro del haz

Este espectrómetro tiene como objetivo la identificación de las partículas del haz y la medición de su trayectoria. Consiste de un blanco de producción de hiperones, el imán de hiperones, los detectores para identificar la partícula del haz, detectores de la trayectoria del haz y centelleadores usados por el mecanismo disparador o *trigger*. Para mayor información sobre este dispositivo ver [12].

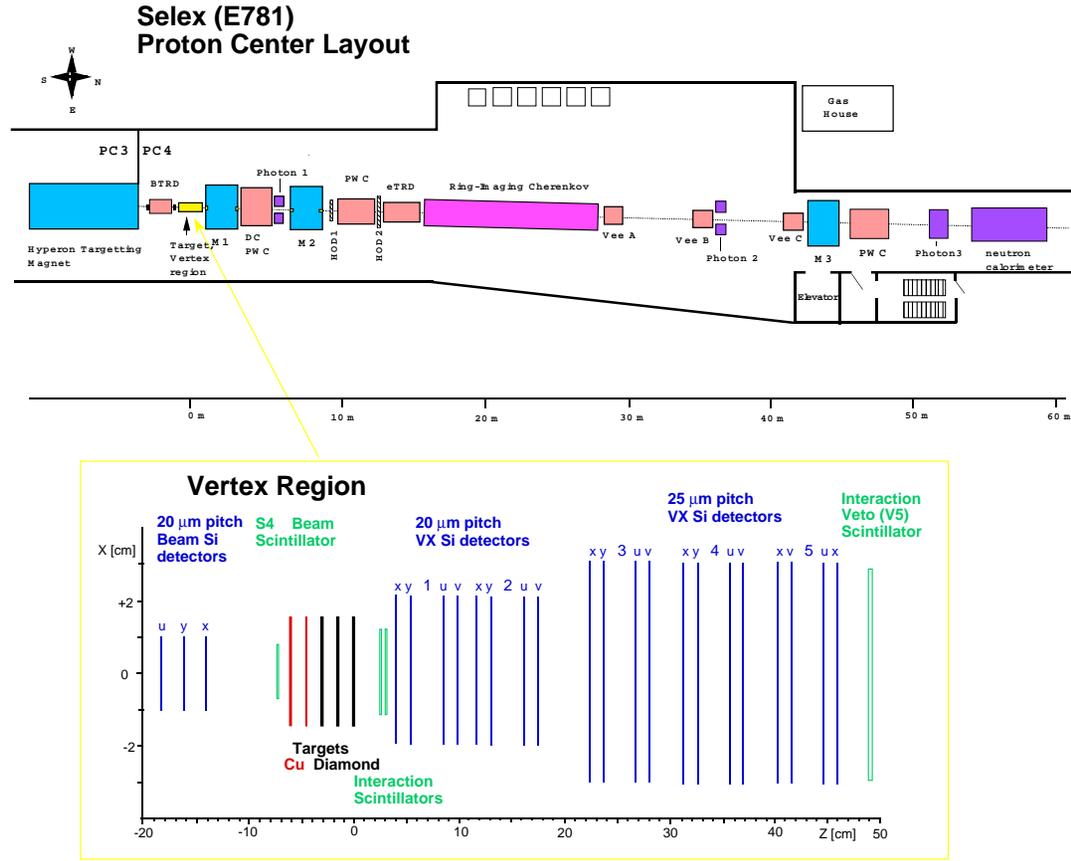


Figura 2.1: Espectrómetro del haz

### 2.1.1. Blanco de producción de hiperones

Se genera un haz de hiperones usando un haz primario de protones de 800 GeV/c y de casi 1 mm de diámetro, este último es acelerado por el Tevatrón en Fermilab suministrando  $5 \times 10^{10}$  protones por segundo durante 20 segundos cada minuto. Dicho haz se hace colisionar con el blanco de producción de hiperones, el cual consiste de un blanco de Berilio de  $0.102 \times 0.203 \times 40.691 \text{ cm}^3$  que se encuentra en la entrada del canal de hiperones. A continuación las partículas producidas conforman un haz secundario que es colimado por un canal curvo de paredes de Tungsteno.

Este canal el cual consiste de 350 bloques de Tungsteno cada uno de aproximadamente 15 cm de largo, y cuya longitud es de 7.3 m con un área de sección transversal aproximada de  $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ , está ubicado en el interior de un campo magnético de 3.5 Teslas producido por el imán de hiperones. Únicamente partículas con momentos de alrededor de  $600 \pm 50 \text{ GeV}/c$  pueden atravesar el imán.

La carga y el momento de las partículas del haz secundario son determinados mediante la polaridad (haz positivo o negativo), el ángulo del haz de protones incidentes sobre el blanco de producción y la intensidad del campo magnético del imán de hiperones.

Si el haz se encuentra cargado negativamente solo partículas de 600 GeV/c pueden atravesar el imán, en el caso de un haz positivo solo partículas de 520 GeV/c pueden hacerlo.

### 2.1.2. El detector de radiación de transición del haz (BTRD)

El detector de radiación de transición del haz (Beam Transition Radiation Detector, BTRD) capta la radiación electromagnética producida cuando partículas relativistas cargadas, atraviesan la frontera entre dos medios con propiedades dieléctricas diferentes. El BTRD es capaz de detectar un tipo de radiación llamada radiación de transición, emitida en el rango de los rayos X, cuya intensidad depende del factor  $\gamma$  de Lorentz. Explotando esta característica, este detector se usa para separar los hiperones de los piones. El BTRD está compuesto por 10 módulos idénticos, cada uno de los cuales contiene 200 capas de polipropileno de  $17 \mu\text{m}$  de espesor separadas por 0.5 mm, seguidas de

tres cámaras de alambre<sup>1</sup> (Proportional Wire Chamber, PWC) conteniendo en su interior una mezcla de gases Xe+30 %CH<sub>4</sub> con el objetivo de detectar la radiación [10]. Las tres cámaras están formadas por placas aluminizadas efectuando la función de cátodos y mallas de alambre de Tungsteno separadas entre sí 1 mm y de 15  $\mu\text{m}$  de ancho como ánodos. El espaciamiento entre ánodo y cátodo es de 2 mm, de forma que la mezcla de gas tiene que ocupar 1.2 cm<sup>3</sup> por cada módulo [10].

### 2.1.3. Detectores de la trayectoria del haz (BSSD)

El detector de la trayectoria del haz (Beam Silicon Strip Detector, BSSD) está formado de 8 planos detectores de tiras de silicio de 300  $\mu\text{m}$  de ancho. Cada plano tiene una área efectiva de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  y está constituido por 1024 tiras de silicio con una separación entre líneas de 20  $\mu\text{m}$ . Los planos están distribuidos en tres bloques de 3, 2 y 3 planos cada uno.

Cada bloque se encuentra en el interior de una caja blindada para protegerlos de radiofrecuencias. Estos detectores determinan la posición de la trayectoria del haz en los blancos de producción con una precisión de 4  $\mu\text{m}$ .

## 2.2. El espectrómetro del vértice

El espectrómetro del vértice, ver figura 2.2, mide la posición en los blancos de producción donde se generan las partículas, conocida como vértice primario, y la región donde decaen denominada vértice secundario. El espectrómetro está conformado por dos secciones principales, los blancos de producción y el detector del vértice de micro tiras de silicio.

### 2.2.1. Blancos de producción

Se utilizan cinco blancos de producción, estos son: dos láminas de cobre, una de 1.6 mm de ancho y la otra de 1.016 mm de ancho, y tres láminas de diamante de 2.2 mm de ancho cada una. Los blancos se hallan separados por una distancia de 1.5 cm. El haz de partículas interactúa con uno de los cinco blancos. En la tabla 2.1 se muestran las especificaciones de los blancos.

---

<sup>1</sup>Secc. 2.3.1.

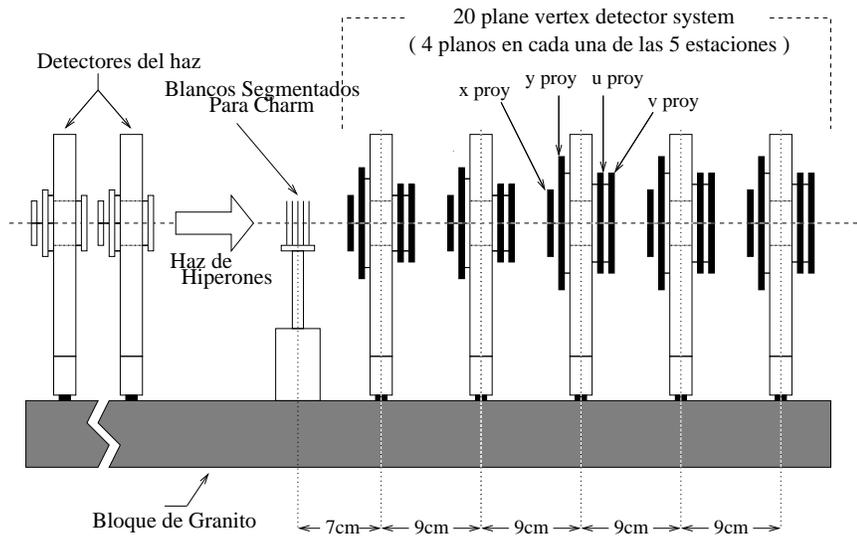


Figura 2.2: Región del vértice

Blanco	Material	Anchura (mm)	Posición en el eje z (cm)	Número Atómico A	Densidad (g/cm <sup>3</sup> )	Rango de interacción %
1	cobre	1.6	-6.13	63.5	8.96	1.06
2	cobre	1.016	-4.62	63.5	8.96	0.76
3	diamante	2.2	-3.10	12	3.20	0.82
4	diamante	2.2	-1.61	12	3.20	0.82
5	diamante	2.2	-0.11	12	3.20	0.82

Tabla 2.1: Especificaciones de los blancos de producción

### 2.2.2. Detector de tiras de silicio del vértice (VSSD)

El detector de tiras de silicio del vértice (Vertex Silicon Strip Detector, VSSD) consiste de 20 planos, o placas, de  $300\ \mu\text{m}$  de anchura. Cada placa contiene, en un solo lado, tiras de silicio diseñadas para detectar trayectorias secundarias con una gran resolución espacial. Los planos están montados en cuatro estaciones con cinco detectores cada una.

Las tiras de los detectores en los planos  $u$  y  $v$  están rotadas  $45^\circ$  respecto a las tiras en los detectores  $x$  y  $y$ . Los primeros ocho detectores, tienen un espaciamiento entre tiras de  $20\ \mu\text{m}$  y una región activa de  $5.12 \times 5.0\ \text{cm}^2$  con un total de 2560 microtiras. La adquisición de los datos se efectuó dividiendo los planos en dos regiones: Una región central y una región exterior. En la región central, donde la densidad de interacción es mayor, se extrajo información de cada tira (1536 tiras), mientras que en la región exterior se tomaron datos de cada par de tiras. Los doce detectores restantes, conocidos como "mosaico", tienen  $25\ \mu\text{m}$  y  $8.3 \times 9.6\ \text{cm}^2$  cada uno. La resolución espacial de cada detector es de  $6.5\ \mu\text{m}$  permitiendo medir la separación entre los vértices primario y secundario a lo largo de la dirección del haz [1, 16].

## 2.3. El espectrómetro M1

Este espectrómetro fue diseñado y optimizado para analizar partículas de bajo momento, en el rango de 2.5 a 15 GeV/c. Está constituido por un imán denominado M1 y una variedad de detectores que se ubican entre el imán M1 y otro magneto denominado M2, ver figura 2.3

Los detectores de las trayectorias son los siguientes: Tres cámaras de alambre proporcionales (PWC<sup>2</sup>), dos cámaras de arrastre (Drift Chambers) y dos estaciones de detectores de silicio de ángulo grande (LASD<sup>3</sup>). Para mayor información sobre los detalles técnicos de estos dispositivos ver [17].

### 2.3.1. Cámaras proporcionales de alambre (PWC)

Una cámara proporcional de alambre (Proportional Wire Chamber, PWC) es en esencia un detector de ionización, está constituida por un plano de alam-

---

<sup>2</sup>Proportional Wire Chamber.

<sup>3</sup>Large Angle Silicon Detector.

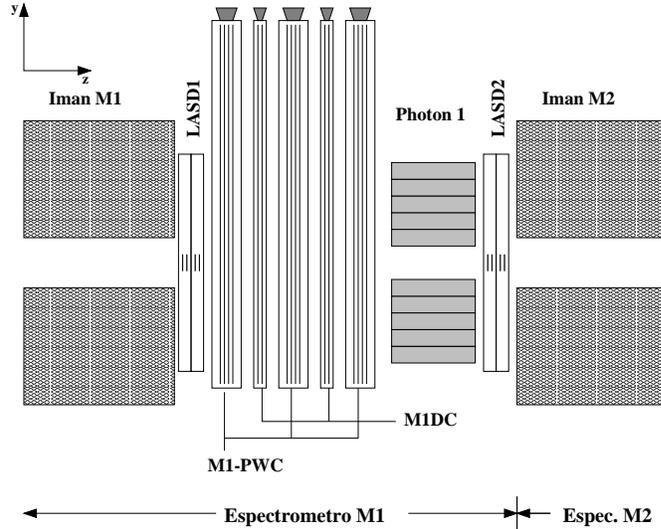


Figura 2.3: Espectrómetro M1

bres igualmente espaciados que funcionan como ánodos centrados entre dos planos, los cuales actúan como cátodos. El espacio entre los cátodos se llena de una mezcla de gas fácilmente ionizable. El paso de partículas cargadas a través de este gas deja rastros de la trayectoria. Los iones cargados positivamente son arrastrados por el campo eléctrico hacia el cátodo y los electrones hacia el ánodo.

La magnitud del campo eléctrico que rodea los alambres provoca que los primeros electrones liberados alcancen una energía cinética suficiente para comenzar a ionizar otros átomos del gas. El campo eléctrico producido es muy intenso cerca de los alambres, pues se comporta como  $1/r$ , por lo que los electrones producen una “avalancha” de ionización al alcanzar esta región.

La avalancha ocurre muy rápido en una región de pocas veces el radio del alambre debido a que el campo eléctrico es más fuerte cerca del ánodo. El número de pares electrón-ión en la “avalancha” es directamente proporcional al número de electrones primarios. Como resultado se obtiene una amplificación proporcional en la corriente, con un factor de multiplicación que depende del voltaje de trabajo. Esta señal de corriente se amplifica mediante una circuito electrónico para su análisis posterior.

## 2.4. El espectrómetro M2

Este espectrómetro está diseñado para estudiar partículas con momento mayor a 15 GeV/c. Está formado por el imán M2, y todos los detectores entre los magnetos M2 y M3, los cuales son, ver figura 2.4: Un tercer módulo de detectores de silicio de ángulo grande (LASD3) con 6 planos de detectores, 14 planos de PWC's, 2 hodoscopios, un detector de luz Cherenkov, 6 planos de detectores de radiación de transición de electrones (ETRD<sup>4</sup>) y 2 estaciones de cámaras de arrastre vectoriales (VeeA y VeeB) con 3 cámaras VDC cada una (más detalles ver [12]).

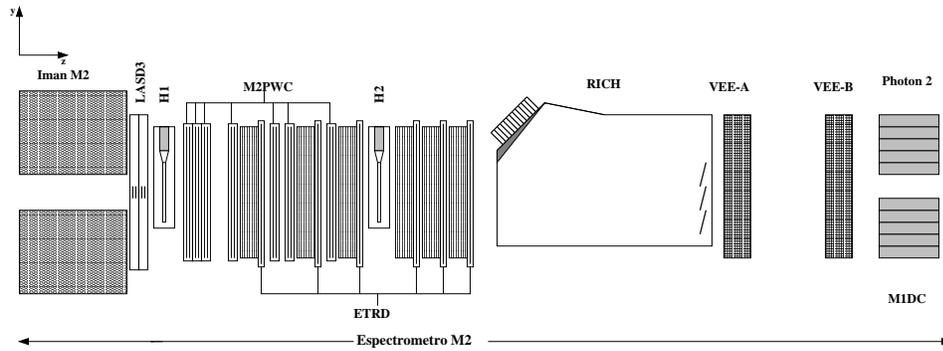


Figura 2.4: Espectrómetro M2

### 2.4.1. Hodoscopios

Los dos hodoscopios H1 y H2 tienen la función de proporcionar información rápida al hardware del mecanismo disparador para eliminar eventos con más de una partícula en el haz. Dichos hodoscopios usan contadores de centelleo los cuales son usados para obtener el número de partículas y su momento.

### 2.4.2. Cámaras Proporzionales de Alambre en M2

El espectrómetro M2 cuenta con siete cámaras proporcionales de alambre, espaciadas 2 mm entre cada uno de sus alambres. Tres de estas cámaras

<sup>4</sup>Secc. 2.4.3

poseen una abertura de  $60 \times 60 \text{ cm}^2$ , las cámaras restantes tienen una abertura de  $60 \times 100 \text{ cm}^2$ , la figura 2.5 muestra un esquema de estos dispositivos.

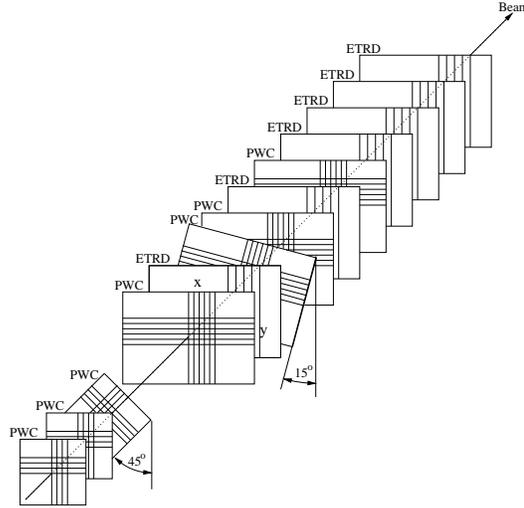


Figura 2.5: Esquema de las cámaras de alambre en el espectrómetro M2

Las cámaras tienen una eficiencia en la detección de interacciones mayor a 95% y una resolución espacial de 0.6 mm.

### 2.4.3. Detectores de Radiación de Transición de Electrones (ETRD)

Tienen como objetivo la detección de electrones. La radiación de transición es generada en un total de 200 placas de polipropileno cada una de un espesor de  $17 \mu\text{m}$ , dicha radiación es detectada mediante cámaras de alambre de  $103 \times 63 \text{ cm}^2$ , las cuales poseen un espaciado entre alambres de 4 mm. El espectrómetro M2 cuenta con seis detectores de radiación de transición de electrones. El funcionamiento de este dispositivo es similar al del BTRD<sup>5</sup>, pero optimizado para separar electrones de piones.

<sup>5</sup>Secc. 2.1.2.

## 2.5. El Detector de luz Cherenkov

El objetivo de este detector consiste en la identificación de partículas cargadas de forma indirecta mediante la detección de luz Cherenkov. La radiación Cherenkov consiste en la emisión de fotones ocasionada por el paso de alguna partícula cargada a través de un material en el cual la velocidad de dicha partícula es mayor que la velocidad de la luz en ese medio ( $c/n$ ). Los fotones son radiados a un ángulo  $\Theta_c$  con respecto de la línea de vuelo de la partícula. Mediante el uso de este dispositivo es posible separar efectivamente  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$  en rangos grandes de momento al buscar decaimientos como  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ .

El RICH (*Ring Imaging Cherenkov Counter*), consiste de un tanque cilíndrico de acero de 10.2 m de longitud, un diámetro de 2.36 m y un espesor de 2.54 cm, ver figura 2.6. El interior del tanque está lleno con gas Ne (a 1 atm) y posee un recubrimiento que impide la reflexión de fotones al cilindro.

En el extremo derecho del detector se colocaron 16 espejos esféricos hexagonales cubriendo un área de  $2.4 \times 1.2 \text{ m}^2$ , con el propósito de reflejar la luz Cherenkov hacia un arreglo de 2848 tubos fotomultiplicadores colocados en el otro extremo del tanque.

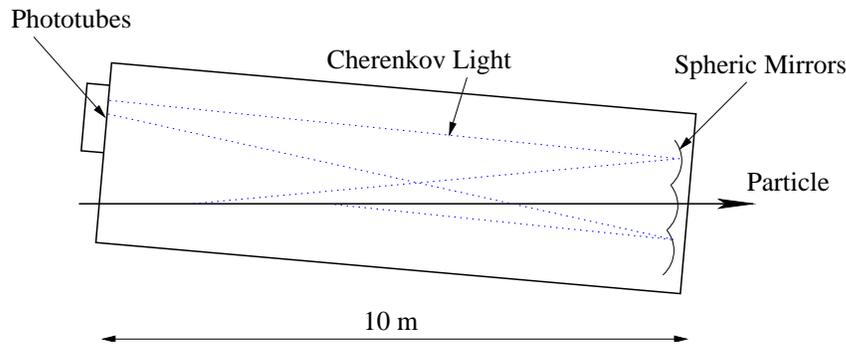


Figura 2.6: Detector de luz Cherenkov (RICH)

Cuando una partícula ingresa al tanque contenedor se emite luz Cherenkov, posteriormente los fotones son reflejados en el sistema de espejos de la parte posterior del tanque hacia el fotocátodo donde son capturados por la matriz de fototubos. La luz Cherenkov forma anillos en la superficie de los fotomultiplicadores, el radio de los anillos es diferente para partículas con masas diferentes y momentos iguales. El diseño del RICH de SELEX fue optimizado

para identificar electrones, piones, kaones, protones y sigmas en un amplio rango de momento [9].

## 2.6. Sistema Disparador

Este mecanismo tiene como objetivo el estudio de la producción y decaimientos de partículas con quark  $c$ , así como la selección de eventos cuya topología corresponda a dichas partículas. Si el evento es aceptado, se registra y pasa al filtro en línea, si no es seleccionado es desechado.

El sistema de selección consiste de cuatro niveles lógicos: los primeros tres, T0, T1, T2 están implementados físicamente en hardware, el nivel T3 es un programa de selección, es decir está implementado en software. Cada uno de los niveles se activa cuando el anterior proporciona una señal positiva [6]. El sistema de adquisición de datos DAQ (Data Acquisition System) está constituido de dos partes, hardware y software. La sección física o hardware consiste de un conjunto de contadores de centelleo (S1-S4), contadores para vetar (VH1, VH2), contadores de interacción y dos hodoscopios (H1, H2). La figura 2.7 muestra un esquema de este sistema.

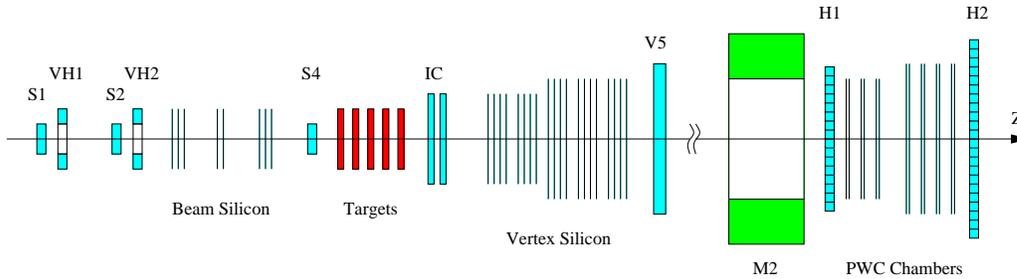


Figura 2.7: Esquema del mecanismo disparador del quark  $c$

Mediante la coincidencia de los contadores S1, S2, S4 y ninguna señal proveniente de los contadores VH1 y VH2, el nivel T0 dispara y define la trayectoria del haz secundario.

$$T0 = S1 \cdot \bar{VH1} \cdot \bar{VH2} \cdot S4 \quad (2.1)$$

Posteriormente el nivel T1, requiere de una interacción en los blancos para poder activarse. Dicha interacción consiste de una señal proveniente de los

contadores de interacción (Interaction Counter, IC) con el objetivo de determinar si se produjo la interacción, una señal del detector de radiación de transición del haz (BTRD) para identificar la partícula del haz, y por último dos interacciones en la región positiva de los hodoscopios H1 y H2 para seleccionar eventos con alto momento cuyas trayectorias se originaron cerca del blanco de producción. Podemos representar lo anterior como la siguiente lógica de disparo:

$$T1 = T0 \cdot (IC > 3) \cdot BTRD \cdot (H1, H2 > 2pos) \quad (2.2)$$

Una interacción en los blancos se define como aquella cuya multiplicidad (número de partículas producidas) fuese mayor que 3. La amplitud de la señal emitida por los contadores de interacción es proporcional al número de partículas que pasan a través de ellos. Los otros niveles son utilizados para seleccionar eventos de dispersión hadrón-electrón, cuando se requieren mediciones de radios electromagnéticos en hadrones, mediciones de algunos eventos de tres trayectorias y para hacer calibraciones para revisar el buen funcionamiento del aparato.

## 2.7. El filtro en línea

Consiste de un programa computacional para analizar en tiempo real las corridas de los datos. Su objetivo es filtrar eventos para los cuales no existe evidencia de vértice secundario.

El código reconstruye la trayectoria del haz y las trayectorias con momentos superiores a 15 GeV/c mediante el uso de las PWC situadas en el espectrómetro M2. Se requiere de un programa especial de reconstrucción rápida para rehacer segmentos de trayectorias en la región del vértice. Las trayectorias en M2 se extrapolan hasta el VSSD donde se efectúa un ajuste a primera aproximación a un vértice primario junto con las trayectorias del haz y las de la región del vértice.

Una vez que se tiene un conjunto de puntos (interacciones) que corresponden a una trayectoria extrapolada se les ajusta una curva. Si el ajuste tiene una  $\chi^2$  aceptable y se hace uso de todas las trayectorias, el evento se rechaza, por otro lado si una o más trayectorias no apuntan hacia un vértice común entonces el evento es aceptado, es decir, es retenido por el filtro en línea. Este último tiene la característica de disminuir la señal de fondo o ruido, en un factor 8.

## 2.8. Adquisición de datos

El experimento SELEX inicio la toma de datos en Julio de 1996. Las primeras corridas se realizaron con los siguientes objetivos:

- Verificar los mecanismos de selección.
- Probar los diferentes aparatos del detector.
- Establecer la eficiencia de las cámaras.
- Calibrar los detectores de fotones.
- Optimizar el sistema del filtro en línea.
- Realizar otras tareas enfocadas a optimizar la calidad de la adquisición y almacenamiento de los datos en cintas magnéticas.

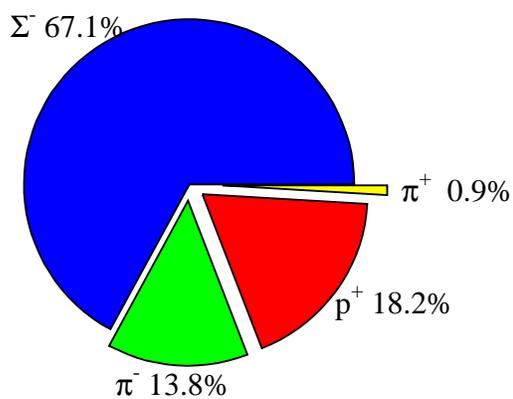
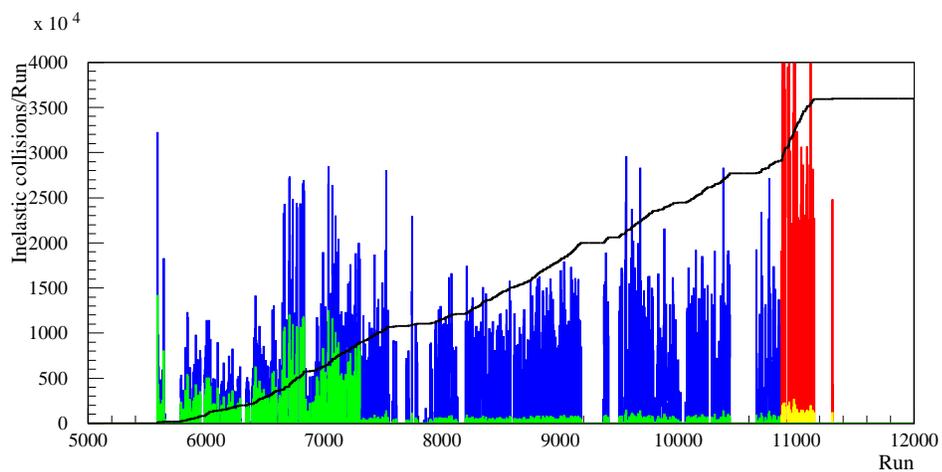
Los datos almacenados en cintas en el año de 1997 fueron utilizados para el análisis definitivo de partículas con quark  $c$ . El primer conjunto seleccionado no usó la señal del BTRD en el nivel T1 por lo que las interacciones producidas con haz de  $\Sigma^-$  y  $\pi^-$  no fueron diferenciados por el mecanismo y se guardaron indiferentemente. En este primer fragmento, el número de eventos almacenados con haz de  $\Sigma^-$  y con haz de  $\pi^-$  son aproximadamente iguales. En el segundo conjunto de datos se utilizó la señal proveniente del BTRD en el nivel T1, en donde la mayoría de las interacciones con  $\Sigma^-$  fueron almacenadas. Finalmente el tercer conjunto fue tomado con la polaridad del haz de hiperones invertida, lo cual proporcionó un haz constituido en su mayor parte de protones.

El porcentaje global de todas las interacciones registradas en SELEX se muestra en la figura 2.8<sup>6</sup>.

El conjunto total de datos guardados en cintas magnéticas es de aproximadamente  $1 \times 10^9$  (haz positivo y negativo), proveniente de un total de  $15.2 \times 10^9$  interacciones inelásticas. Dichas cintas se almacenaron en el FMSS (Fermilab Mass Storage System) y pueden ser accesadas a través de la red.

---

<sup>6</sup>Total de interacciones: 15.2 billones (EE.UU.), es decir, 15.2 mil millones.



Total 15.2 Billion interactions

Figura 2.8: Porcentaje global de todas las interacciones registradas en SELEX. Total de interacciones 15.2 mil millones.

## 2.9. Procesamiento de los datos crudos

El software principal utilizado en el análisis de los datos crudos es SOAP (SELEX Off-line Analysis Program). Este programa esta conformado de 5 partes principales o rutinas [14]:

1. **UNPACK:** Desempaquetador de datos.
2. **TRACKING:** Reconstructor de trayectorias de partículas cargadas.
3. **PID:** Identificador de partículas
4. **VERTEX:** Reconstructor del vértice.
5. **RECON:** Reconstructor de eventos.

### 1) UNPACK

La primera etapa del análisis de la información consiste en desempaquear los datos correspondientes a un evento particular guardado previamente en cintas. Para cada uno de los detectores, el hardware genera una lista con la información del alambre, tira de silicio o fotomultiplicador que emitió una señal [8]. La rutina encargada de desempaquear estos datos se denomina UNPACK, la cual toma como entrada la lista creada por el hardware produciendo como salida una nueva lista de puntos con las coordenadas espaciales correspondientes a cada señal con respecto al sistema de coordenadas local de cada detector.

### 2) TRACKING

El siguiente paso consiste en reconstruir las trayectorias cargadas. El paquete TRACKING busca y mide los parámetros de todas las trayectorias correspondientes a partículas cargadas detectadas. Los parámetros utilizados para caracterizar una trayectoria son:

1. Tres coordenadas espaciales donde se observó por primera vez.
2. Tres componentes del momento.
3. La curvatura de la trayectoria, definida como  $p/qB$ .

4. El identificador de la partícula.
5. La coordenada  $z$  donde se observó por última vez.

TRACKING usa como datos de entrada la información proveniente de las PWC de M1 y M2, y el detector del vértice. La reconstrucción de las trayectorias de partículas cargadas es un procedimiento que consiste de tres etapas.

1. Se determinan todos los segmentos de las trayectorias cargadas en cada uno de los detectores. Un algoritmo lee la lista de las coordenadas de los puntos espaciales en un detector específico y ajusta una línea recta a todas las posibles combinaciones de puntos de tal manera que sean consistentes con el ajuste, esto es, si el código determina que el ajuste es aceptable, basado en el valor de  $\chi^2$  y el número de puntos usados, se forma un segmento de trayectoria cargada y se borran los puntos utilizados de la lista [16]. De esta manera se crea una nueva lista con los segmentos formados en cada detector.
2. Los segmentos listados se combinan para formar posibles candidatos a trayectorias entre detectores. Estas combinaciones son asignadas a una trayectoria si son consistentes con el ajuste a una curva con una  $\chi^2$  aceptable.
3. Finalmente para obtener el momento de la trayectoria se requiere conocer la curvatura de la trayectoria hipotética que atraviesa el campo magnético de los imanes y las PWC's de los espectrómetros.

### 3) PID

Este paquete usa como entrada la información proveniente de la salida de TRACKING. Esta formado de una rutina principal la cual dirige a tres subrutinas las cuales efectúan una extrapolación de las trayectorias a los detectores de identificación BTRD, ETRD, Photon y RICH con el objetivo de identificar partículas basándose en la respuesta de estos detectores. En el presente trabajo se analizan las partículas identificadas en el BTRD y el RICH.

#### 4) Vertex

El reconstructor de vértices tiene como objetivo la determinación de la posición del punto de interacción donde se produjo la partícula (vértice primario) y del punto donde decayó o interactuó con el blanco (vértice secundario). Se cuenta con tres paquetes para llevar a cabo lo anterior, estos son *Vertex1*, *VTX2* y *C*.

#### 5) RECON

RECON es una rutina cuyo propósito es generar un lenguaje de alto nivel para reconstruir partículas hipotéticas usando la información proveniente de TRACKING, Vertex y PID [4]. Una hipótesis de partícula reconstruida RPH (Reconstructed Particle Hypothesis) consiste de un conjunto de trayectorias, cargadas o neutrales, previamente identificadas y que se originaron en un punto común en el espacio (vértice). Los parámetros de una RPH son: las coordenadas de los vértices primario y secundario con sus errores asociados ( $\sigma$ ), la separación entre estos vértices ( $L$ ), el cuadrimomento, la masa con su error, la identificación de la partícula y su carga eléctrica.

El paquete RECON ejecuta un programa de alto nivel ubicado dentro de una tabla, denominada *recdf*, la cual se usa para buscar candidatos a reconstruir. La figura 2.9 muestra un ejemplo de una tabla *recdf* típica.

En esta tabla se establecen los criterios en los que se basa la búsqueda de las RPH por cada evento analizado. La búsqueda se efectúa en el orden que se muestra en la tabla. Los criterios que se usan en *recdf* son:

- **id**: Identificador de la partícula a reconstruir.
- **name**: El nombre de la reconstrucción.
- **from**: Tipo de búsqueda. Denota la subrutina que realiza la búsqueda de la RPH.
- **pr**: Número de partículas producto (prongs).
- **q**: Carga eléctrica de la RPH.
- **pid**: Identificación de los productos resultantes dada en un código de tres caracteres.
- **ls\_min/max**: Rango del valor de  $L$  en unidades de su error ( $L/\sigma$ )

```

#recdf      0      0 fill anal v04.12 ! pass11 mode recon list
id name      from pr q pid      ls_min ls_max mass_min mass_max      out
!
! Lambda_c+
406 lc+_p2pi v2 3 +1 p+i-i+      3. 800. 2.085 2.485 $100202
*end
!
#recpid     0      0 fill anal v04.2 ! Particle id list
!
name system cut      pmin pmax mdistmin mdistmax ptmin ptmax spectro logic
e etrd e>0.5 0. 0. 0. 0. 0. 0. m2 none ! default electron
i rich i<0.1 0. 0. 0. 0. 0. 0. any not ! not non-
pi if in rich
i1 none none 0. 0. 0. 0. 0. 0. any none ! not non-
pi if in rich
k rich k/i>=1 0. 0. 0. 0. 0. 0. m2 none ! default Kaon
p rich p/i>=1 0. 0. 0. 0. 0. 0. m2 none ! default proton
e1 etrd e>0.5 0. 0. 0.0020 0.0500 0.300 2.000 vxm2 none ! non-pvtx electron
k1 none none 0. 0. 0. 0. 0. 0. any none ! any track
k2 rich k/i>=1 0. 0. 0. 0. 0. 0. any not ! any track not a K
p1 rich p/i>2. 100. 600. 0. 0. 0. 0. any none !
p2 rich p/i>2. 0. 0. 0. 0. 0. 0. m1m2 none ! lambda daugh-
ter proton
p3 none none 0. 0. 0. 0. 0. 0. any none ! any track
s none none 30. 600. 0. 0. 0. 0. vxm1nm2 none ! m1_kink
x none none 30. 600. 0. 0. 0. 0. vxm1nm2 none ! m1_kink
o none none 30. 600. 0. 0. 0. 0. vxm1nm2 none ! m1_kink
gg2 phot none 2. 8. 0. 0. 0. 0. m1m2m3 none ! any
gg3 phot none 2. 8. 0. 0. 0. 0. m2m3 none
*end

```

Figura 2.9: Tablas recdf y recpid empleadas por RECON en este trabajo.

- `mass_min/max`: Rango de la ventana de búsqueda de la masa de la reconstrucción.
- `bit`: Bits de salida.

Las partículas utilizadas para la reconstrucción son definidas en la tabla *recpid*, ver figura 2.9.

En este caso, `p` identifica un protón (antiprotón) identificado en el RICH con una función de similitud (*likelihood*) de protón (antiprotón) a pión  $p/i \geq 1$ , con un segmento en el espectrómetro M2. La letra `i` denota un pión identificado en el RICH con un segmento en cualquier espectrómetro. Por lo general, la mayoría de los piones producidos poseen poco momento y no logran llegar hasta el RICH. Debido a lo anterior se designan como piones a todas aquellas trayectorias con la carga adecuada, aún cuando la función de similitud que les asigna el RICH sea menor que 0.1 ( $i < 0.1$ ). Sin embargo, algunos piones si arriban al RICH siendo bien identificados con una función de similitud mayor que 0.1. Dichas trayectorias quedan incluidas al asignar a la variable lógica `logic` el valor `not`, con el objetivo de cambiar la condición impuesta sobre la función de similitud a un valor mayor que 0.1. Finalmente, entre otras tenemos la letra `k` la cual define a un kaón identificado en el RICH, con la restricción de que la función de similitud de kaón a pión  $k/i \geq 1$ , además la trayectoria de este kaón debe tener un segmento en M2.

Todo el procesamiento de datos es realizado por medio de un archivo de comandos (ver 2.10).

Desde este programa se puede ejecutar o no ejecutar cualquier paquete de SOAP, además se pueden activar muchas más opciones ahí mismo, como por ejemplo seleccionar el tipo de salida de los datos (`vtuples`<sup>7</sup>, `ftuples` o `ntuples`).

### 2.9.1. Pass

Se denomina *Pass* al procesamiento de datos crudos usando SOAP. El propósito es reducir el tamaño de los datos y facilitar su análisis posterior.

El resultado del procesamiento llamado *Pass 1*, consiste en arreglos de un tamaño fijo denominados *ftuples* cuyas entradas contienen información de las trayectorias, los vértices y las reconstrucciones. Al procesamiento más reciente se le llama *Pass 2*, este incorpora una versión mejorada de los paquetes de SOAP y una nueva versión de los *ftuples*, de esta manera los arreglos

<sup>7</sup>Ver apéndice A y las referencias [5, 18].

```

! Command file used for pass2 production

noexec filter
execute unpack
set on unpack   adc cross rmh svx ! hist

execute tracking

set on tracking segment link fit0 silmatch silm3d guided fit hist
set on tracking vx_radial m1_guide vx_lasd tr_seg2 ! tr_subset tr_user
set on tracking m1_share          ! mipwc s-y hit share
set cut tracking lasd_wid         2.    ! inflate LASD res by factor 2
set cut tracking max_bmsi         250.
set cut tracking max_vxsi         1000.
set cut tracking max_pwc          260.
set cut tracking max_svx          1000.
set cut tracking segment          0    ! all spectrometers on in track_segment
set cut tracking ptm1              0.7371 ! use fixed spectrometer pt_kicks
set cut tracking ptm2              0.8285 ! use fixed spectrometer pt_kicks
set cut tracking trajectory parabolic ! parabolic trajectory as a default
prog   tracking pass2.tseg

ocs class main anal

exec photon
set on photon full m1_pht m2_pht m3_pht
set cut photon min_count 4.    ! pass11 5.
set cut photon min_energy 1.5  ! pass11 2.

exec partid
set on partid rich btr etr etr_track ! etr_hist

execute user
set on user hist
set cut user report 1000

exec vertex
set on vertex vtx2 err2 secint prim sec
set cut vertex prong 4
set cut vertex vtxd 4.0
set cut vertex vtx2 9.0
set cut vertex vtx3 5.0
set off vertex secint

exec recon
set on recon hist vtuple vtup2 vtup1 ! vtup3 ntuple
set cut recon tgt_rec 0.05
set cut recon pscale 1.0000 ! pass11_11_v1
set cut recon cand_csec 5.0
set cut recon cand_cpri 5.0

disk in reset
disk in infile

ana 0
exit

```

Figura 2.10: Archivo de comandos de SOAP.

Grupo	Corridas
p2b01	5587 - 6312
p2b02	6313 - 7012
p2c01	7018 - 7381
p2d01	7382 - 8079
p2e01	8087 - 8673
p2f01	8683 - 9046
p2g01	9057 - 9411
p2h01	9502 - 9789
p2x01	9806 - 10243
p2z02	10244 - 10858
p2p01	10876 - 11313

Tabla 2.2: Grupos de datos provenientes de Pass2 utilizados en este trabajo.

ahora son de tamaño variable y se les llama *vtuples* [5]. Actualmente la colaboración SELEX se encuentra mejorando aún más las rutinas de SOAP con la finalidad de producir un nuevo procesamiento el cual llevará el nombre de *Pass3*.

Los grupos de datos (vtuples) utilizados para el análisis de datos en el presente trabajo se muestran en la tabla 2.2.

Los conjuntos de datos anteriores corresponden a corridas en las que se utilizó el haz negativo, a excepción del último grupo p2p01, en el cual se usó el haz positivo.

## 2.10. Simulación

La simulación tiene como objetivos:

- Verificar la validez del código.
- Obtener la eficiencia de reconstrucción.

El algoritmo de simulación (EDG<sup>8</sup>) incorpora la función  $e^{-b \cdot p_t^2} (1 - x_F)^n$ , la cual modela el comportamiento del momento transversal del haz  $p_t$  y la

---

<sup>8</sup>Embedded Data Generator.

variable de normalización del momento lineal  $x_F$ <sup>9</sup>.

Para iniciar la simulación se teclea por ejemplo:

```
-n 100000 -d 431 -b 3122 -m 600 -t 1.0 -x 2.4 -p EMB
```

en donde se solicita la generación de 100000 eventos de la partícula  $\Lambda_c^+$ , identificada por el número 431, con un haz de  $\Sigma^-$  determinado por la etiqueta 3112, y momento igual a 600 GeV/c, con  $t=1.0=\sqrt{1/2b}$  y  $n=2.4$  [7].

Previamente se emplea un archivo `nombre.dec` en donde se especifican los decaimientos de las partículas involucradas en el modo de interés. La figura 2.11 muestra un ejemplo de este tipo de archivo, en donde se incluye el decaimiento de la partícula  $\Lambda_c^+$ , identificada con la etiqueta LAMC, en el canal  $\pi^- \pi^+$ , representados por P+ PI- PI+. El número 1.0000 representa la eficiencia de reconstrucción, en este caso indica que solo se mide un canal a la vez para posteriormente mezclar los eventos con datos del experimento (embedding).

```
DECAY LAMC
CHANNEL 0 1.0000 P+ PI- PI+
;
ENDDECAY
```

Figura 2.11: Archivo `nombre.dec` utilizado para simulación.

Posteriormente se utiliza EDG, el cual genera un archivo con extensión `.emb`, que en este ejemplo se ha nombrado `EMB.emb`, ver figura 2.12.

En el archivo `EMB.emb` se especifican (de derecha a izquierda): Las coordenadas de donde se originó la partícula, los cosenos directores, el momento total de la partícula y la masa. En el encabezado se registran el número de partículas y sus cargas. El paso siguiente se denomina *embedding*, y consiste en mezclar los datos del archivo de salida `EMB.emb` con datos reales provenientes del programa de análisis SOAP.

---

<sup>9</sup> $x_F = p_l/p_{l_{MAX}}$ , donde  $p_l$  es el momento longitudinal y  $p_{l_{MAX}}$  es el momento longitudinal máximo

3	+1	-1	+1	0	0	0			
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.007	-0.010666	-0.006339	0.999923	51.58	0.938
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.007	0.019953	0.070435	0.997317	3.57	0.140
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.007	0.052377	0.025980	0.998289	8.82	0.140
-0.0012	-0.0008	0.939	0.000734	-0.004768	0.999988	118.53	0.938		
-0.0012	-0.0008	0.939	-0.002326	-0.000042	0.999997	161.13	0.140		
-0.0012	-0.0008	0.939	-0.005604	0.016846	0.999842	19.06	0.140		
-0.0012	-0.0003	0.047	-0.023149	0.022218	0.999485	20.65	0.938		
-0.0012	-0.0003	0.047	-0.006317	-0.019646	0.999787	17.39	0.140		
-0.0012	-0.0003	0.047	-0.039772	-0.021410	0.998979	25.65	0.140		
0.0010	0.0040	1.032	-0.007190	0.000600	0.999974	70.16	0.938		
0.0010	0.0040	1.032	-0.005788	-0.010127	0.999932	16.98	0.140		
0.0010	0.0040	1.032	0.011183	0.010716	0.999880	67.63	0.140		
-0.0026	-0.0010	0.198	-0.005893	-0.012411	0.999906	32.38	0.938		
-0.0026	-0.0010	0.198	-0.016498	0.002598	0.999861	34.25	0.140		
-0.0026	-0.0010	0.198	-0.164749	-0.033603	0.985763	0.74	0.140		

Figura 2.12: Ejemplo de un archivo EMB.emb donde se especifica la generación de eventos correspondientes a 3 partículas.



# Capítulo 3

## Metodología

En este capítulo se discuten las variables y el procedimiento aplicado para analizar los datos del experimento SELEX. Inicialmente se presenta una breve descripción de cada variable de estudio, posteriormente se muestra el cálculo experimental de la razón de decaimiento, como obtener el número de eventos, la significancia de la señal, la eficiencia y el error estadístico.

Finalmente, se describen algunos detalles técnicos utilizados para efectuar el análisis de los datos.

### 3.1. Variables en el análisis

#### Masa Invariante

Cuando una partícula decae en un conjunto de otras partículas, en este caso  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , el cuadrado del cuadrimomento correspondiente a la partícula *madre* se calcula de la siguiente manera,

$$P^2 = P^\mu P_\mu = \frac{E^2}{c^2} - |\vec{p}|^2 \quad (3.1)$$

En el marco de reposo de la partícula madre ( $\vec{p} = 0$ ) la ecuación anterior puede escribirse como,

$$P^2 = \frac{E^2}{c^2} \quad (3.2)$$

y haciendo uso de  $E = mc^2$  tenemos que

$$P^2 = m^2 c^2 \quad (3.3)$$

Finalmente, despejando  $m$

$$m = \sqrt{P^2}/c \quad (3.4)$$

donde  $m$  es denominada *masa invariante*.

La variable  $P^2$ , ver ecuación 3.5, se calcula como la suma del cuadrado del momento de todas las partículas provenientes del decaimiento también conocidas como partículas hijas.

$$P^2 = \sum_{i=1}^n (\gamma_{d_i} m_{d_i}^2 c^2 - \vec{p}_{d_i}^2) \quad (3.5)$$

donde  $\vec{p}_d$  y  $m_d$  corresponden al momento y la masa en reposo de la partícula hija y  $n$  es el número de estas partículas.

La masa invariante se encuentra localizada en los archivos de los vtuples ya que se evalúa en SOAP, sin embargo puede recalcularse en el análisis posterior a RECON. Para calcular la masa invariante de un decaimiento se hace uso de la masa de las partículas hijas, las cuales se designan de acuerdo al valor de una función de similitud obtenida por los dispositivos de identificación (PARTID).

En el caso de  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , la reconstrucción de  $p\pi^+\pi^-$  efectuada por el RICH<sup>1</sup> da como resultado un valor de la función de similitud con el objetivo de etiquetar cada trayectoria, por ejemplo como un protón, relacionándolo entonces con la masa correspondiente. El proceso es el mismo para  $\pi^+$  y  $\pi^-$ .

En experimentos de blanco fijo como SELEX, no se mide la energía de cada partícula hija al no poder calcularse con suficiente precisión, lo que se determina es su momento. Es importante notar que, como se mencionó anteriormente, los valores correspondientes a las partículas hijas son designados de acuerdo a la identificación del RICH, sin embargo el detector no es 100% eficiente y aunque no sucede con frecuencia, en ocasiones la identidad de las partículas puede ser malinterpretada por el aparato. En estas situaciones se habla de la aparición de una reflexión<sup>2</sup>.

Los histogramas que se muestran en este trabajo fueron llenados con la masa invariante de la reconstrucción  $p\pi^+\pi^-$ , en un rango alrededor del valor

<sup>1</sup>Secc. 2.6.

<sup>2</sup>Ver "Reflexiones" en la secc. 4.1.1.

de masa correspondiente a  $\Lambda_c^+$  (2287 MeV/c<sup>2</sup>). Después de aplicar algunos cortes específicos, se espera encontrar un exceso de eventos alrededor de la masa.

## Error asociado a la medición de los vértices

Esta variable se expresa como:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_s^2} \quad (3.6)$$

donde  $\sigma_p^2$  corresponde al error asociado al vértice primario y  $\sigma_s^2$  al error asociado al vértice secundario.  $\sigma$  contiene información sobre la incertidumbre proveniente de los vértices primarios y secundarios en la dirección  $z$ . Es importante contar con vértices bien definidos expresándolos adecuadamente con sus errores asociados.

## $L/\sigma$

La variable  $L/\sigma$  se define como la separación a lo largo del eje  $z$  entre el vértice primario y el vértice secundario ( $L = z_{sec} - z_{prim}$ ) en unidades de su error, donde  $\sigma$  es el error asociado a la medición de ambos vértices ( $\sigma = \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_s^2}$ ), ver figura 3.1.

$L/\sigma$  es una de las variables más importantes para efectuar el análisis de los datos, pues al efectuar un corte adecuado sobre ella se reduce una gran cantidad de ruido de fondo. Para el caso de la partícula  $\Lambda_c^+$ , la cual posee un tiempo de vida de  $\approx 200 \times 10^{-15}$  segundos, el ruido se reduce considerablemente ya que este último cuenta con un tiempo de vida más corto.

## Point Back

La variable denominada point-back (pvtx) se calcula obteniendo el vector resultante de la suma de las trayectorias de las partículas hijas y extrapolándolo hasta el plano perpendicular al eje  $z$  en donde se ubica el vértice primario.

Posteriormente se mide la distancia de separación entre la extrapolación y vértice primario (parámetro  $b$  en la figura 3.1). Esta variable corresponde al cuadrado de esta distancia dividida entre su error. Las trayectorias que provienen de decaimientos reales poseen un valor de point back pequeño.

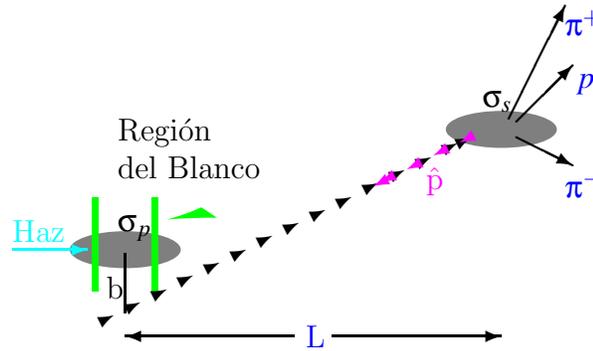


Figura 3.1: La variable  $L$  corresponde a la distancia entre los vértices primario y secundario sobre el eje  $z$ ,  $\sigma$  expresa el error asociado a la medición de los vértices,  $\hat{p}$  es el vector resultante de la suma de las trayectorias de las partículas hijas y  $b$  es la distancia de separación entre la extrapolación y vértice primario.

## $\chi^2$

Valor de  $\chi^2$  asociado al ajuste del vértice secundario. Un valor pequeño de esta variable indica que se efectuó un buen ajuste.

## Scut

Las trayectorias de las partículas hijas se extrapolan hacia el plano  $z$  del vértice primario y la distancia hasta este vértice se mide para cada una de ellas. La variable *scut* corresponde a la segunda trayectoria más cercana dividida por su error.

Se requiere que esta cantidad sea mayor que algún valor debido a que rechaza trayectorias provenientes del vértice primario que pasan cerca del vértice secundario y que se incluyen por accidente en el ajuste del vértice secundario.

## Momento transversal total

La variable  $p_T$  expresa el momento transversal total de las partículas hijas con respecto a la partícula con charm.

## Función de similitud

La función de similitud  $\mathcal{L}$  se utiliza en la identificación de las partículas resultantes y que alcanzan el RICH.

## 3.2. Razón de Decaimiento

Experimentalmente la razón de decaimiento se obtiene mediante la división del número total de eventos del modo de interés entre el número total de eventos de un modo de referencia.

$$BR = \frac{N_c(\text{Decaimiento de interés})}{N_c(\text{Modo de referencia})} \quad (3.7)$$

donde  $N_c$  corresponde al número de partículas producidas en el experimento SELEX (número de eventos corregidos por la eficiencia del experimento).

Para el caso de  $\Lambda_c^+$ :

$$BR = \frac{N_c(p\pi^+\pi^-)}{N_c(pK^-\pi^+)} \quad (3.8)$$

Debido a ciertas ineficiencias inevitables en la reconstrucción de la partícula en el espectrómetro de SELEX, el número de partículas reconstruidas no es igual al número de partículas producidas en el experimento, además de que es una función complicada de varias variables. Sin embargo, la simulación en Monte Carlo permite calcular la eficiencia de tal manera que corrige el número de eventos reconstruidos. De esta forma es posible obtener el número de eventos producidos, esto se puede observar en la ecuación 3.9.

$$N = \varepsilon \cdot N_c \quad (3.9)$$

donde  $N_c$  es el número de eventos producidos por el experimento SELEX,  $N$  es el número de eventos reconstruidos en el espectrómetro SELEX y  $\varepsilon$  es la eficiencia obtenida de la simulación de Monte Carlo. De la ecuación anterior el número de eventos producidos en el espectrómetro SELEX es:

$$N_c = \frac{N}{\varepsilon} \quad (3.10)$$

Mediante el uso de la ecuación 3.10, la razón de decaimiento para  $\Lambda_c^+$  es:

$$\frac{\frac{N(p\pi^+\pi^-)}{\varepsilon(p\pi^+\pi^-)}}{\frac{N(pK^-\pi^+)}{\varepsilon(pK^-\pi^+)}} \quad (3.11)$$

reordenando la ecuación anterior obtenemos:

$$BR = \frac{N(p\pi^+\pi^-)}{N(pK^-\pi^+)} \cdot \frac{\varepsilon(pK^-\pi^+)}{\varepsilon(p\pi^+\pi^-)} \quad (3.12)$$

$$BR = \frac{N(p\pi^+\pi^-)}{N(pK^-\pi^+)} \cdot \varepsilon_{rel} \quad (3.13)$$

donde  $\varepsilon_{rel} = \varepsilon(pK^-\pi^+)/\varepsilon(p\pi^+\pi^-)$  corresponde a la eficiencia relativa entre los dos modos de decaimiento, esto es, la razón entre las dos eficiencias absolutas.

Para determinar las eficiencias y calcular el número de eventos y la razón de decaimiento hay que tener en cuenta que los cortes aplicados a las distribuciones de masa invariante, de ambos decaimientos, necesitan ser iguales o lo más similar posible. Lo anterior con el objetivo de evitar tomar una región en  $p_T$  o  $x_F$  para un modo y una región distinta para el modo de referencia donde la dependencia de las eficiencias puede variar.

También se espera que cualquier dependencia en alguna otra variable se cancele al efectuar la división entre las dos eficiencias con el objetivo de reducir el error sistemático de la eficiencia relativa  $\varepsilon_{rel}$ . Lo anterior se verifica al efectuar el estudio sistemático.

### 3.3. Número de eventos

Con el objetivo de determinar el número de eventos en la distribución de masa invariante se ajusta una Gaussiana, que representa a la señal, con un ancho fijo obtenido de la simulación de Monte Carlo más una línea recta la cual representa el ruido de fondo.

La función Gaussiana utilizada es:

$$gauss(x) = p_1 \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_g}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_g^2}} + p_3 + p_4 \cdot (x - x_0) \quad (3.14)$$

donde  $x$  es la masa invariante y  $x_0$  es igual a la masa de  $\Lambda_c^2$  (2287 MeV/c<sup>2</sup>)

El primer parámetro ( $p_1$ ) en el ajuste proporciona el número de eventos reconstruidos ( $N$ ) en el espectrómetro de SELEX, el segundo parámetro corresponde al ancho<sup>3</sup>  $\sigma_g$ , finalmente  $p_3$  y  $p_4$  forman parte del ajuste lineal aplicado al ruido de fondo.

### 3.4. Significancia de la señal

La significancia de la señal se calcula como  $S/\sqrt{B}$  o como  $S/\sqrt{S+B}$ , en donde  $S$  es el número de eventos de la señal y  $B$  es el número de eventos correspondientes al ruido de fondo en la región de la señal. Estos cálculos son solo aproximaciones.

Para obtener la significancia de la señal adecuadamente, se debe calcular la probabilidad de Poisson de que la señal pudiera ser una fluctuación estadística.

Si la señal más el ruido de fondo es  $N = S + B$  entonces la probabilidad de Poisson de que la señal sea una fluctuación es:

$$P(x \geq N) = 1 - \sum_{x=0}^{N-1} \frac{B^x e^{-B}}{x!} \quad (3.15)$$

### 3.5. Eficiencia

Con el objetivo de calcular la eficiencia relativa ( $\epsilon_{rel}$ ) que aparece en la medición de la razón de decaimiento, se debe determinar la eficiencia de reconstrucción para el modo  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$

La eficiencia absoluta se determina de la siguiente manera:

$$\epsilon = \frac{REC}{GEN} \quad (3.16)$$

donde  $GEN$  es el número de eventos generados por la simulación de Monte Carlo y  $REC$  es el número de estos eventos generados reconstruidos por las rutinas de SELEX una vez que se han mezclado con datos reales del experimento<sup>4</sup>.

<sup>3</sup>En este caso  $\sigma_g$  es fijo, se añade el subíndice  $g$  para distinguirla de la incertidumbre  $\sigma$ .

<sup>4</sup>Embedded (EE.UU.)

Para los decaimientos  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  y  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  se generaron 100000 eventos. De igual forma que en los datos reales, el número de eventos reconstruidos se determinó ajustando una Gaussiana más una línea recta a la distribución de masa invariante, con la diferencia de que en este caso la  $\sigma_S$  es un parámetro libre.

La eficiencia puede depender del momento transversal ( $p_T$ ), el momento longitudinal ( $x_F$ ) o de alguna otra variable, sin embargo no es necesario corregir las eficiencias absolutas como función de  $p_T$  o  $x_F$  o ambas, debido a que la variable que nos interesa es la eficiencia relativa.

### 3.6. Error Estadístico

Para calcular el error estadístico se hace uso de la teoría de propagación de errores. Si una operación  $c$  se efectúa entre dos cantidades no correlacionadas  $a$  y  $b$  con errores  $\Delta a$  y  $\Delta b$  ( $c = f(a, b)$ ) respectivamente, entonces el error asociado a  $c$ , denotado  $\Delta c$ , se determina mediante el uso de una expansión de Taylor de primer orden:

$$(\Delta c)^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)^2 (\Delta a)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial b}\right)^2 (\Delta b)^2 \quad (3.17)$$

Si  $c = a \pm b$ , entonces:

$$(\Delta c)^2 = (\Delta a)^2 + (\Delta b)^2 \quad (3.18)$$

$c = ab$  ó  $c = a/b$ , entonces:

$$(\Delta c)^2 = c^2 \left[ \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2 \right] \quad (3.19)$$

En algunas ocasiones las variables involucradas están correlacionadas, en este caso deben considerarse los elementos ubicados fuera de la diagonal de la matriz de error.

### 3.7. Procedimiento

Los datos analizados provienen de archivos llamados *vtuples*<sup>5</sup>. Estos arreglos contienen información de cada reconstrucción y se examinan mediante un

<sup>5</sup>Ver el apéndice A

archivo ejecutable originado por un programa de computo escrito en lenguaje FORTRAN. Sobre este último puede obtenerse y calcularse toda la información relacionada con las variables descritas en este capítulo, además muchas otras no involucradas en este estudio.

Para este trabajo se selecciona como salida un archivo con extensión `.hbk`, el cual es interpretado mediante el uso de un programa de computo, PAW (Physics Analysis Workstation), enfocado al análisis de datos.

En PAW, los datos pueden representarse mediante histogramas sobre los cuales pueden efectuarse varias operaciones, como por ejemplo el ajuste de una Gaussiana y una recta a una distribución de datos para calcular el número de eventos que conforman la señal de interés.

De esta manera se obtienen los valores necesarios para el cálculo de las eficiencias, absolutas y relativas, y la razón de decaimiento.

Para el presente trabajo los vtuples empleados se presentan en la tabla 2.2. El archivo escrito en FORTRAN y el archivo de salida se nombraron `anal-vtuple.F` y `vtup.hbk` respectivamente.



# Capítulo 4

## Análisis y Resultados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos del análisis a los datos de SELEX (Cap 2). Primeramente, se muestran las distribuciones de masa invariante para los modos de decaimiento de interés y los cortes utilizados para obtenerlas.

Posteriormente, se exhiben los resultados de la razón de decaimiento, así como el número de eventos encontrados y las eficiencias absolutas y relativas. Finalmente, se presenta el estudio sistemático.

El análisis completo se realizó sobre arreglos de tamaño variable llamados *vtuples*<sup>1</sup>. Los grupos utilizados se enlistan en la tabla 2.2.

### 4.1. Evidencia de los modos de decaimiento

#### 4.1.1. El modo de interés $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$

##### Primer ajuste a los datos

En un inicio se realizó un breve análisis sobre los archivos *vtuples* catalogados como aquellos que pudieran contener eventos identificados como posibles candidatos de  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , lo anterior con el objetivo de verificar de manera global la existencia del decaimiento y el número de eventos.

El histograma de la figura 4.1 muestra evidencia de la existencia del modo Cabibbo suprimido  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  en los datos de SELEX. Se puede apreciar un exceso de eventos alrededor del valor de masa de  $\Lambda_c^+$  (2.287 GeV/c<sup>2</sup>).

---

<sup>1</sup>Ver apéndice A y las referencias [5, 18].

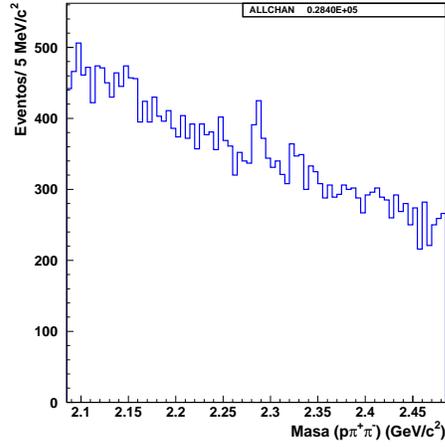


Figura 4.1: Datos iniciales de  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ .

En la figura 4.2 se presenta el mismo histograma ajustando una Gaussiana más una línea recta sobre los datos. El ajuste proporciona un total de  $134 \pm 33.22$  eventos.

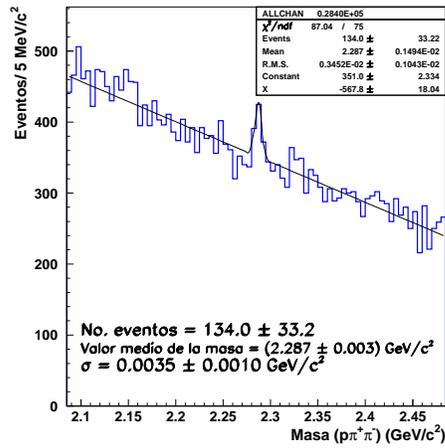


Figura 4.2: Primer ajuste a los datos iniciales de  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ .

Estos resultados indican que SELEX cuenta con al menos 100 eventos de este modo de decaimiento.

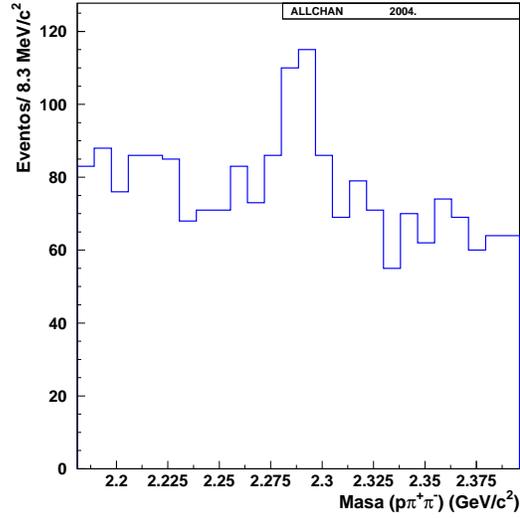


Figura 4.3: Distribución de masa invariante  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , no se han removido reflexiones.

### Datos

La distribución de masa invariante correspondiente al modo  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  se muestra en la figura 4.3, donde no se han removido reflexiones<sup>2</sup>.

Los cortes aplicados son:

- $L/\sigma > 6$
- $p_{T,x} < 5.4$
- $\chi^2 < 4$
- $p_T^2 > 0.34 (GeV/c)^2$
- $scut > 4$
- *Haz de  $\Sigma^-$  y protón*
- $\mathcal{L}(\pi^-) > 0.1$
- $\mathcal{L}(\pi^+) > 0.1$

<sup>2</sup>Este concepto se explica con mayor detalle en “Reflexiones”, ver secc. 4.1.1.

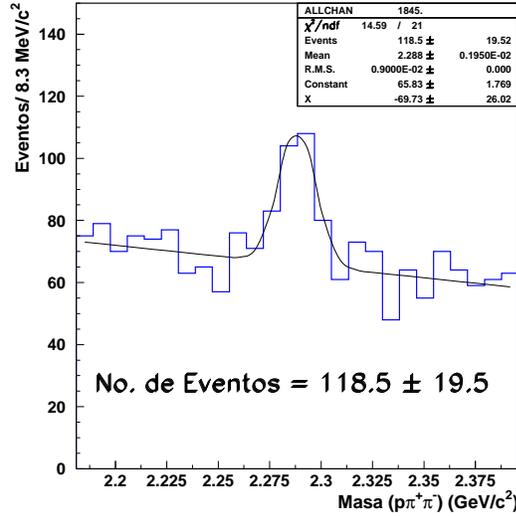


Figura 4.4: Ajuste a la distribución de masa invariante  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , se han removido reflexiones.

- $\mathcal{L}(\pi^-)/\mathcal{L}(K^-) > 1$
- $\mathcal{L}(p^+)/\mathcal{L}(K^+) > 1$
- $\mathcal{L}(p^+)/\mathcal{L}(\pi^+) > 1$

Los últimos cuatro cortes se refieren a la razón de las funciones de similitud requerida para la identificación de las partículas en el RICH<sup>3</sup>.

En la figura 4.4 se presenta la distribución de masa invariante después de quitar reflexiones. El número de eventos bajo el pico se determinó ajustando una Gaussiana, con un ancho fijo<sup>4</sup> de  $\sigma_g = 9 \text{ MeV}/c^2$ , más una línea recta. Se encontró un total de  $118.5 \pm 19.52$  eventos.

La significancia de la señal se calculó utilizando la expresión<sup>5</sup>:

$$\text{Significancia} = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (4.1)$$

obteniéndose como resultado  $\approx 6.1 \sigma$ .

<sup>3</sup>Secc. 2.6.

<sup>4</sup>Valor obtenido por la simulación en Monte Carlo.

<sup>5</sup>Secc. 3.4.

## Reflexiones

Como se mencionó al final de la sección 3.1, en ocasiones las partículas resultantes del decaimiento pueden ser identificadas erróneamente, por ejemplo consideremos  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , en este caso podría ocurrir que un  $K^-$  fuera confundido con  $\pi^-$  generando así eventos equivocados en el análisis, produciendo como resultado un exceso de eventos alrededor de valores de masa diferentes al modo de interés dentro de la región en la que se efectúa el estudio. Lo anterior ocasionaría que el decaimiento verdadero no fuera analizado adecuadamente.

Con el objetivo de verificar una identificación errónea, conocida como reflexión, se reemplazan los valores de masa del modo de decaimiento de interés,  $p\pi^+\pi^-$  en el ejemplo anterior, por valores de masa distintos correspondientes a partículas existentes y que pudieran ocasionar las reflexiones. Es importante recalcar que la idea es sustituir el valor de las masas sin modificar los momentos que han sido asignados a cada trayectoria en el decaimiento.

De esta forma se origina una distribución de masa distinta a la original donde, si la reflexión existe, se produce un exceso de eventos alrededor de valores de masas correspondientes a partículas reales.

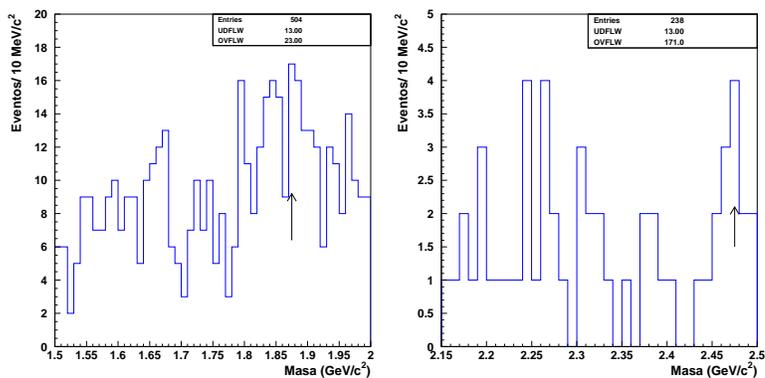
Para remover las reflexiones, se escriben en el archivo de fortran encargado del análisis de los vtuples (*anal-vtuple.F*) condiciones mediante las cuales los datos, al cumplir con lo descrito en el anteriormente, se desprecian y no son enviados al histograma para ser estudiados.

En este trabajo se estudian todas las combinaciones posibles que pudieran generar una reflexión, dando origen a un total de 210 histogramas, los cuales fueron analizados cada uno.

En la figura 4.5 se muestran algunas de las reflexiones que fueron removidas para la búsqueda de la evidencia del modo  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ . En estos histogramas, se muestran solo los eventos sobre los que actúa la reflexión, es decir, se efectuó un corte en masa en el gráfico de los datos reales de aquellas zonas donde la reflexión ocasionaba un exceso de eventos en zonas que no se encontraban cercanas al valor de masa de la  $\Lambda_c^+$ .

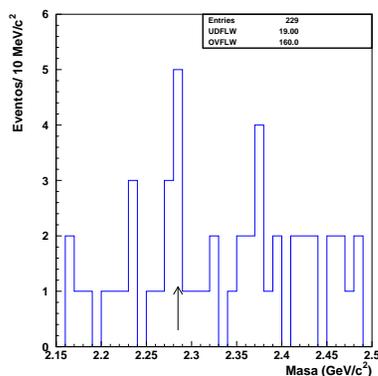
## Monte Carlo

La figura 4.6 muestra la distribución de masa invariante correspondiente a los eventos reconstruidos con los mismos cortes aplicados a los datos. El ancho de esta distribución Gaussiana se utiliza para ajustar los datos. La



(a) Datos reconstruidos de  $\rho\pi^+\pi^-$  en  $K^+\pi^+\pi^-$ .

(b) Datos reconstruidos de  $\rho\pi^+\pi^-$  en  $\pi^+\Sigma^+\pi^-$ .



(c) Datos reconstruidos de  $\rho\pi^+\pi^-$  en  $\pi^+\pi^+\Sigma^-$ .

Figura 4.5: Datos reconstruidos de  $\rho\pi^+\pi^-$  al sustituir valores de masa correspondientes a otras partículas.

generación de eventos se realizó con  $p_T = 1.0$  GeV/c y  $n = 2.4$ . Se utilizó el archivo `lcp_i+n2.4.dec` para generar los eventos<sup>6</sup>. Se hallan  $2481. \pm 66.86$

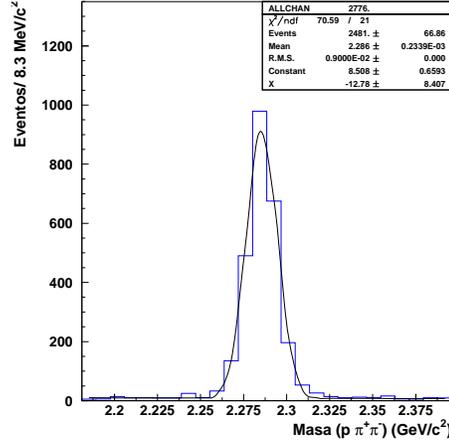


Figura 4.6: Distribución de masa invariante de  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  con 100 000 eventos simulados.

#### 4.1.2. El modo de referencia $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$

##### Datos

El modo  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  posee una eficiencia de reconstrucción alta y una fracción de decaimiento de  $(5.0 \pm 1.3)\%$ , el valor más grande para modos hadrónicos. Con los cortes aplicados en SELEX la señal es bastante limpia.

La figura 4.7 presenta la distribución de masa invariante para  $pK^-\pi^+$  donde se puede apreciar un gran exceso de eventos correspondiente a la señal de la partícula  $\Lambda_c^+$ . El número de eventos se determinó ajustando una Gaussiana más una línea recta. Se encontró un total de  $951 \pm 36.25$  eventos.

Los cortes aplicados a esta distribución son los siguientes:

- $L/\sigma > 6$
- $pvtx < 5.4$
- $\chi^2 < 4$

<sup>6</sup>Secc. 2.10.

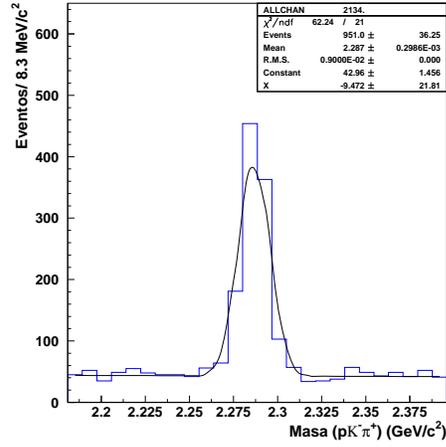


Figura 4.7: Distribución de masa invariante (datos) para  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ .

- $p_T^2 > 0.34 \text{ (GeV/c)}^2$
- $scut > 4$
- Haz de  $\Sigma^-$  y protón
- $\mathcal{L}(\pi^+) > 0.1$
- $\mathcal{L}(p^+)/\mathcal{L}(K^+) > 1$
- $\mathcal{L}(p^+)/\mathcal{L}(\pi^+) > 1$

Por defecto, para el modo de decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ ,  $\mathcal{L}(K^-) > 1$  en SOAP<sup>7</sup>. No se removi3 ninguna reflexi3n de la distribuci3n de masa invariante.

<sup>7</sup>Secc. 2.9

## 4.2. Razón de decaimiento: Resultados

En esta sección se presentan los resultados obtenidos del análisis aplicado para el cálculo de la razón de decaimiento. Estos resultados incluyen el número de eventos encontrados en los datos de SELEX, las eficiencias absolutas, la eficiencia relativa y la razón de decaimiento resultante. Los cortes aplicados son lo más similar posible para los dos modos  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  y  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ .

La tabla 4.1 muestra los cortes aplicados en este análisis.

$\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$	$\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$
$L/\sigma > 9$	$L/\sigma > 9$
$pvtx < 4.5$	$pvtx < 4.5$
$\chi^2 < 4$	$\chi^2 < 4$
$p_t^2 > 0.2 (GeV/c)^2$	$p_t^2 > 0.2 (GeV/c)^2$
$scut > 5$	$scut > 5$
$\mathcal{L}(\pi^-) > 0.1$	$\mathcal{L}(K^-) > 0.1$
$\mathcal{L}(\pi^+) > 0.1$	$\mathcal{L}(\pi^+) > 0.1$
$\mathcal{L}(\pi^-)/\mathcal{L}(K^-) > 1$	-
$\mathcal{L}(\pi^+)/\mathcal{L}(K^+) > 1$	-
$\mathcal{L}(p^+)/\mathcal{L}(K^+) > 1$	$\mathcal{L}(p^+)/\mathcal{L}(K^+) > 1$

Tabla 4.1: Cortes aplicados en el análisis de los datos.

### 4.2.1. Número de Eventos

La tabla 4.2 muestra el número de eventos que se obtuvieron para cada modo de decaimiento.

Modo de decaimiento	Número de eventos
$\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$	$64.28 \pm 13.39$ (Datos)
$\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$	$780 \pm 28.98$ (Datos)
$\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$	$1840 \pm 39.24$ (Simul.)
$\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$	$2306 \pm 44.84$ (Simul.)

Tabla 4.2: Número de eventos obtenidos para cada modo de decaimiento.

En las figuras 4.9 a 4.16 se presentan las distribuciones de datos, reales y simulación, en función de  $L/\sigma$ .

### 4.2.2. Eficiencia Absoluta

La tabla 4.3 presenta las eficiencias de cada modo de decaimiento usado para este trabajo con  $n = 2.4$  y  $p_T = 1.0 \text{ GeV}/c$ .

Modo de decaimiento	Eventos generados	Eventos reconstruidos	Eficiencia absoluta
$\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$	100 000	$1840 \pm 39.24$	$0.018 \pm 0.00043$
$\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$	100 000	$2306 \pm 44.84$	$0.023 \pm 0.00047$

Tabla 4.3: Eficiencias absolutas

La figura 4.17 muestra la eficiencia absoluta para el modo de decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  en función de  $L/\sigma$ .

### 4.2.3. Eficiencia Relativa

La eficiencia relativa posee la ventaja de que al dividir las eficiencias absolutas de los dos modos de decaimiento, todas las dependencias provenientes de las variables cinemáticas se cancelan.

La eficiencia relativa utilizada para el cálculo de la razón de decaimiento es:

$$\frac{\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+}{\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-} = 1.25 \pm 0.038 \quad (4.2)$$

La figura 4.18 muestra la eficiencia relativa en función de  $L/\sigma$ . Su comportamiento no es constante y su valor no es igual a 1 debido a que se exige que las partículas lleguen al RICH, discriminando partículas con momentos bajos.

En la figura 4.8 se presenta la distribución de momentos para cada partícula involucrada en los dos decaimientos utilizados para el análisis, los histogramas se obtuvieron a partir del archivo `lcp_i+n2.4.emb` y `lcpk-i+n2.4.emb`.

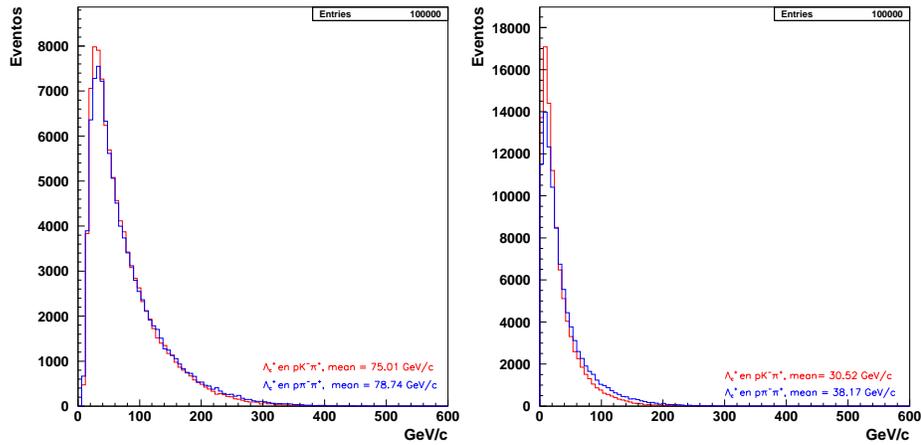
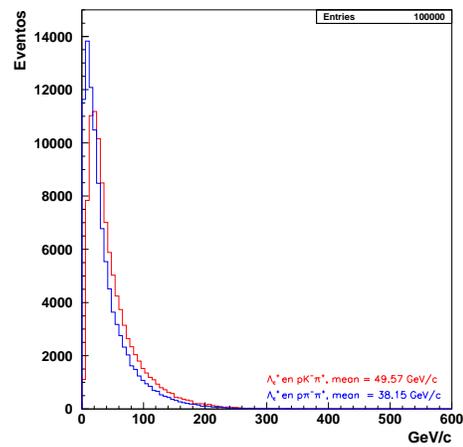
(a) Dist. de momentos  $p$ (b) Dist. de momentos  $\pi^-$ (c) Dist. de momentos  $\pi^+$ 

Figura 4.8: Distribución de momentos para cada partícula involucrada en los dos decaimientos.

#### 4.2.4. Razón de Decaimiento

Se obtuvo una razón de decaimiento de  $0.103 \pm 0.022$  para el modo  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  relativo al modo de referencia  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ .

$$\frac{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-)}{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)} = 0.103 \pm 0.022 \quad (4.3)$$

Este valor constituye el objetivo fundamental en torno al cual gira este trabajo. El resultado se obtuvo después de efectuar un estudio sistemático (Secc.4.3), en el que se varió cada corte dentro de un rango específico. Se seleccionó un conjunto de cortes en donde la razón de decaimiento no mostró ninguna tendencia, así todas las variaciones sistemáticas resultaron ser pequeñas comparadas con el error estadístico, en consecuencia su contribución fue ignorada de los resultados finales al no afectar el error total. La medición de este resultado se consiguió utilizando todos los datos disponibles por lo que no puede ser mejorado.

### 4.3. Estudio Sistemático

Al calcular la razón de decaimiento, el resultado no debe depender de los cortes aplicados a los datos en el análisis. Con el objetivo de verificar lo anterior, se realiza un estudio sistemático, el cual consiste en variar los valores de las variables involucradas alrededor de un conjunto de cortes óptimos, obteniéndose el número de eventos en simulación y en datos. La variación se efectúa solo sobre una de las variables en un rango específico, manteniendo las demás fijas y así sucesivamente.

#### 4.3.1. Procedimiento

Inicialmente, se calculó el número de eventos de los modos  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  y  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  tanto en datos como en Monte Carlo para distintos valores de las variables empleadas en el análisis. En base a los resultados anteriores se calcularon las eficiencias absolutas, la eficiencia relativa y la razón de decaimiento.

Los valores utilizados en cada variable del análisis son:

- $L/\sigma$ : 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13.

- $p_{T,x}$ : 1.5, 2.5, 3.5, 4.5, 5.5, 6.5, 7.5, 8.5, 9.5.
- $\chi^2$ : 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9.
- $p_T^2$ : 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9.
- $scut$ : 4, 5, 6, 7, 8.

Los cortes óptimos, utilizados en ambos modos de interés, para calcular la razón de decaimiento son:

- $L/\sigma > 9$
- $p_{T,x} < 4.5$
- $\chi^2 < 4$
- $p_T^2 > 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$
- $scut > 5$

Las figuras 4.9 a 4.16 muestran las distribuciones de masa invariante usadas para medir la razón de decaimiento, solo para el caso de la variable  $L/\sigma$ . El número de eventos se obtuvo ajustando una Gaussiana más una línea recta.

En la figura 4.19 se muestran las razones de decaimiento en función de cada variable involucrada en el análisis. Se puede apreciar que se mantiene constante en cierta región y alrededor del valor calculado para la razón de decaimiento.

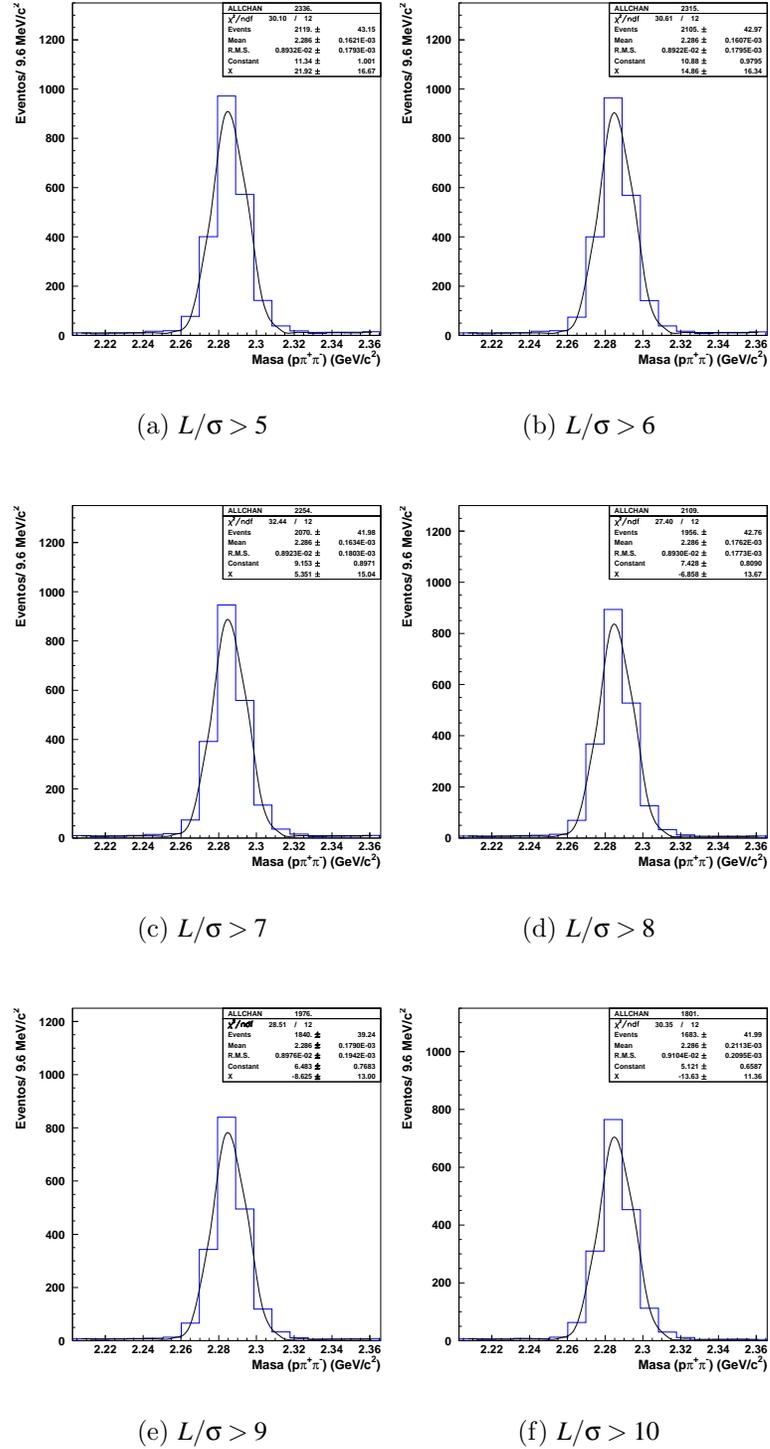
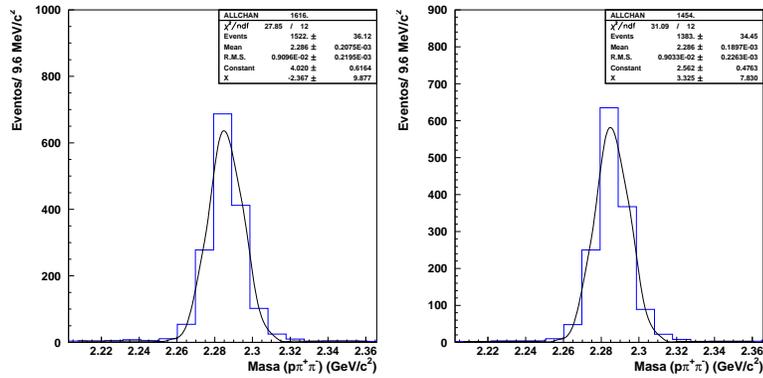
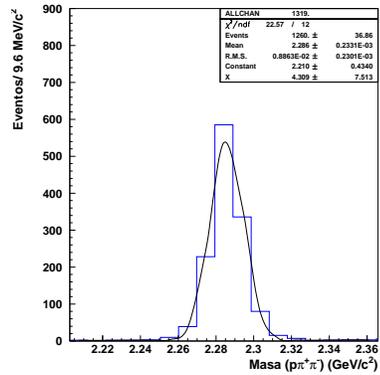


Figura 4.9: Distribuciones de masa invariante para  $p\pi^-\pi^+$  (Simulación).

(a)  $L/\sigma > 11$ (b)  $L/\sigma > 12$ (c)  $L/\sigma > 13$ Figura 4.10: Distribuciones de masa invariante para  $p\pi^-\pi^+$  (Simulación).

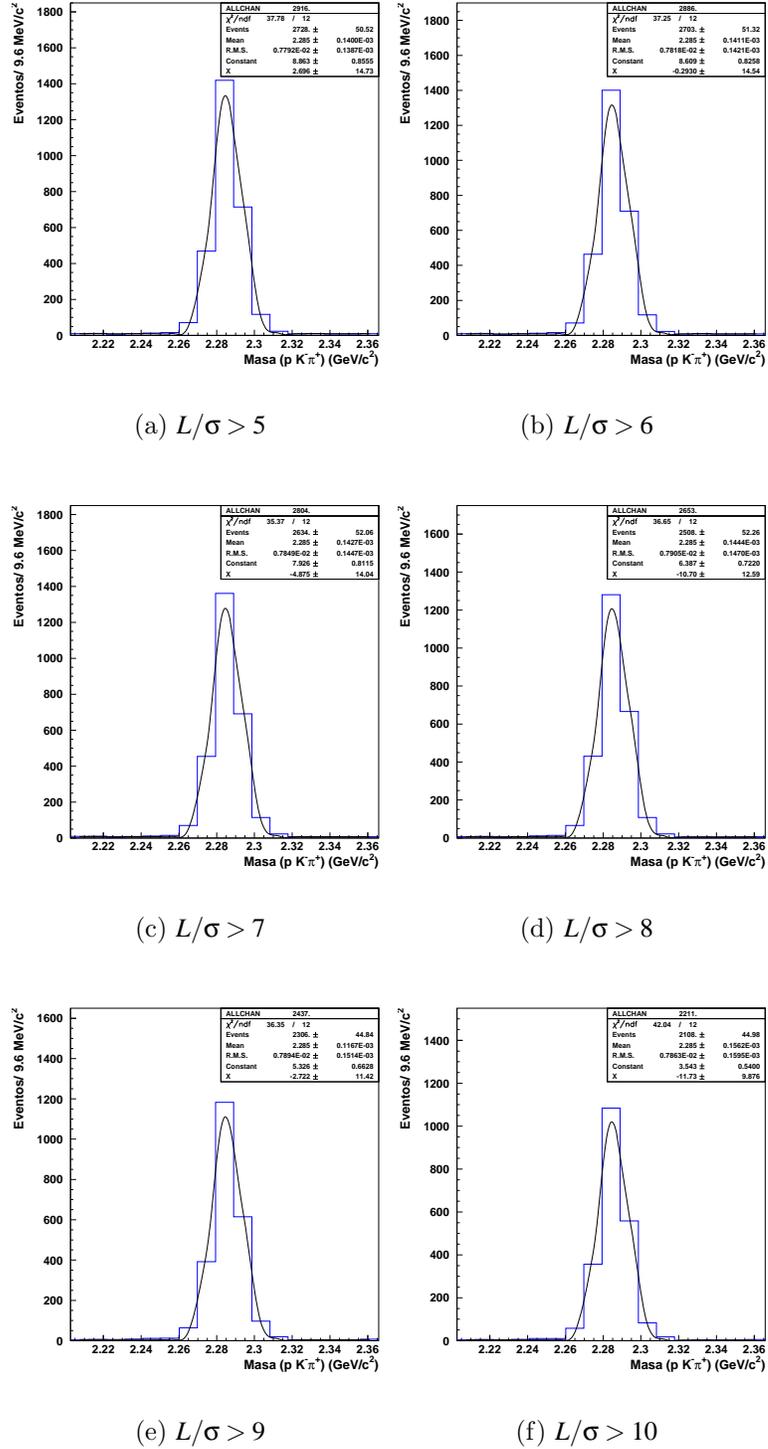
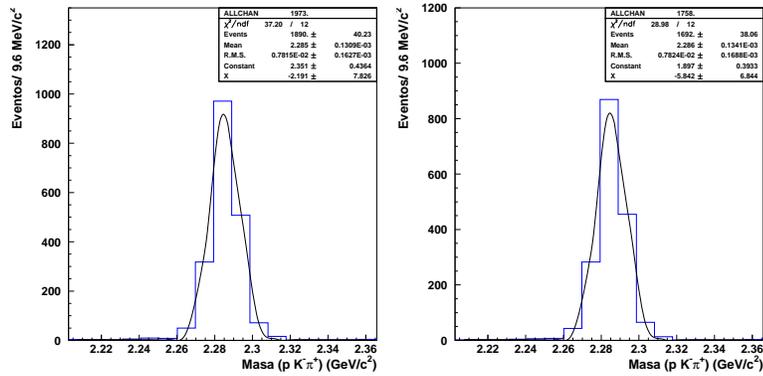
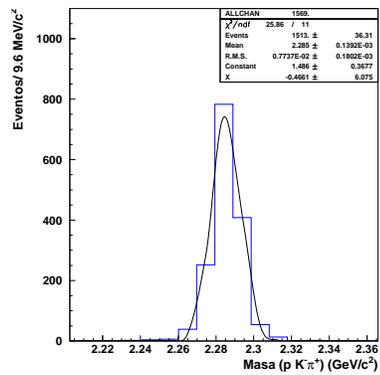


Figura 4.11: Distribuciones de masa invariante para  $pK^-\pi^+$  (Simulación).

(a)  $L/\sigma > 11$ (b)  $L/\sigma > 12$ (c)  $L/\sigma > 13$ Figura 4.12: Distribuciones de masa invariante para  $pK^-\pi^+$  (Simulación).

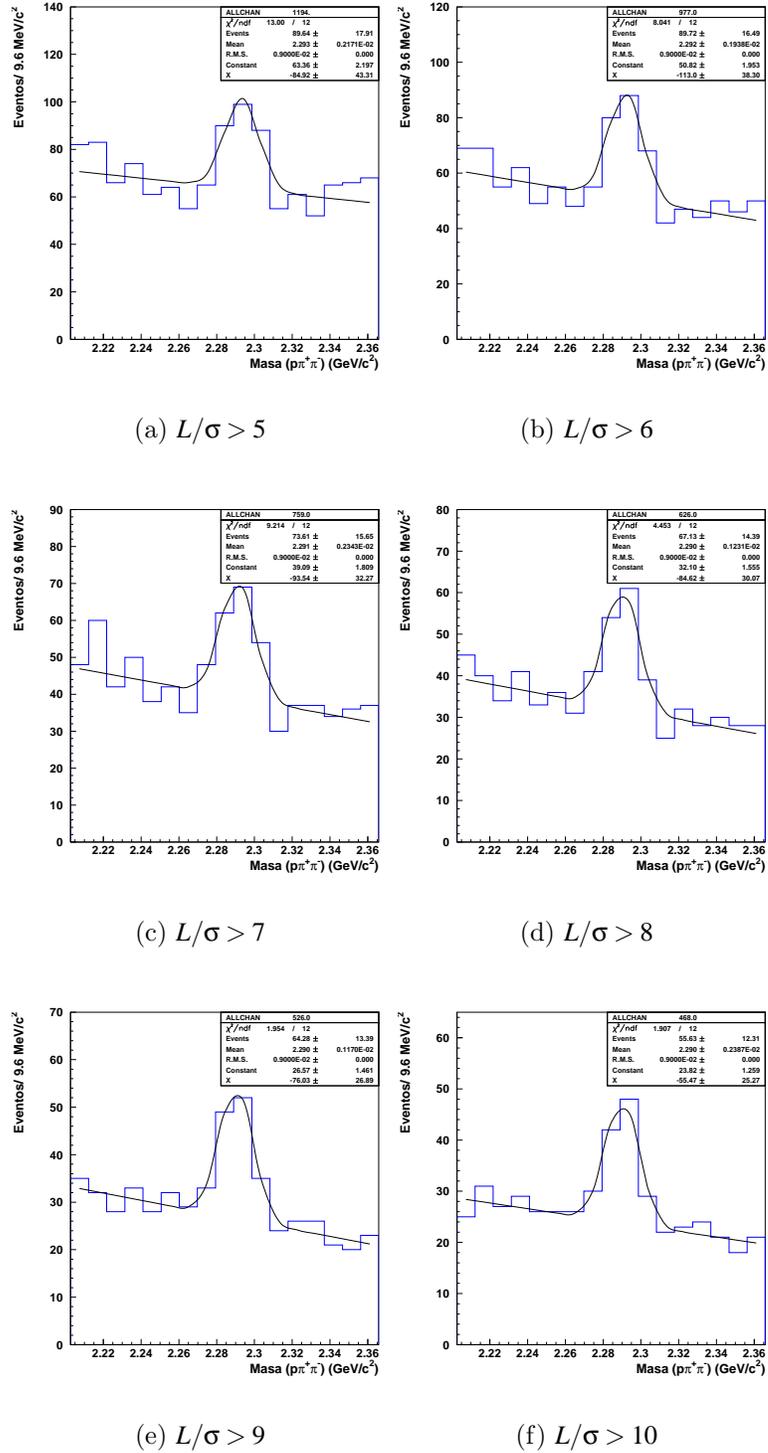
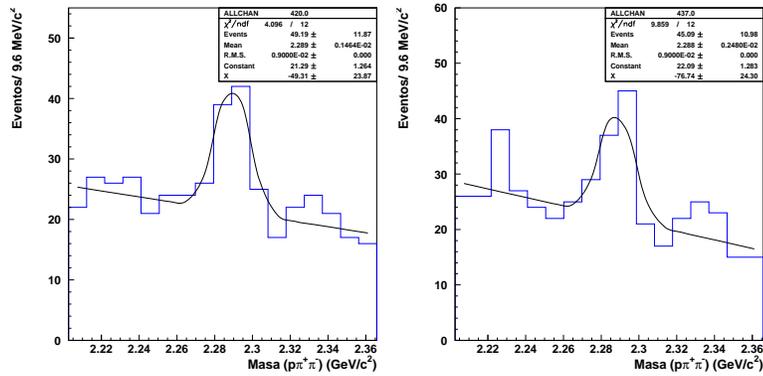
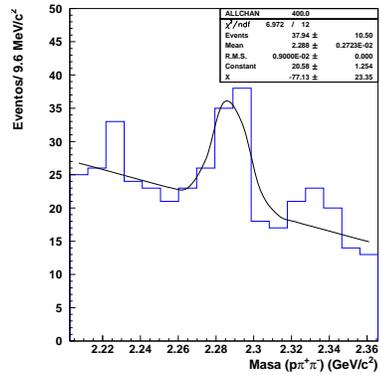


Figura 4.13: Distribuciones de masa invariante para  $p\pi^-\pi^+$  (datos).

(a)  $L/\sigma > 11$ (b)  $L/\sigma > 12$ (c)  $L/\sigma > 13$ Figura 4.14: Distribuciones de masa invariante para  $p\pi^-\pi^+$  (datos).

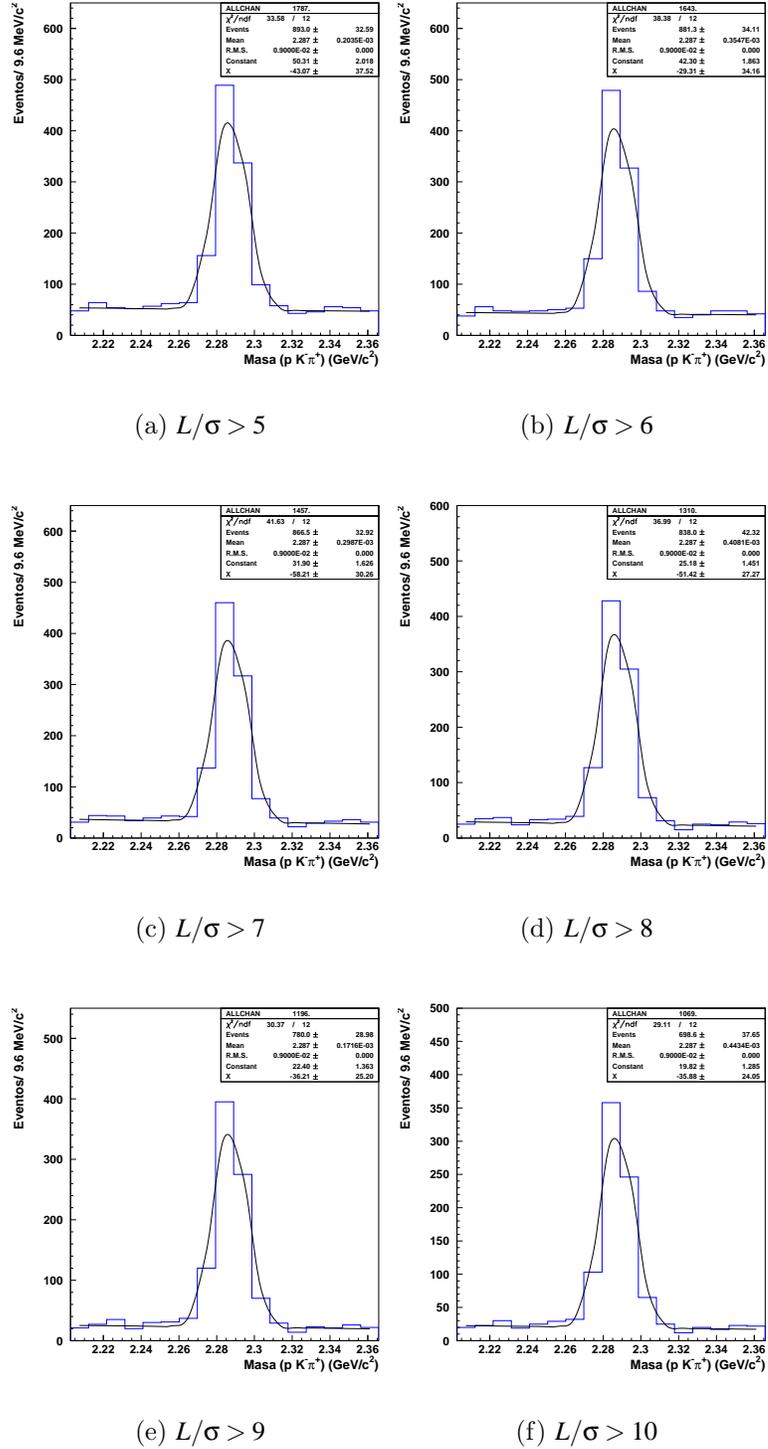
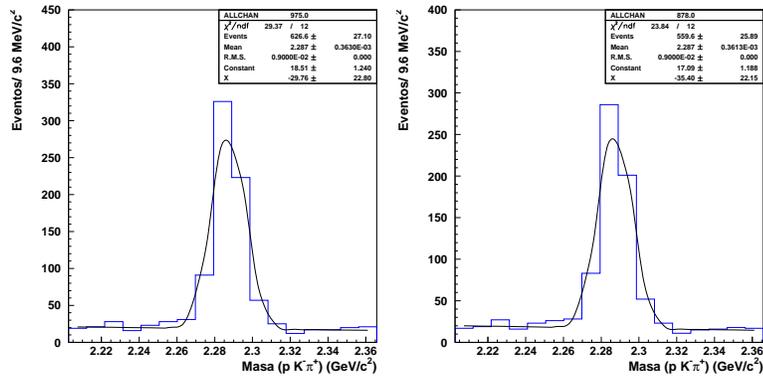
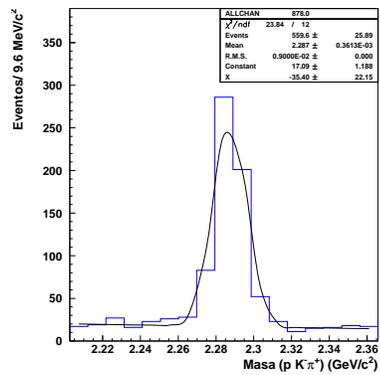


Figura 4.15: Distribuciones de masa invariante para  $pK^-\pi^+$  (datos).

(a)  $L/\sigma > 11$ (b)  $L/\sigma > 12$ (c)  $L/\sigma > 13$ Figura 4.16: Distribuciones de masa invariante para  $pK^-\pi^+$  (datos).

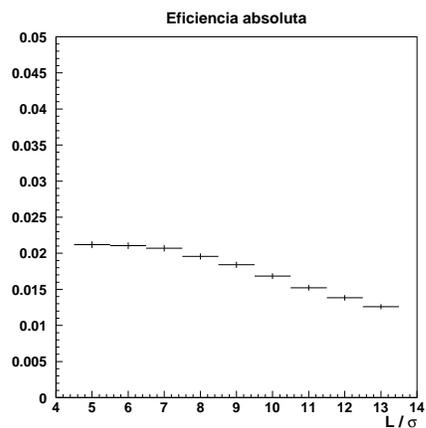


Figura 4.17: Eficiencia absoluta para  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  en función de  $L/\sigma$ .

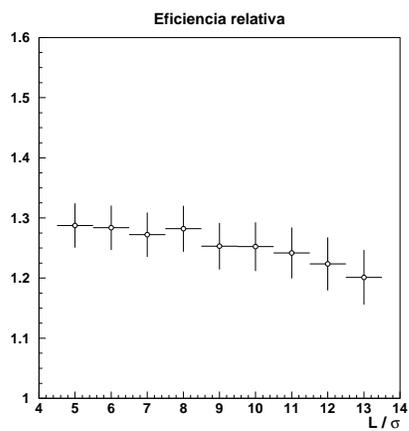
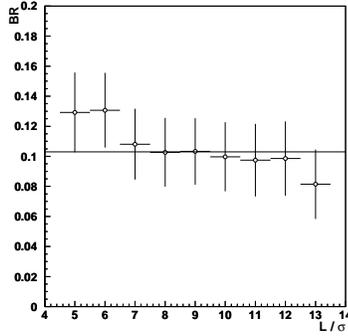
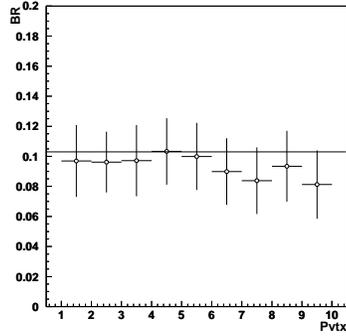


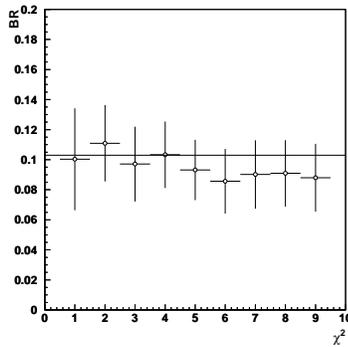
Figura 4.18: Eficiencia relativa en función de  $L/\sigma$ .



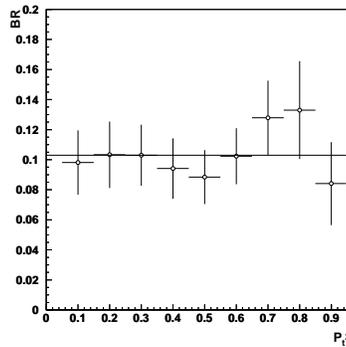
(a) Razón de decaimiento en función de  $L/\sigma$ .



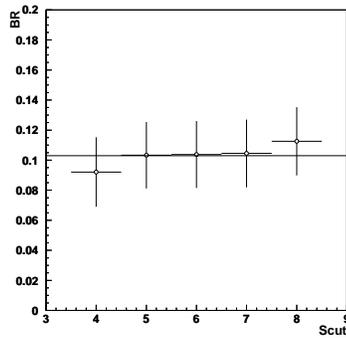
(b) Razón de decaimiento en función de  $P_{vtx}$ .



(c) Razón de decaimiento en función de  $\chi^2$ .



(d) Razón de decaimiento en función de  $p_T^2$ .



(e) Razón de decaimiento en función de  $Scut$ .

Figura 4.19: Razón de decaimiento (Branching Ratio, BR)



# Capítulo 5

## Conclusiones

Se confirmó la evidencia del modo de decaimiento Cabibbo suprimido  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  en los datos de SELEX obteniéndose  $118.5 \pm 19.52$  eventos y una significancia en la señal de  $\approx 6.1 \sigma$ .

Se obtuvo la eficiencia absoluta de los decaimientos Cabibbo suprimido  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  y Cabibbo favorecido  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  mediante la simulación de 100 000 eventos de cada uno de los modos. Posteriormente se calculó la eficiencia relativa entre los dos y finalmente se determinó la razón de decaimiento, dando como resultado:

$$\frac{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-)}{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)} = 0.103 \pm 0.022 \quad (5.1)$$

La medición de la razón de decaimiento no puede ser mejorada debido a que no hay más datos disponibles.

Finalmente, se procederá a efectuar un análisis fino y a publicar los resultados.



# Apéndice A

## Vtuples

Los *variable size tuples* o *vtuples* son como su nombre indica, arreglos de tamaño variable. Los vtuples se generan cuando se activa “hist vtuple” en el paquete RECON y surgen como resultado del procesamiento denominado pass 2 (Capítulo 2). La tabla A.1 muestra la estructura de este tipo de arreglos [18]:

Nombre del Bloque	Tamaño	Tamaño máx. de bloques
Header; recon info	14	1
Prim. vertex	9	1
Beam track	8	1
Sec. track	16	9
Vertex tracks	10	50
Kinks; recon_sv	14	9
Vees-kinks	15	9
Gamma	8	50
User	8	9

Tabla A.1: Estructura de los arreglos de tamaño variable (*vtuples*).

La información de RECON o *header block* siempre está presente. En los bloques *primary vertex* y *beam track* se tienen dos posibilidades: Se asigna 0 si existe información y 1 si no existe información. El número mínimo de bloques es cero. En el caso de  $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$  y  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  los vtuples son del mismo tamaño ya que los modos anteriores comparten las mismas características

geométricas, y debido a la naturaleza de los decaimientos solo se llenan los primeros cuatro bloques del vtuple.

Los códigos que se utilizan para trabajar con vtuples son “anal-vtuple.F” y “vtup\_info.F”, el primero se utiliza para analizar los datos y llenar los histogramas, y el segundo se usa para observar la información en el vtuple. Los dos códigos requieren incluir el archivo “reconvtup.inc” y la subrutina de C “tuple\_read.c”.

El objetivo de la subrutina “tuple\_read.c” consiste en abrir el archivo vtuple y extraer el tamaño de cada objeto en el vtuple. Por otro lado “reconvtup.inc” contiene la definición de las variables a usar cuando se analizan los datos, es decir, el formato del vtuple escrito en el paquete RECON.

### Compilación y ejecución de los programas

Se debe compilar la subrutina en C de la siguiente manera:

```
cc -c tuple_read.c -o tuple_read.o
```

Lo anterior se efectúa una sola vez. Posteriormente, se compilan los programas en FORTRAN como se muestra:

```
f77 -w anal-vtuple.F readvtuple.F fillvtuple.F scut.F  
tuple.o efmass.F
```

Posteriormente se obtiene un archivo ejecutable, en este caso anal-vtuple, el cual se aplica los vtuples.

```
./anal-vtuple vtuple(s)
```

De esta manera se genera un archivo `anal-vtuple.hbk`, el cual puede ser analizado por un programa de análisis de datos, como por ejemplo PAW<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Physics Analysis Workstation.

# Bibliografía

- [1] M. Mattson A. Kushnirenko and J.Russ. Geometry of vertex SSD. *Research Note H-756, SELEX Collaboration*, 1995.
- [2] C.Scholz B. Povh, K.Rith and F. Zetsche. *Particles and Nuclei*. Springer.
- [3] N. Cabibbo. Unitary symmetry and leptonic decays. *PRL*, 10:531–533, 1963.
- [4] J. Engelfried. Recon. *Research Note, SELEX Collaboration*, 1998.
- [5] J. Engelfried. SELEX minidist (VTUP/FTUP) format for pass2. *Research Note H-824, SELEX Collaboration*, 2000.
- [6] A. Kulyavtsev *et al.* E781 hardware trigger preliminary design. *Research Note H-676, SELEX Collaboration*, 1999.
- [7] F.G. Garcia *et al.* Hadronic production of  $\Lambda_c$  from 600  $GeV/c$   $\pi^-$ ,  $\Sigma^-$  and  $p$  beams. *Phys. Lett. B.*, 528:49–57, 2002.
- [8] J. Engelfried *et al.* The E781 Trigger and Data Acquisition System. *Research Note H-643, SELEX Collaboration*.
- [9] J. Engelfried *et al.* The SELEX phototube rich detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 431, 1999.
- [10] N. Bondar *et al.* E781 Beam transition radiation detector. *Research Note H-746, SELEX Collaboration*, 1995.
- [11] S. Barlag *et al.* (ACCMOR Collaboration). Measurement of various decay modes of charmed particles  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D_s^+$  and  $\Lambda_c^+$ . *Zeitschrift für Physik C - Particles and Fields*, 48, 1990.

- 
- [12] A. Flores-Castillo. *Búsqueda de resonancias bariónicas en el experimento SELEX E781, Tesis de Maestría*. Instituto de Física, U.A.S.L.P.
- [13] Particle Data Group. *Journal of Physics G: Nuclear and particle physics*. 33, 2006.
- [14] M. Kaya.  *$D_s$  charm strange meson production and asymmetry, Ph.D. thesis*. The University of Iowa.
- [15] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49:652–657, 1973.
- [16] A.Y. Kushnirenko. *Precision measurements of  $\Lambda_c^+$  and  $D_0$  lifetimes, Ph.D. thesis*. Carnegie Mellon University.
- [17] M.A. Olivo. *Producción inclusiva de  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  y  $K_s$  mediante las colisiones  $\Sigma^-$ ,  $\pi^\pm$  y  $p$ -Nucleón, Tesis de Maestría*. Instituto de Física, U.A.S.L.P.
- [18] E. Vázquez-Jáuregui. Understanding vtuples with fortran. *Research Note H-841, SELEX Collaboration*, 2003.