

# Investigación del decaimiento

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

Proyecto de Tesis que para obtener el  
grado de Maestro en Ciencias Físicas

presenta el

**Lic. Juan Medellín Zapata**

Instituto de Física de la  
Universidad Autónoma de San Luis Potosí

Julio 2002

Con todo cariño  
dedico esta tesis a mis  
Padres y Hermanos.

## Agradecimientos

Mis más sinceros agradecimientos al Dr. Jürgen Engelfried quien ha dirigido el desarrollo del presente trabajo, agradezco la paciencia y confianza que ha depositado en mí y que se ve reflejada en la realización de la presente tesis.

Asimismo, ofrezco un especial agradecimiento al Dr. Antonio Morelos Pineda por iniciarme en el área de Partículas Elementales y por brindarme sus consejos y ayuda en la realización de este trabajo, además a él debo el tema de tesis, por todo ello gracias.

Agradezco a todos mis compañeros estudiantes (mejor conocidos como compañeros parásitos) por la amistad que me han brindado durante mi estancia en el Instituto de Física. Agradezco tantas experiencias que tuvimos la oportunidad de compartir.

También reconozco al Instituto de Física y a la Universidad Autónoma de San Luis Potosí por las facilidades que me brindaron para alcanzar esta meta . Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) y al Consejo Potosino de Ciencia y Tecnología (COPOCyT) por el financiamiento que me otorgaron.

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Motivación . . . . .	4
1.2. Organización . . . . .	5
<b>2. Formalismo de helicidad</b>	<b>6</b>
2.1. Decaimiento a dos cuerpos . . . . .	6
2.2. Decaimiento resonante a tres cuerpos . . . . .	10
2.3. Polarización inicial . . . . .	13
2.4. Conservación de paridad . . . . .	14
2.5. Fracción de ajuste . . . . .	14
2.6. Razones de decaimiento . . . . .	15
2.7. Espacio fase . . . . .	15
2.8. Gráfico de Dalitz . . . . .	17
<b>3. Experimento SELEX</b>	<b>19</b>
3.1. Alcances del experimento . . . . .	19
3.2. Descripción del aparato . . . . .	20
3.2.1. Espectrómetro del haz . . . . .	20
3.2.2. Espectrómetro de vértices . . . . .	21
3.2.3. Magnetos . . . . .	21
3.2.4. Detector RICH . . . . .	22
3.2.5. Sistema “trigger” . . . . .	23

3.2.6. Filtro en línea . . . . .	24
3.3. Criterios de reconstrucción para $pK^- \pi^+$ . . . . .	27
3.4. Distribuciones . . . . .	29
<b>4. Un estudio de <math>\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+</math></b> . . . . .	<b>33</b>
4.1. Aceptancia . . . . .	33
4.2. Ruido . . . . .	35
4.2.1. Mapeo de espacio fase . . . . .	35
4.2.2. Corrección de ruido . . . . .	37
4.3. Función de ajuste . . . . .	45
4.4. Estimación de parámetros . . . . .	47
4.5. Errores sistemáticos . . . . .	49
<b>5. Resultados</b> . . . . .	<b>50</b>
5.1. Estudio con las resonancias $\bar{K}^{*0}$ , $\Delta^{++}$ y $\Lambda(1520)$ . . . . .	51
5.2. Resonancias $\bar{K}^{*0}$ y $\Delta^{++}$ . . . . .	52
5.3. Resonancia $\mathbf{K}(1430)$ . . . . .	54
5.4. Discusión . . . . .	58
<b>6. Perspectivas</b> . . . . .	<b>60</b>

# Capítulo 1

## Introducción

El decaimiento débil de un barión con “charm”<sup>1</sup> (un barión es un estado ligado de tres quarks) se debe a la transformación del quark “charm” en un “strange” a través de la emisión de un bosón W (los bosones W son los mediadores de la interacción débil, ésta es la única interacción capaz de cambiar el sabor o tipo de quark). En algunos casos el bosón W decae a su vez en quark-antiquark, proceso que se describe mediante un diagrama denominado de expectador. En otros casos el bosón W es absorbido por otro quark del barión, proceso que corresponde a un diagrama de intercambio (ver ejemplo en fig. 1.1). El bosón W también puede decaer en leptones, situación que no consideraremos en el presente trabajo (un leptón es otro tipo de partícula elemental, el electrón y el neutrino son ejemplos de leptones). Los mecanismos antes mencionados, junto con la creación de pares, comprenden la dinámica de decaimientos de bariones con charm.

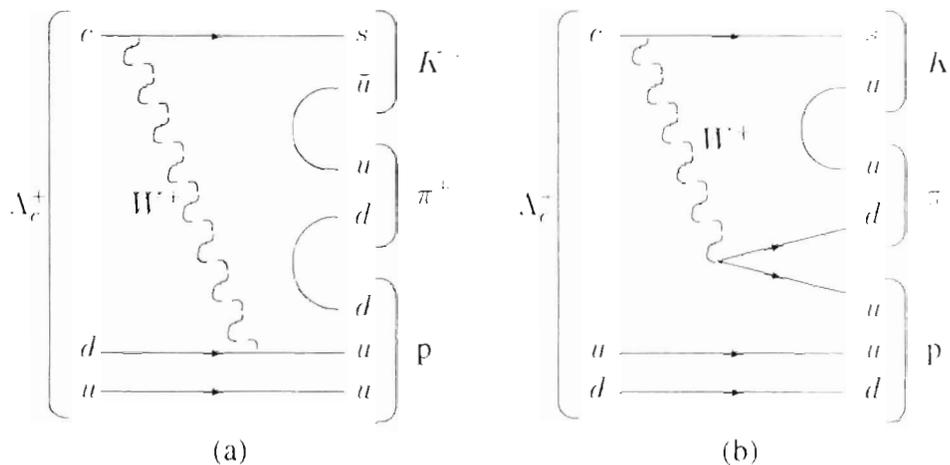


Figura 1.1: Decaimiento no resonante de  $\Lambda_c^+$ . (a) diagrama de intercambio, (b) diagrama de expectación. El tiempo corre de izquierda a derecha.

<sup>1</sup>En la actualidad sólo se han descubierto seis quarks: “up” ( $u$ ), “down” ( $d$ ), “strange” ( $s$ ), “charm” ( $c$ ), “top” ( $t$ ) y “bottom” ( $b$ ).

El decaimiento de un barión con charm también puede darse a dos cuerpos, uno de los cuales es inestable (que experimenta un decaimiento fuerte con tiempo de vida  $\tau \sim 10^{-24}$  s) denominado resonancia. Esta resonancia en la práctica no puede ser observada directamente, notamos su existencia por el comportamiento de los productos de su decaimiento. En decaimientos a tres cuerpos las resonancias presentan distribuciones características a lo largo de un gráfico de Dalitz (ver sección 2.8) lo que evidencia su existencia (concentraciones en las distribuciones en masa invariante de reconstrucción, calculada de parejas de las partículas finales del decaimiento, también permiten en algunos casos distinguir las resonancias). En las fig. 1.2- 1.4 presentamos ejemplos de decaimiento resonante de  $\Lambda_c^+$ .

Las resonancias  $\bar{K}^{*0}$ ,  $\Lambda(1520)$  y  $\Delta^{++}$  se presentan en el decaimiento  $\Lambda_c^+$ . Este decaimiento en las dos primeras resonancias puede ser descrito por diagramas de expectador e intercambio, mientras que la última resonancia se describe sólo a través de diagrama de intercambio. Si consideramos los decaimientos  $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ ,  $\Lambda(1520) \rightarrow p K^-$  y  $\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$  tendremos al final las mismas tres partículas  $p$ ,  $K^-$  y  $\pi^+$ . En un decaimiento a tres o más cuerpos cuando energéticamente es posible podemos investigar la formación de resonancias.

En el presente trabajo analizaremos el decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$  considerando las resonancias  $\bar{K}^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$  y  $\Lambda(1520)$ . Los datos que se emplean en el análisis fueron tomados por el experimento de blanco fijo E781 (SELEX) en Fermilab, un laboratorio de física de altas energías localizado en Batavia, Illinois, E.U.

Mediremos las razones de decaimiento “branching ratio”<sup>2</sup> para las resonancias antes referidas empleando el formalismo de helicidad (para un modo o canal de decaimiento su “branching ratio” es una medida de la intensidad relativa de que el decaimiento suceda por este canal en relación a todos los modos que se consideren). El formalismo que empleamos nos permite también medir la posible polarización en la producción de  $\Lambda_c^+$ .

<sup>2</sup>En la presente tesis la terminología en idioma inglés se colocará entre comillas

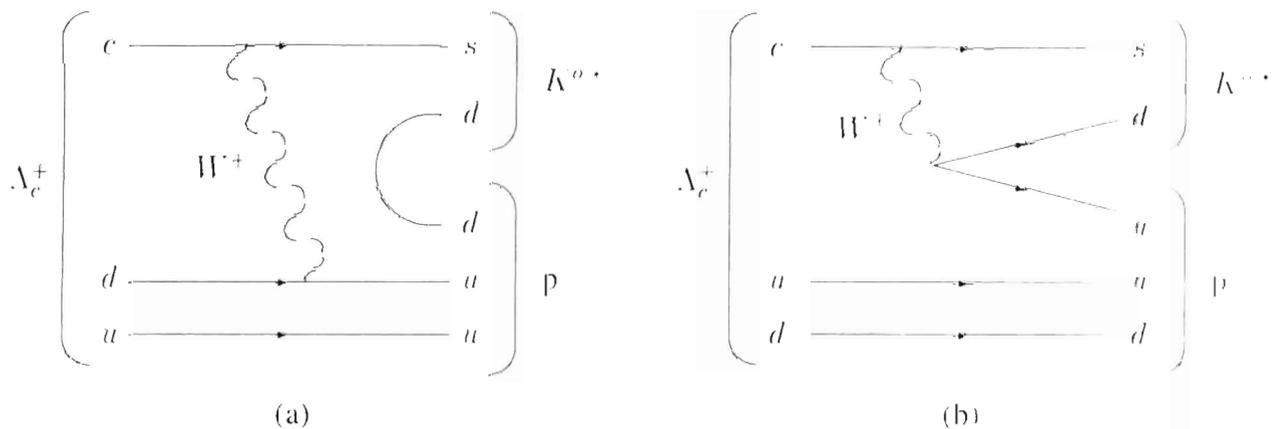


Figura 1.2: Decaimiento resonante  $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} p$ . (a) diagrama de intercambio, (b) diagrama de expectación. El tiempo corre de izquierda a derecha.

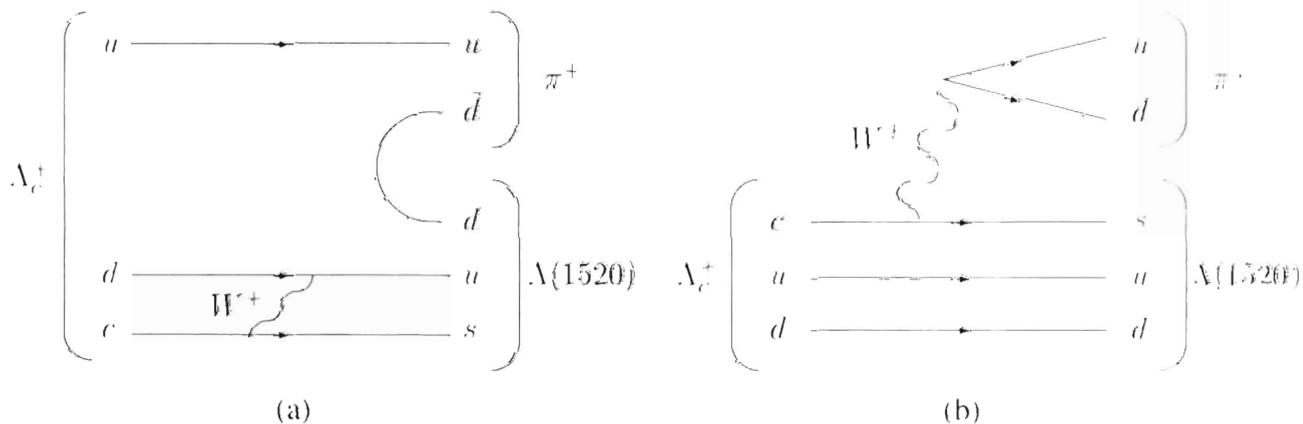


Figura 1.3: Decaimiento resonante  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda(1520) \pi^+$ . (a) diagrama de intercambio, (b) diagrama de expectación. El tiempo corre de izquierda a derecha.

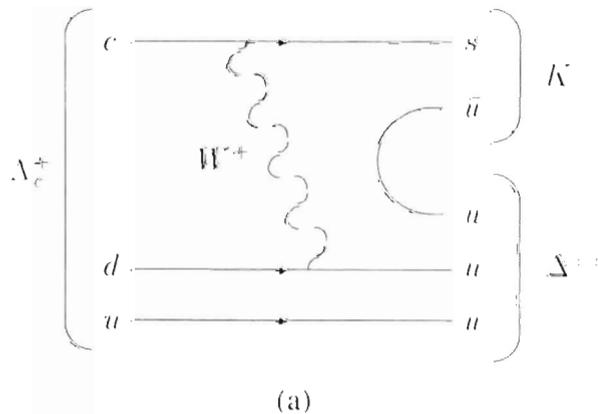


Figura 1.4: Diagrama de intercambio para el decaimiento resonante  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Delta^{++} K^-$ . El tiempo corre de izquierda a derecha.

## 1.1. Motivación

El decaimiento de  $\Lambda_c^+$  es un proceso no perturbativo. Para describir el decaimiento se plantean modelos los cuales necesitan información experimental que los confirmen y establezcan sus parámetros.

Los estudios de tiempo de vida y “branching ratios” para decaimientos de bariones con charm no son tan extensos como los estudios de mesones con charm. En mesones los diagramas de intercambio son inhibidos a nivel de quarks por razones de helicidad y supresión por factores de forma. Esta situación no está presente en el decaimiento de bariones con charm lo que se refleja en un tiempo de vida más corto para los bariones respecto de los mesones. Puesto que mediante modelos la contribución relativa de los diagramas puede ser calculada teóricamente, establecer tal contribución a través de la medición de los “branching ratios” es importante.

El estudio de nuevos modelos de decaimientos y sus “branching ratios”, cálculos teóricos de “branching ratios” de decaimientos de quarks pesados específicos es todavía una de las áreas más innovadoras de física de hadrones. La información experimental es vital para entender la dinámica de decaimientos.

Una parte importante del presente trabajo es la determinación de la polarización de  $\Lambda_c^+$ , la cual puede ser dependiente del tipo de partícula en el haz empleado

La polarización en la producción de bariones con charm es predicha por algunos modelos, estudios en esta dirección proporcionan información importante para entender la producción de quark pesados y la dinámica de hadronización.

En 1976 el descubrimiento de la interacción de un haz de protones y un blanco ambos no polarizados, lo cual produce hiperones polarizados, resultó una gran sorpresa [15]. Aun después de 26 años una extensa información experimental permanece sin ser adecuadamente descrita.

Estas son sólo algunas de las razones que nos permiten distinguir la importancia de obtener información experimental sobre algunas áreas innovadoras de la física de partículas.

## 1.2. Organización

Este trabajo está organizado de la siguiente manera.

En el capítulo 2 se proporciona una descripción del formalismo de helicidad el cual empleamos para establecer los parámetros físicos del decaimiento

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

En el capítulo 3 se hace una presentación del experimento SELEX. Se incluye una descripción de algunos elementos críticos del experimento que principalmente se emplean para la obtención de los datos para la reconstrucción  $pK^-\pi^+$ . Se establece también los criterios de selección de la muestra estadística empleada en el presente análisis.

En el capítulo 4 se establece la metodología particular que se siguió para el presente estudio. Aquí se presenta el procedimiento desarrollado para la obtención de la aceptación y la caracterización del ruido, se define la función empleada en el ajuste realizado para la determinación de los parámetros del decaimiento.

En el capítulo 5 se muestran los resultados de diferentes estudios que se realizaron del decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ , uno de los cuales consistió en incluir una nueva resonancia en el análisis para describir apropiadamente las distribuciones que presenta la muestra estadística utilizada.

En el capítulo 6 se presentan las posibles extensiones del trabajo desarrollado

## Capítulo 2

### Formalismo de helicidad

En este capítulo se muestra el formalismo matemático que permite describir el decaimiento resonante a tres cuerpos para cualquier espín de la partícula madre; estas herramientas serán empleadas en el presente estudio del decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ . La descripción completa del formalismo puede consultarse en [1].

#### 2.1. Decaimiento a dos cuerpos

En el decaimiento de una partícula la razón de decaimiento obedece a la Regla de Oro de Fermi

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |\Omega|^2 d\Phi_n \quad (2.1)$$

donde  $M$  es la masa de la partícula inicial,  $d\Phi_n$  es el elemento de volumen del espacio fase de  $n$  cuerpos y  $\Omega$  es la amplitud de transición en este espacio. Manteniendo constante a  $d\Phi_n$  dentro de los límites cinemáticos, entonces

$$d\Gamma \sim |\Omega|^2 = |\langle F | T | I \rangle|^2 \quad (2.2)$$

$T$  es el operador de transición responsable de obtener el estado final  $|F\rangle$  a partir del estado inicial  $|I\rangle$ .

En el caso concreto de un decaimiento a dos cuerpos  $A \rightarrow BC$ :

$$d\Gamma \sim |\Omega|^2 = |\langle BC | T | A \rangle|^2 \quad (2.3)$$

La amplitud de transición  $\langle BC | T | A \rangle$  se expresará empleando la base de helicidad, la cual tiene las características:

- Invariante ante rotaciones espaciales.
- Invariante bajo “boost” de Lorentz en la dirección del momento lineal de la partícula.

Sin pérdida de generalidad, utilizaremos como referencia el sistema en reposo de la partícula inicial  $A$ .

En un espacio de Hilbert una base completa está formada por los eigenestados de los operadores de un conjunto máximo de operadores mutuamente compatibles (los operadores  $X$  y  $Y$  son compatibles cuando su conmutador es cero  $[X, Y] = XY - YX = 0$ ). La base de helicidad esta formada por los eigenestados  $| [w s] p_\mu \lambda \rangle$  ( $p_\mu$  indica abreviadamente a los operadores  $P_0, P_1, P_2$  y  $P_3$ ), donde  $w, s, p_\mu$  y  $\lambda$  son los eigenvalores de los operadores mutuamente compatibles  $M^2, S, P_\mu$  y  $\bar{\omega}^o$  respectivamente. Estos operadores se definen como:

$$P_0 = E, \quad P_1 = P_x, \quad P_2 = P_y, \quad P_3 = P_z$$

$$M^2 = P_\mu P^\mu = P_0^2 - P_1^2 - P_2^2 - P_3^2$$

$$S = -\omega_\mu \omega^\mu \tag{2.4}$$

$$\bar{\omega}^o = \frac{\omega^o}{|\vec{P}|} = \frac{J_x P_x + J_y P_y + J_z P_z}{|\vec{P}|} \tag{2.5}$$

donde  $\omega^\sigma = \frac{1}{2} \epsilon^{\sigma\mu\nu\lambda} M_{\mu\nu} P_\lambda$ ,  $P_\mu$  son los operadores de cuádrimomento ( $E, \vec{P}$ ).  $\bar{\omega}^o$  representa el operador de helicidad con eigenvalor  $\lambda$ .  $\epsilon^{\sigma\mu\nu\lambda}$  es el tensor de Levi Civita y  $M_{\mu\nu}$  es el operador cuádrisensorial antisimétrico con componentes:

$M_{12} = J_3 = J_z, M_{31} = J_2 = J_y, M_{23} = J_1 = J_x, M_{01} = K_1 = K_x, M_{02} = K_2 = K_y, M_{03} = K_3 = K_z$  ( $J_i$  son los operadores de momento angular y  $K_i$  son los operadores generadores de “boost” de Lorentz).

En un sistema arbitrario  $S_1$  donde una partícula está en movimiento (con dirección  $\phi, \theta$ ), la helicidad es la componente de espín en la dirección de propagación, por ello en el sistema en reposo de la partícula  $S_0$ , el estado de helicidad es también un estado de espín en la dirección en que se aplicó el “boost” de Lorentz que cambia  $S_1$  a  $S_0$ .

Por simplicidad el estado de helicidad se expresa como  $|\vec{p}\lambda\rangle$  sobreentendiendo que es también un eigenestado de los operadores  $M^2$ ,  $S$  y  $E$ .

$M^2$  y  $S$  son operadores de Casimir (conmutan con todos los generadores del grupo de representaciones, en nuestro caso del grupo de Poincaré).  $M^2$  corresponde al operador de masa y  $S$  es esencialmente el operador de espín, como se distingue en el sistema en reposo ( $p_i = 0$ ) donde  $S = M^2/J^2$ .

En el marco en reposo de la partícula inicial  $A$ ,  $|j_A m_A\rangle$  es el estado de espín  $j_A$  con proyección  $m_A$  a lo largo del eje  $z$ , que describe a la partícula. En este sistema  $B$  está viajando en la dirección  $(\theta_B, \phi_B)$  y  $C$  en la dirección opuesta. Si la helicidad de  $B$  y  $C$  es  $\lambda_B$  y  $\lambda_C$  respectivamente, entonces podemos expresar el estado de  $BC$  como  $|\theta_B \phi_B \lambda_B \lambda_C\rangle$  y por tanto

$$\langle BC|T|A\rangle = \langle \theta_B \phi_B \lambda_B \lambda_C|T|j_A m_A\rangle \quad (2.6)$$

$|\theta_B \phi_B \lambda_B \lambda_C\rangle$  no es un eigenestado de los operadores  $J^2$  y  $J_z$ , su descomposición en los estados que sí lo son es

$$|\theta_B \phi_B \lambda_B \lambda_C\rangle = \sum_{j m} \sqrt{\frac{2j+1}{4\pi}} D_{m \lambda_1}^j(\phi_B, \theta_B, -\phi_B) |j m \lambda_B \lambda_C\rangle \quad (2.7)$$

donde  $\lambda_1$  es la helicidad total  $= \lambda_B + \lambda_C$  y además debe cumplirse  $|\lambda_1| \leq j$ ;  $j$  es el momento angular total y  $m$  es la proyección de momento angular en la dirección  $z$ ;  $D_{m \lambda_1}^j(\phi, \theta, \gamma)$  es la matriz de rotación

$$\begin{aligned} D_{m_1 m_2}^j(\phi, \theta, \gamma) &= e^{-i(\phi m_1 + \gamma m_2)} \langle j m_1 | e^{-i\theta J_y} | j m_2 \rangle \\ &= e^{-i(\phi m_1 + \gamma m_2)} d_{m_1 m_2}^j(\theta) \end{aligned} \quad (2.8)$$

además  $d_{m_1 m_2}^{j*}(\theta) = d_{m_1 m_2}^j(\theta)$

Por tanto la amplitud de transición es

$$\langle BC | T | A \rangle = \sum_{j m} \sqrt{\frac{2j+1}{4\pi}} D_{m \lambda_1}^{j*}(\phi_B, \theta_B, -\phi_B) \langle jm \lambda_B \lambda_C | T | j_A m_A \rangle \quad (2.9)$$

Por conservación de momento angular  $j = j_A$ ,  $m = m_A$  y así

$$\langle BC | T | A \rangle = \sqrt{\frac{2j_A+1}{4\pi}} e^{i\phi_B(m_A-\lambda_1)} d_{m_A \lambda_1}^{j_A}(\theta_B) \langle \lambda_B \lambda_C | T | m_A \rangle \quad (2.10)$$

$\langle \lambda_B \lambda_C | T | m_A \rangle$  es una amplitud de transición constante que junto con los factores de normalización se expresa por un coeficiente  $\alpha$ , teniéndose la simplificación:

$$d\Gamma \sim |\alpha_{\lambda_B \lambda_C} e^{i\phi_B(m_A-\lambda_1)} d_{m_A \lambda_1}^{j_A}(\theta_B)|^2 \quad (2.11)$$

$\alpha_{\lambda_B \lambda_C}$  es un coeficiente complejo para este decaimiento.

La razón de decaimiento total debida a todas las proyecciones de espín de  $A$  y helicidad de  $B, C$

$$d\Gamma \sim \sum_{m_A} \sum_{\lambda_B \lambda_C} |\alpha_{\lambda_B \lambda_C} e^{i\phi_B(m_A-\lambda_1)} d_{m_A \lambda_1}^{j_A}(\theta_B)|^2 \quad (2.12)$$

### Ejemplo de decaimiento a dos cuerpos

Considérese el decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} p$ , donde el espín y paridad de las partículas es

partícula	$\Lambda_c^+$	$\bar{K}^{*0}$	$p$
$j^p$	$\frac{1}{2}^+$	$1^-$	$\frac{1}{2}^+$

Las amplitudes parciales para las diferentes combinaciones de helicidad se muestran en la tabla 2.1.

La anchura de decaimiento para este ejemplo es

$$\begin{aligned}
 d\Gamma \sim & |\alpha_{\frac{1}{2} \ 1} e^{-\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})|^2 + |\alpha_{\frac{1}{2} \ 0} e^{-\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{\frac{1}{2} \ -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})|^2 \\
 & + |\alpha_{-\frac{1}{2} \ 0} e^{-\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})|^2 + |\alpha_{-\frac{1}{2} \ -1} e^{-\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{\frac{1}{2} \ -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})|^2 \\
 & + |\alpha_{\frac{1}{2} \ 1} e^{\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{-\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})|^2 + |\alpha_{\frac{1}{2} \ 0} e^{\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{-\frac{1}{2} \ -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})|^2 \\
 & + |\alpha_{-\frac{1}{2} \ 0} e^{\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{-\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})|^2 + |\alpha_{-\frac{1}{2} \ -1} e^{\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{-\frac{1}{2} \ -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})|^2
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

$\Lambda_c^+$ $m_A$	$p$ $\lambda_C$	$K^{*0}$ $\lambda_B$	$\lambda_1$	amplitud
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\alpha_{\frac{1}{2} \ 1} e^{-\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})$
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$	$\alpha_{\frac{1}{2} \ 0} e^{-\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{\frac{1}{2} \ -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})$
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{3}{2}$	prohibido
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1	$\frac{3}{2}$	prohibido
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$\alpha_{-\frac{1}{2} \ 0} e^{-\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})$
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{1}{2}$	$\alpha_{-\frac{1}{2} \ -1} e^{-\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{\frac{1}{2} \ -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})$
$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\alpha_{\frac{1}{2} \ 1} e^{\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{-\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})$
$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$	$\alpha_{\frac{1}{2} \ 0} e^{\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{-\frac{1}{2} \ -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})$
$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{3}{2}$	prohibido
$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1	$\frac{3}{2}$	prohibido
$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$\alpha_{-\frac{1}{2} \ 0} e^{\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{-\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})$
$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{1}{2}$	$\alpha_{-\frac{1}{2} \ -1} e^{\frac{1}{2} i\phi_{K^*0}} d_{-\frac{1}{2} \ -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{K^*0})$

 Cuadro 2.1: Amplitudes para el decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow K^{*0} p$ 

## 2.2. Decaimiento resonante a tres cuerpos

**Generalización :**  $A \rightarrow B(\rightarrow DE)C$

En el caso de un decaimiento resonante a tres cuerpos

$$d\Gamma \sim | \langle DE | T_2 | B \rangle \langle BC | T_1 | A \rangle |^2 \quad (2.14)$$

La amplitud de transición  $\langle BC | T_1 | A \rangle$  se evalúa del modo expuesto anteriormente. Para calcular  $\langle DE | T_2 | B \rangle$  empleamos la propiedad de los estados de helicidad que consiste en que en el sistema en reposo de una partícula su estado de helicidad coincide con el estado de espín, de modo que si evaluamos  $\langle DE | T_2 | B \rangle$  en el marco en reposo de  $B$  y elegimos el eje  $z$  en la dirección opuesta a la propagación de la partícula  $C$  en este marco, podemos considerar  $m_B = \lambda_B$ . Entonces

$$\langle DE | T_2 | B \rangle = \sqrt{\frac{2j_B + 1}{4\pi}} e^{i\phi_D(\lambda_B - \lambda_2)} d_{\lambda_B \lambda_2}^{j_B}(\theta_D) \langle \lambda_D \lambda_E | T_2 | B \rangle \quad (2.15)$$

Sumando sobre todas las proyecciones de espín y helicidad posibles

$$d\Gamma \sim \sum_{m_A} \sum_{\lambda_C \lambda_D \lambda_E} \left| \sum_{\lambda_B} \alpha_{\lambda_B \lambda_C} \alpha_{\lambda_D \lambda_E} e^{i\phi_B(m_A - \lambda_1)} e^{i\phi_D(\lambda_B - \lambda_2)} d_{m_A \lambda_1}^{j_A}(\theta_B) d_{\lambda_B \lambda_2}^{j_B}(\theta_D) \right|^2 \quad (2.16)$$

donde  $\lambda_1 = \lambda_B - \lambda_C$  y  $(\theta_B, \phi_B)$  describe la dirección de  $B$  en el primer decaimiento en el marco en reposo de  $A$ ;  $\lambda_2 = \lambda_D - \lambda_E$  y  $(\theta_D, \phi_D)$  describe la dirección de  $D$  en el segundo decaimiento en el marco en reposo de  $B$ , con el eje  $z$  en la dirección opuesta a la propagación de  $C$  en este marco.

Para simplificar la notación sea

$$\xi_{\mathbf{B}, m_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E} = \alpha_{\lambda_B \lambda_C} \alpha_{\lambda_D \lambda_E} e^{i\phi_B(m_A - \lambda_1)} e^{i\phi_D(\lambda_B - \lambda_2)} d_{m_A \lambda_1}^{j_A}(\theta_B) d_{\lambda_B \lambda_2}^{j_B}(\theta_D) \quad (2.17)$$

En caso de existir más de una resonancia la razón de decaimiento total es

$$d\Gamma \sim \sum_{m_A} \sum_{\lambda_C \lambda_D \lambda_E} \left| \sum_{\lambda_B} \sum_B \mathbf{BW}(m_B) \xi_{\mathbf{B}, m_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E} \right|^2 \quad (2.18)$$

Se ha incluido un factor de Breit-Wigner para considerar la distribución de masa invariante que presentan las resonancias y que es de la forma

$$\text{BW}(m_r) = \frac{m_0 \Gamma_0}{m_r^2 - m_0^2 + im_r \Gamma_0} \quad (2.19)$$

donde  $m_r$  es la masa real de la resonancia con  $m_0$  su masa central y anchura  $\Gamma_0$ .

### Ejemplo de decaimiento resonante a tres cuerpos

Retomando el ejemplo anterior  $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} p$  y considerando el decaimiento  $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ , puesto que  $K^-$  y  $\pi^+$  tienen espín cero, sólo hay una amplitud de transición en el segundo decaimiento  $\alpha_{\lambda_D, \lambda_E} = \alpha_{0,0}$  la cual puede incorporarse en  $\alpha_{\lambda_B, \lambda_C}$ , así resultan cuatro coeficientes complejos que describen la amplitud de este decaimiento

$$F_1 = \alpha_{\frac{1}{2}, 1} \quad F_2 = \alpha_{\frac{1}{2}, 0} \quad F_3 = \alpha_{-\frac{1}{2}, 0} \quad F_4 = \alpha_{-\frac{1}{2}, -1} \quad (2.20)$$

Estableciendo al kaón como la partícula  $D$  en el segundo decaimiento las amplitudes correspondientes se muestran en la tabla 2.2.

m	$\lambda_p$	Amplitud
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$F_1 d_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^{*0}}) d_{10}^1(\theta'_K) e^{i\phi'_K} + F_2 d_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^{*0}}) d_{00}^1(\theta'_K) e^{i\phi_{K^0}}$
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$F_3 d_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^{*0}}) d_{00}^1(\theta'_K) + F_4 d_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^{*0}}) d_{-10}^1(\theta'_K) e^{i(\phi_{K^0} - \phi'_K)}$
$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$F_1 d_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^{*0}}) d_{00}^1(\theta'_K) e^{-i(\phi_{K^0} - \phi'_K)} + F_2 d_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^{*0}}) d_{00}^1(\theta'_K)$
$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$F_3 d_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^{*0}}) d_{00}^1(\theta'_K) e^{-i\phi_{K^0}} + F_4 d_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^{*0}}) d_{-10}^1(\theta'_K) e^{-i\phi'_K}$

Cuadro 2.2: Amplitudes para el decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow (\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+) p$

La anchura de decaimiento para este ejemplo es

$$\begin{aligned}
 d\Gamma \sim & \left| \text{BW}(\mathbf{m}_{\bar{K}\cdot 0}) F_1 d_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}\cdot 0}) d_{10}^1(\theta'_K) e^{i\phi_K} + \right. \\
 & \left. \text{BW}(\mathbf{m}_{\bar{K}\cdot 0}) F_2 d_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}\cdot 0}) d_{00}^1(\theta'_K) e^{i\phi_{K\cdot 0}} \right|^2 \\
 + & \left| \text{BW}(\mathbf{m}_{\bar{K}\cdot 0}) F_3 d_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}\cdot 0}) d_{00}^1(\theta'_K) + \right. \\
 & \left. \text{BW}(\mathbf{m}_{\bar{K}\cdot 0}) F_4 d_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}\cdot 0}) d_{10}^1(\theta'_K) e^{i(\phi_{K\cdot 0} - \phi'_K)} \right|^2 \\
 + & \left| \text{BW}(\mathbf{m}_{\bar{K}\cdot 0}) F_1 d_{-\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}\cdot 0}) d_{00}^1(\theta'_K) e^{-i(\phi_{K\cdot 0} - \phi'_K)} + \right. \\
 & \left. \text{BW}(\mathbf{m}_{\bar{K}\cdot 0}) F_2 d_{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}\cdot 0}) d_{00}^1(\theta'_K) \right|^2 \\
 + & \left| \text{BW}(\mathbf{m}_{\bar{K}\cdot 0}) F_3 d_{-\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}\cdot 0}) d_{00}^1(\theta'_K) e^{-i\phi_{K\cdot 0}} + \right. \\
 & \left. \text{BW}(\mathbf{m}_{\bar{K}\cdot 0}) F_4 d_{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}\cdot 0}) d_{10}^1(\theta'_K) e^{-i\phi_K} \right|^2
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

### 2.3. Polarización inicial

La polarización de la partícula madre puede ser incorporada en el análisis. Para espín  $s = \frac{1}{2}$ , la matriz de densidad de espín de esta partícula es  $\rho = \frac{1}{2}(1 + \vec{P} \cdot \vec{\sigma})$ .

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x + iP_y \\ P_x - iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix} \tag{2.22}$$

Cuando se emplean partículas no polarizadas para la creación de la partícula madre y el proceso que la genera conserva paridad (en el presente trabajo estas condiciones se satisfacen), entonces si se elige el eje de polarización perpendicular al plano de producción, se debe cumplir  $P_x = P_y = 0$  y el parámetro de polarización  $P_A = P_z$  se incorpora directamente en la Ec. (2.18) de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
 d\Gamma \sim & \frac{1}{2}(1 + P_A) \sum_{\lambda_C \lambda_D \lambda_E} \left| \sum_{\lambda_B} \sum_B \text{BW}(\mathbf{m}_B) \xi_{B, \frac{1}{2}, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E} \right|^2 \\
 + & \frac{1}{2}(1 - P_A) \sum_{\lambda_C \lambda_D \lambda_E} \left| \sum_{\lambda_B} \sum_B \text{BW}(\mathbf{m}_B) \xi_{B, -\frac{1}{2}, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E} \right|^2
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

En el caso general cuando es necesario incluir todos los elementos de la matriz de densidad la amplitud de decaimiento es

$$\begin{aligned}
 d\Gamma \sim & \frac{1}{2}(1 + P_z) \sum_{\lambda_C \lambda_D \lambda_E} \left( \sum_{\lambda_B \lambda_{B'}} \sum_{B B'} \mathbf{BW}(\mathbf{m}_B) \xi_{B, \frac{1}{2}, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E} \mathbf{BW}^*(\mathbf{m}_{B'}) \xi_{B', \frac{1}{2}, \lambda_{B'}, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E}^* \right) \\
 & + \frac{1}{2}(P_x + iP_y) \sum_{\lambda_C \lambda_D \lambda_E} \left( \sum_{\lambda_B \lambda_{B'}} \sum_{B B'} \mathbf{BW}(\mathbf{m}_B) \xi_{B, \frac{1}{2}, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E} \mathbf{BW}^*(\mathbf{m}_{B'}) \xi_{B', \frac{1}{2}, \lambda_{B'}, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E}^* \right) \\
 & + \frac{1}{2}(P_x - iP_y) \sum_{\lambda_C \lambda_D \lambda_E} \left( \sum_{\lambda_B \lambda_{B'}} \sum_{B B'} \mathbf{BW}(\mathbf{m}_B) \xi_{B, \frac{1}{2}, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E} \mathbf{BW}^*(\mathbf{m}_{B'}) \xi_{B', \frac{1}{2}, \lambda_{B'}, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E}^* \right) \\
 & + \frac{1}{2}(1 - P_z) \sum_{\lambda_C \lambda_D \lambda_E} \left( \sum_{\lambda_B \lambda_{B'}} \sum_{B B'} \mathbf{BW}(\mathbf{m}_B) \xi_{B, \frac{1}{2}, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E} \mathbf{BW}^*(\mathbf{m}_{B'}) \xi_{B', \frac{1}{2}, \lambda_{B'}, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E}^* \right)
 \end{aligned}$$

## 2.4. Conservación de paridad

Si  $\langle \lambda_B \lambda_C | T | m_A \rangle \sim \alpha_{\lambda_B \lambda_C}$ , son amplitudes de helicidad ( $\lambda_B$  es la proyección de espín de  $B$  en su sistema en reposo con el eje  $z$  en la dirección opuesta a la propagación de  $C$  en este sistema, análogamente para  $\lambda_C$ ), entonces los decaimientos que conservan paridad satisfacen la relación

$$\alpha_{\lambda_B \lambda_C} = (-1)^{J_B + J_C - J_A} \eta_A \eta_B \eta_C \alpha_{-\lambda_B - \lambda_C} \quad (2.24)$$

donde  $\eta$  es la paridad intrínseca de la partícula.

La Ec. (2.24) resulta de gran utilidad en los decaimientos donde se satisface pues permite reducir el número de parámetros necesarios para describir el decaimiento.

## 2.5. Fracción de ajuste

Habiéndose determinado los parámetros es necesario calcular las fracciones de ajuste para cada canal de decaimiento, las cuales se definen como

$$F_r = \frac{\int \sum_{m_A, \lambda_p} |BW(m_r) \xi_{r, m_A, \lambda_p}|^2 d\vec{x}}{\int \sum_{m_A, \lambda_p} |\sum_B BW(m_B) \xi_{B, m_A, \lambda_p}|^2 d\vec{x}} \quad (2.25)$$

donde  $\int d\vec{x}$  indica integración sobre el espacio fase.

## 2.6. Razones de decaimiento

Puesto que el isospín es conservado en decaimientos fuertes se debe tomar en cuenta las fracciones en el espacio de isospin. Por ejemplo, en el decaimiento  $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ , el estado inicial tiene  $I = \frac{1}{2}$  y  $I_3 = \frac{1}{2}$ . El estado final es el producto directo de  $|I = \frac{1}{2}, I_3 = -\frac{1}{2}\rangle$  y  $|I = 1, I_3 = -1\rangle$  que puede ser expresado en términos de los estados totales de isospin como

$$|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle \rightarrow \sqrt{2/3} |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle |11\rangle - \sqrt{1/3} |\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\rangle |10\rangle \quad (2.26)$$

La conservación de isospin implica que 2/3 de los decaimientos de  $\bar{K}^{*0}$  serán hacia  $K^- \pi^+$  y 1/3 de las veces decaerá en  $K^0 \pi^0$ . De modo que el “branching ratio” de  $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^{*0}$  será 3/2 por la fracción de fiteo para esta resonancia.

Del mismo modo se puede determinar que el “branching ratio” para  $\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^+ \Lambda(1520)$  es 2 veces la fracción de fiteo para éste canal de decaimiento y para la resonancia  $\Delta^{++}$  el “branching ratio” resulta ser igual a la fracción de fiteo.

## 2.7. Espacio fase

Para definir completamente un decaimiento a tres cuerpos son necesarios 12 parámetros que pudieran escogerse como las 4 componentes de los cuádrimomentos de las partículas finales, sin embargo al considerar conservación de energía y momento más las relaciones de masa invariante para las partículas resultantes finalmente sólo se tienen 5 parámetros independientes. En el análisis del proceso que abordaremos  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$  elegimos las siguientes variables [2]:

1. Dos de ellas son el cuadrado de las masas invariantes del sistema de dos partículas del decaimiento formando una resonancia secundaria dentro de los

límites cinemáticos permitidos por la masa correspondiente de  $\Lambda_c^+$  (la determinación de estos límites cinemáticos se encuentran en PDG [13]). Escogemos como variables las masas al cuadrado de las parejas protón-kaón  $m_{pK}^2$  y protón-pión  $m_{p\pi}^2$ .

2. El coseno del ángulo polar  $\theta_p$  del momento lineal del protón del decaimiento relativo al eje de polarización de  $\Lambda_c^+$ . El rango es  $-1 \leq \cos \theta_p \leq 1$ .
3. El ángulo  $\phi_p$  entre el eje x y la proyección en el plano xy del momento lineal del protón del decaimiento. El rango es  $0 \leq \phi_p \leq 2\pi$ .
4. El ángulo de orientación  $\chi$  entre el plano formado por el momento lineal del kaón y pión y el plano formado por el momento del protón y el eje de polarización de  $\Lambda_c^+$ . El rango es  $0 \leq \chi \leq 2\pi$ .

Todos los valores cinemáticamente permitidos para estas variables constituyen el espacio fase para el decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ .

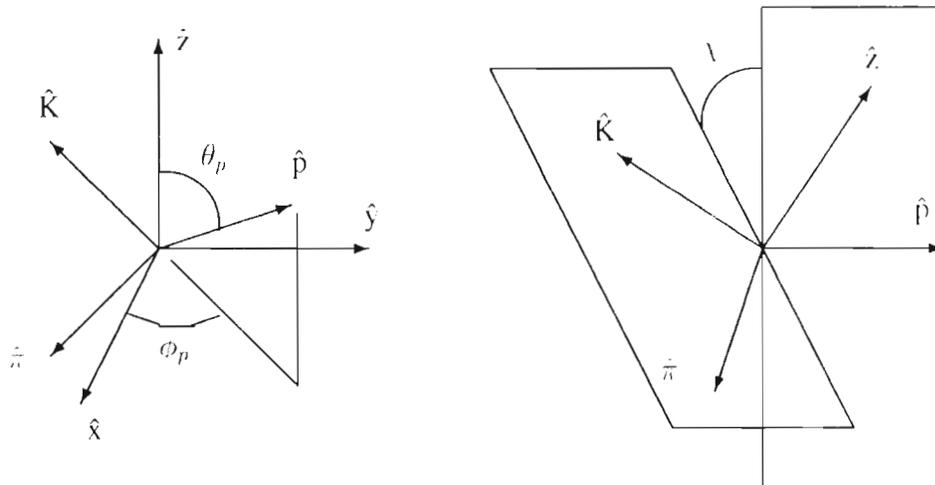


Figura 2.1: Ilustración de las variables del espacio fase. Eje x es paralelo a la propagación de  $\Lambda_c^+$  en el marco del laboratorio y el eje z perpendicular al plano de producción.

## 2.8. Gráfico de Dalitz

Una herramienta de gran utilidad para el estudio de decaimientos a tres cuerpos son los gráficos de Dalitz. Éstos se construyen colocando un punto correspondiente a cada decaimiento en el plano formado por los ejes mutuamente perpendiculares que corresponden al cuadrado de la masa invariante de dos parejas tomadas de las partículas resultantes del decaimiento.

Como ejemplo considere que contamos con una muestra de  $n$  eventos del decaimiento  $A \rightarrow BCD$ . Para el evento  $k$ -ésimo calcúlese las masas invariantes:

$$M_{BC}^2 = (E_B + E_C)^2 - (\vec{P}_B + \vec{P}_C)^2 \quad \text{y} \quad M_{BD}^2 = (E_B + E_D)^2 - (\vec{P}_B + \vec{P}_D)^2$$

Un gráfico de Dalitz de la muestra es el conjunto en el sistema coordenado  $M_{BC}^2$  &  $M_{BD}^2$  de  $n$  puntos con coordenadas  $(M_{BC}^2, M_{BD}^2)_k$ .

La interpretación que se dá a estos gráficos se apoya en el hecho de que la densidad de puntos en una región del gráfico es una función de las amplitudes de transición del decaimiento  $d\rho \sim F(\langle f | T | i \rangle_n) dm_{ij}^2 dm_{ik}^2$ .

Si se fijan las masas invariantes de dos parejas de partículas en un decaimiento a tres cuerpos se fijan implícitamente los momentos y orientaciones relativas de la propagación de las partículas resultantes como puede notarse en el sistema en reposo de la partícula madre donde por conservación de momento lineal podemos formar un triángulo con los vectores de momento, los ángulos entre lados (orientaciones relativas de la propagación de las partículas) y la longitud de los lados del triángulo (magnitud de los momentos) se determinan unívocamente para que formen las masas invariantes que inicialmente se fijaron. Si consideramos también la orientación relativa de este triángulo respecto a algún sistema de referencia (son necesarios tres parámetros que pudieran ser los ángulos de Euler) tenemos un punto del espacio fase del decaimiento.

De la Ec. (2.1) podemos decir que un gráfico de Dalitz (para decaimientos a tres cuerpos) es una proyección a dos dimensiones de la razón de decaimiento no normalizada.

La masa de las partículas presentes en un decaimiento fijan la región cinemáticamente permitida a lo largo del gráfico de Dalitz. Cuando la masa de la partícula madre se toma dentro de algún intervalo la región cinemáticamente permitida es la unión de espacios correspondientes a cada masa de la partícula madre.

El la fig. 2.2 hemos construido un gráfico de Dalitz para el decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow p \pi^0$

$pK^-\pi^+$  en el que incluimos las resonancias  $K^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$  y  $\Lambda(1520)$  más el término no resonante, este último corresponde a una distribución constante en la región cinemáticamente permitida mientras que las resonancias en los decaimientos a tres cuerpos se representan por bandas paralelas a los ejes coordenados o inclinadas  $45^\circ$ . La anchura de estas bandas es inversamente proporcional al tiempo de vida de la resonancia que le corresponde.

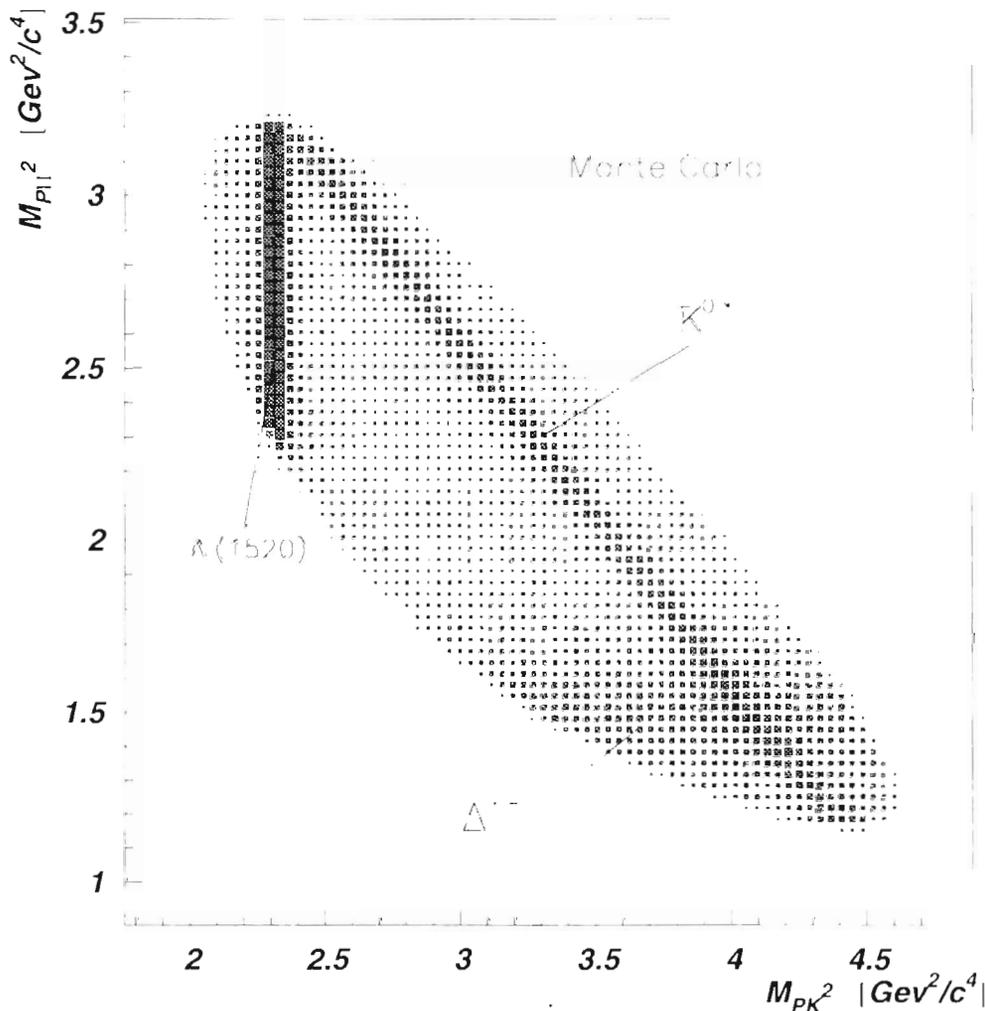


Figura 2.2: Gráfico de Dalitz de la suma no coherente de amplitudes para el decaimiento  $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+$  considerando las resonancias  $K^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$ ,  $\Lambda(1520)$  y el término no resonante (25000 eventos para cada modo de decaimiento, generados en Monte Carlo y no reconstruidos en el simulador de SELEX).

## Capítulo 3

# Experimento SELEX

SELEX (E781) es un experimento de blanco fijo diseñado para la obtención de gran estadística de bariones con charm usando una variedad de blancos y partículas en el haz incidente. Recolectó información en 1996 – 97 empleando como haces  $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$  a 600 GeV/c y protones a 500 GeV/c. SELEX (“Segmented Large  $x_F$  Baryon Spectrometer”) es un espectrómetro multi-segmento con gran aceptación<sup>1</sup> para los decaimientos e interacciones en la dirección “forward”. El presente análisis se basa en los datos tomados por este experimento.

### 3.1. Alcances del experimento

SELEX ofrece una amplia gama de posibilidades para la realización de estudios, entre los que podemos mencionar:

Debido a la gran estadística obtenida en SELEX es posible medir tiempos de vida para hadrones con charm [5, 8]. El estudio de nuevos modos de decaimiento, el experimento SELEX fue el primero en observar el decaimiento  $\Xi_c^+ \rightarrow pK^+ \pi^+$  [6].

En este experimento se ha medido la polarización en la producción de  $\Sigma^+$  [10],  $\Lambda^0$  [11] y ahora  $\Lambda_c^+$ .

En SELEX es posible el estudio de la producción de estados excitados con charm a fin de medir su masa y anchura la cual es información valiosa en HQET.

En el experimento se hizo el análisis de la distribución en  $x_F$  y  $P_T$  para

---

<sup>1</sup>el significado de la aceptación se establece en la sección 4.1

las partículas y antipartículas con charm, la asimetría en la producción charm-anticharm [7].

Además, en SELEX se midió la sección total de dispersión para  $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$  en blancos de berilio, cobre, carbón y polietileno. También se midió la sección total de dispersión del protón sobre blancos de berilio y carbón. Todas las mediciones se realizaron con un haz de  $600 \pm 50$  GeV/c. Esta es la mayor energía que se ha empleado para hacer este tipo de mediciones.

Por otro lado, el radio de carga proporciona información sobre la estructura interna del hadrón. Tales mediciones permiten verificar modelos que describen el confinamiento de quarks dentro de los hadrones. El radio de carga de  $\pi^-$ ,  $\Sigma^-$ ,  $p$  fue medido en SELEX estudiando las dispersiones  $\pi^-$ -e,  $p$ -e,  $\Sigma^-$ -e [17].

## 3.2. Descripción del aparato

En esta sección describiremos algunos de los detectores que forman parte del experimento SELEX (ver fig. 3.1); estos detectores son los principales elementos del experimento que son empleados para la obtención de los datos que usaremos en el presente análisis. Las capacidades de estos detectores permiten medir con suficiente precisión la dirección y magnitud del momento de las partículas finales del decaimiento que estudiamos, además la identificación apropiada de estas partículas es muy significativa.

### 3.2.1. Espectrómetro del haz

El espectrómetro del haz cuenta con 10 unidades "Beam Transition Radiation (BTR)" para la separación de partículas del haz ( $K^-/\pi^-$ ,  $p/\pi^+$ ). El haz negativo consiste de un 50.9% de  $\pi^-$ , 46.3% de  $\Sigma^-$ , 1.6% de  $K^-$  y 1.2% de  $\Xi^-$ . El haz positivo consiste de un 89.2% de protones, 5.7% de  $\pi^+$ , 2.7% de  $\Sigma^+$  y 2.4% de  $K^+$ .

Para determinar la trayectoria del haz se emplean 8 planos de "Silicon Strip Detector (SSD)" con una separación entre electrodos de  $20 \mu m$  y una área activa de  $2 \times 2 cm^2$ . Este sistema determina la posición del haz en la región de blancos con una precisión promedio de  $4 \mu m$ .

En SELEX el haz de partículas se hace interactuar con 5 blancos totalizando una longitud de interacción del 4.3%, dos de los blancos son de cobre y el resto

de diamante manteniendo una separación entre blancos de  $1.5\text{ cm}$ . Se emplearon diferentes materiales para estudiar el comportamiento de la producción de charm en función del número atómico  $A$ .

### 3.2.2. Espectrómetro de vértices

La cabeza del aparato fue el "Vertex Silicon Strip Detector (SSD)" con la capacidad de  $4\ \mu\text{m}$  en la resolución de la posición transversal a  $600\text{ GeV}/c$ . 20 planos de SSD inmediatamente posteriores a los blancos detectan trayectorias secundarias con una gran resolución espacial. Los primeros 8 detectores tienen  $20\ \mu\text{m}$  entre líneas y un área activa de  $5.1 \times 5.0\text{ cm}^2$ , los 12 detectores restantes tienen  $25\ \mu\text{m}$  entre líneas y un área activa de  $8.3 \times 9.6\text{ cm}^2$ . Los detectores miden trayectorias en las proyecciones  $x$ ,  $y$ ,  $u$ ,  $v$  éstas dos últimas están a  $45^\circ$  respecto de las primeras. Cada detector tiene una eficiencia en la detección de una interacción mayor al 98% y una resolución espacial aproximadamente de  $6.5\ \mu\text{m}$ . La separación entre vértices  $L$  se midió con una precisión promedio  $\sigma_L \sim 0.5\text{ mm}$ , es muy importante tener un error pequeño en la separación de vértices pues el criterio  $L/\sigma_L$  (este criterio se establece en la siguiente sección) es por mucho el mejor corte para separar la señal con charm del ruido.

### 3.2.3. Magnetos

SELEX cuenta con 3 magnetos empleados para medir el momento de las trayectorias cargadas; los magnetos forman parte de los espectrómetros M1, M2 y M3.

El primero de los espectrómetros cuenta con 3 cámaras multialambre proporcionales (MPWC) con espaciamiento entre alambres de  $3\text{ mm}$  y aproximadamente  $2 \times 2\text{ m}^2$  de área activa. Cada cámara tiene 4 planos sensitivos en las proyecciones  $x$ ,  $y$ ,  $u$  y  $v$ , estas dos últimas proyecciones a  $\pm 28^\circ$  respecto al eje  $x$ . Las cámaras tienen una eficiencia en la detección mayor al 90% con una resolución espacial de  $0.9\text{ mm}$ . M1 cuenta también con 2 "drift chambers", cada una con 2 planos sensitivos midiendo la posición en la proyección  $x$ . Las cámaras tienen un área activa de  $2.4 \times 1.7\text{ m}^2$ , una eficiencia alrededor del 80% y una resolución espacial aproximadamente de  $0.7\text{ mm}$ .

Tres calorímetros electromagnéticos (“Lead Glass Electromagnetic Calorimeters”) fueron posicionados al final de los espectrómetros M1, M2 y M3. Cada calorímetro tiene un agujero en el centro que permite el paso del haz y de partículas con energía grande. Estos calorímetros tienen una densidad de  $4.1 \text{ g/cm}^3$  y una longitud de radiación de  $15 \mu\text{m}$ .

El espectrómetro M2 cuenta con 7 cámaras multialambre proporcionales (PWC) con  $2 \text{ mm}$  de espaciamiento entre alambres. Las tres primeras cámaras tienen una apertura de  $60 \times 60 \text{ cm}^2$ , las 4 cámaras restantes tienen una apertura de  $60 \times 100 \text{ cm}^2$ . Cada cámara tiene 2 planos sensitivos en proyecciones ortogonales con una eficiencia en la detección mayor al 95 % y una resolución espacial de  $0.6 \text{ mm}$ .

Hay tres estaciones de detectores de silicio de gran área (LASD) localizados en el plano final de los dos primeros magnetos, cada estación tiene dos planos de doble cara SSD con  $50 \mu\text{m}$  entre electrodos y  $3.2 \times 2.6 \text{ cm}^2$  de área sensitiva, midiendo posición en las proyecciones x, y. Otros dos planos son de una cara SSD con  $50 \mu\text{m}$  entre electrodos y una área activa de  $3.3 \times 3.2 \text{ cm}^2$  midiendo las proyecciones u, v. Los detectores tienen una eficiencia de detección del 95 – 99 % y una resolución espacial de  $15 \mu\text{m}$ . Estos dispositivos se emplean para medir la trayectoria del haz en estudios de dispersión con electrones a fin de medir el radio de carga de la partícula del haz.

M2 cuenta además con 6 detectores de electrones por radiación de transición (ETRD), empleados para separar los electrones de los hadrones lo cual es muy importante para la física de decaimientos semileptónicos. La radiación de transición se produce en 200 placas de polipropileno con grosor de  $17 \mu\text{m}$  posicionados al frente de cada cámara. La radiación fue detectada por cámaras MPWC de  $103 \times 63 \text{ cm}^2$  con una separación entre alambres de  $4 \text{ mm}$  y llenas con una mezcla de Xe y metano.

### 3.2.4. Detector RICH

El detector “Ring Imaging Cherenkov Counter” es el mayor dispositivo para la identificación de partículas en el aparato SELEX. Las partículas pasan a través de un recipiente de  $10 \text{ m}$  de longitud lleno con gas Ne para la emisión de luz.

La luz Cherenkov se produce cuando una partícula cargada viaja a una velocidad mayor a la velocidad de la luz en el medio de propagación (con índice de refracción  $n$ ). Esta luz tiene la propiedad de ser emitida a un ángulo fijo en relación al vector de propagación ( $\cos\theta = 1/n\beta$ ). Por el paralelismo de la luz emitida y por la simetría azimutal en la emisión de luz mediante un arreglo adecuado de espejos esféricos es posible formar un anillo en una pantalla. La luz Cherenkov en el detector fue reflejada mediante espejos esféricos con curvatura de  $20\text{ m}$  y se hizo incidir sobre una matriz compuesta por 2848 fototubos en cuya superficie se forman los anillos característicos de la luz emitida.

El radio del anillo crece con la velocidad de la partícula. Para  $\beta = 1$  el radio del anillo formado sería de  $11.5\text{ cm}$ , la longitud del recipiente se escogió para obtener un promedio de 13.6 fotones detectados en la matriz. Cada fotón fue medido con una resolución espacial de  $5.5\text{ mm}$  y el radio es medido con una resolución promedio de  $\sigma_r = 1.9\text{ mm}$  en un evento multitrayectoria con lo cual se obtiene una separación de  $2\sigma$  en  $K/\pi$  hasta  $165\text{ GeV}/c$ . La separación de kaones y piones es un aspecto vital en cualquier experimento con charm porque su decaimiento usualmente tiene kaones en el estado final.

En el detector RICH la eficiencia en la identificación de partículas es mayor al 90% en todo el rango de momento de interés para el experimento [12].

### 3.2.5. Sistema “trigger”

El sistema “trigger” es el responsable de indicar el instante en que se ha producido una interacción preseleccionada del haz con los blancos, de modo que se proceda a reconstruir la interacción. El sistema “trigger” en SELEX usa un conjunto de centelladores (S1-S4), contadores “veto” (VH1,VH2), contadores de interacción (IC) y dos “hodoscopes” (H1,H2).

Los contadores de interacción (IC) producen una señal de salida cuya amplitud es proporcional al número de partículas que los cruzan. Los IC consisten en dos contadores delgados separados y colocados inmediatamente después de los blancos, la amplitud de la señal es medida en cada contador. Usando la amplitud mas pequeña de los dos contadores para la prueba de multiplicidad de partículas (se requiere que más de tres partículas ionizantes crucen este contador para considerar que se produjo una interacción inelástica en los blancos), se suprime enormemen-

te los efectos de las fluctuaciones de Landau de las amplitudes de los contadores individuales.

Con la información de los dispositivos que forman parte del “trigger” se puede discriminar las interacciones que no son de interés, eficientando así la adquisición de los eventos con charm.

Junto con el “trigger” que se describió SELEX cuenta con otros “trigger” para propósitos especiales.

### 3.2.6. Filtro en línea

Una de las innovaciones del experimento SELEX es el filtro en línea (“online filter”). Este es un programa que corre en paralelo con el experimento el cual proporciona los datos a analizar mientras el haz esta presente (en el experimento sólo durante 20 segundos de cada minuto esta disponible el haz, el resto del tiempo se emplea para que el haz adquiera la energía nominal), este programa procesa datos para desechar eventos que no tienen evidencia de un vértice secundario.

Primero el programa filtro reconstruye trayectorias en el sistema de cámaras proporcionales de alambre (PWC) contenidas en M2, sólo trayectorias con momento mayor a  $15 \text{ GeV}/c$  pueden atravesar los magnetos para alcanzar estas cámaras, después se reconstruye la trayectoria del haz para guiar la localización aproximada del vértice primario. Las trayectorias en el sistema PWC se extrapolaron al espectrómetro de vértices. Un programa especial de reconstrucción optimizado en tiempo busca segmentos en el espectrómetro de vértices que correspondan a las trayectorias elegidas en el sistema PWC. Puesto que sólo trayectorias con momento relativamente grande se extrapolaron al espectrómetro de vértices los errores por dispersión múltiple se mantienen bajo control. La trayectoria del haz junto con las trayectorias reconstruidas en el espectrómetro de vértices se ajustan a un vértice primario y si el error cuadrático resulta aceptable entonces se desechara el evento como si no contuviera charm.

Estudios especiales muestran que el programa de filtro en línea es aproximadamente equivalente al corte  $L/\sigma_L > 3$  (este corte se describe en la siguiente sección). El filtro disminuye el ruido por un factor de 8 y aproximadamente tiene una eficiencia del 50% para una señal con charm típica, éste es un importante beneficio en el experimento porque reduce el tiempo de procesamiento de las cintas

(donde se guarda la información de las interacciones) por un factor de 8 bajo el costo de un sacrificio modesto de la señal con charm. Toma alrededor de medio año procesar todas las cintas, de modo que el factor de 8 juega un rol importante al obtener los resultados físicos.

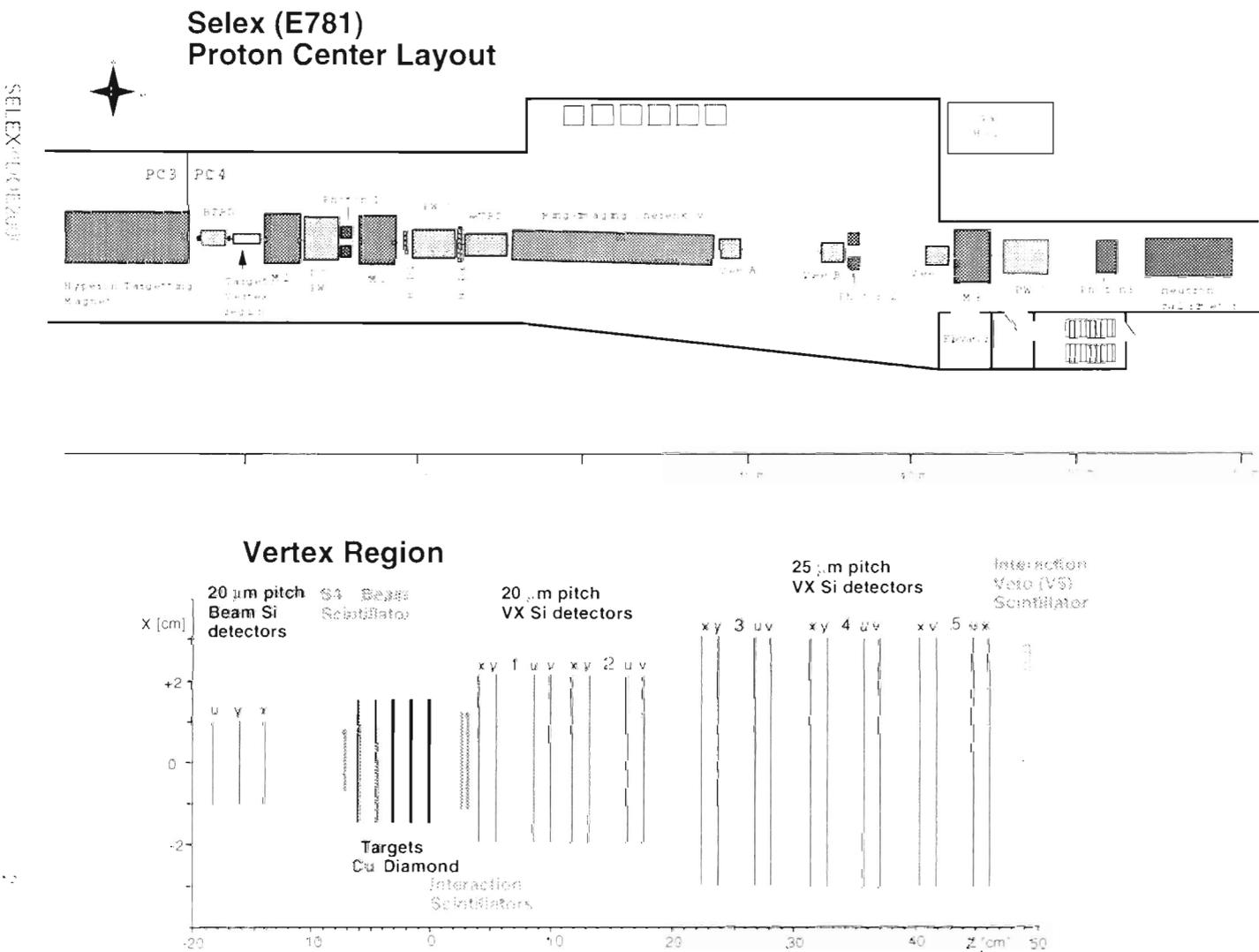


Figura 3.1: Vista esquemática del espectrómetro SELEX y región de vértices.

### 3.3. Criterios de reconstrucción para $pK^- \pi^+$

A la totalidad de eventos tomados durante la operación del experimento SELEX, se aplican criterios para obtener una selección de los eventos “con posible charm”. Para la realización de un análisis concreto, se aplican además nuevos criterios para seleccionar los eventos que finalmente se emplearán en el análisis de interés.

En nuestro estudio de  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$  la selección de eventos se basa en los siguientes criterios

Vértices aceptables	$\chi^2/dof < 5$
Separación entre vértices	$L/\sigma_L > 8$
$\sigma_L$ es el error en $L$	$\sigma_L < 17 \text{ mm}$
Segunda mayor “miss-distance”	$s_2 > 20 \mu\text{m}$
“Point-back”	$s_p < 12$
Interacción fuera de todo material	$\Delta_{tgt} > 500 \mu\text{m}, z_{sec} < 2.3 \text{ cm}$
Protón y kaón identificados en el RICH	
Momento del pión	$P_\pi > 8 \text{ GeV}/c$

Cuadro 3.1: Criterios de reconstrucción para  $pK^- \pi^+$ .

#### Vértices aceptables

Reconstrucción de vértices secundarios por el método denominado “vertex driven” que sean aceptables para lo que se exige un error cuadrático por grado de libertad menor a 5 ( $\chi^2/dof < 5$ ).

## Separación entre vértices

$L/\sigma_L > 8$ .  $L$  es la distancia entre el vértice primario y el secundario y  $\sigma_L$  el error en  $L$ . Se exige también que  $\sigma_L < 1.7 \text{ mm}$ .

## “miss-distance $s_2$ ”

La segunda más grande “miss-distance”  $s_2 > 20 \mu\text{m}$ . Medida en el plano  $xy$  que contiene al vértice primario,  $s_i$  es la distancia entre el vértice primario y la intersección de la  $i$ -ésima trayectoria con este plano.

## “Point-back $s_p$ ”

$s_p < 12$ . La trayectoria del charm fue reconstruida como la suma vectorial de trayectorias secundarias. Esta trayectoria fue extrapolada al vértice primario y la “miss-distance” dividida por su error es el valor de  $s_p$ .

## Interacción fuera de todo material

Las interacciones secundarias en los blancos pueden accidentalmente formar una masa cercana a la masa de reconstrucción deseada. Se reduce significativamente el ruido por este posible error si son removidos los eventos cuyo vértice secundario está dentro de algún blanco o próximo a éste por una separación  $\Delta z_{tgt}$  menor a  $500 \mu\text{m}$ .

Algunos eventos con charm viven lo suficiente para alcanzar la región de los detectores de silicio, la eficiencia disminuye en esta área por lo que sólo se consideraron las reconstrucciones con  $z_{sec} < 2.3 \text{ cm}$ .

## Identificación en el RICH

El kaón y el protón deben ser identificados en el RICH. La identificación positiva de partículas es crítica en este análisis, como los piones son usualmente producidos 10 veces más frecuentes que los kaones es probable considerar

erróneamente que una trayectoria sea un kaón (similarmente sucede con el protón), ésto se corrige satisfactoriamente mediante la información proporcionada por el RICH con la cual se calcula la probabilidad de cada trayectoria que lo cruza de ser protón, kaón, pión y otras partículas irrelevantes para este análisis. Establecemos la identificación positiva de que una trayectoria sea un kaón si la probabilidad de ser kaón es mayor a la probabilidad de ser pión, se considera la identificación positiva de que una trayectoria sea un protón si la probabilidad de ser protón es mayor a la probabilidad de ser pión. Además de la separación  $p/\pi$  y  $K/\pi$  hemos agregado la separación  $p/K$  para suprimir la reflexión en masa  $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$  (la reflexión en masa proviene de la asignación errónea de partículas en la reconstrucción). Para la trayectoria que consideramos es un protón requerimos que la probabilidad de ser protón sea mayor a 0.1 y la probabilidad de ser kaón sea menor a 0.9, lo cual mantiene 97.5 % de la señal  $\Lambda_c^+$  pero reduce significativamente el ruido por reflexión en masa.

### Momento del pión $p_\pi > 8 \text{ GeV}$

Piones con poca energía se producen copiosamente y como éstos están sujetos a dispersión múltiple grande dentro del aparato, su trayectoria tiene errores grandes debido a la dispersión y contiene poca información sobre el vértice de origen. Extrayendo estas trayectorias se logra reducir significativamente el ruido con un bajo costo en la señal.

## 3.4. Distribuciones

La distribución de masa invariante para la selección de eventos obtenidos con los criterios establecidos se muestra en la fig. 3.3. El pico en la figura representa la señal de  $\Lambda_c^+$ . La región central doblemente sombreada se denomina ventana de señal y se convino en extenderla hasta  $3\sigma$  a cada lado del máximo del pico. Las secciones simplemente sombreadas en la figura corresponden a regiones de ruido denominadas “side bands” y serán analizadas en la sección 4.2.

En la fig. 3.4 se muestran los gráficos de Dalitz para la región de señal, nótese las concentraciones en bandas aparentes que corresponden a las resonancias que deseamos estudiar. La concentración de eventos en la parte inferior izquierda del

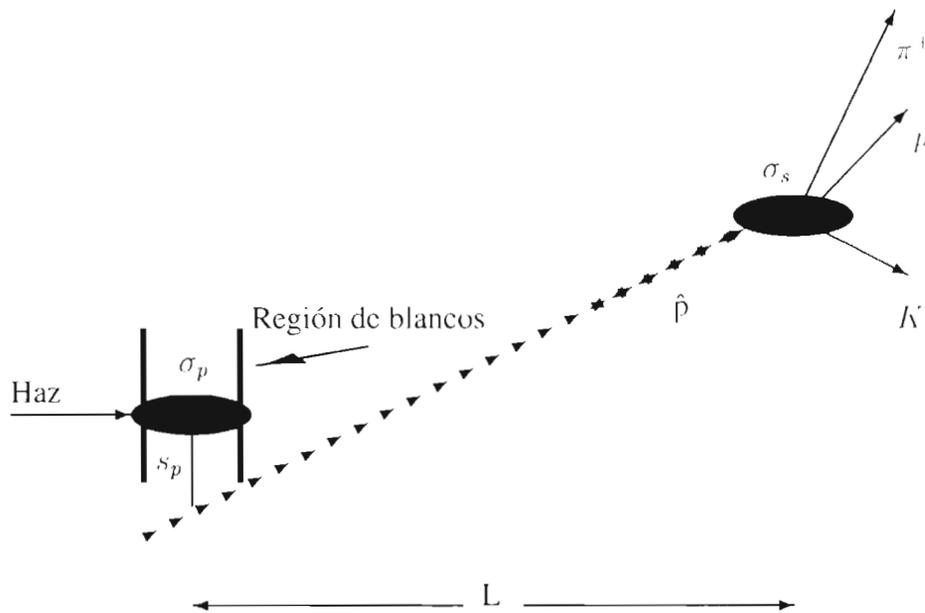


Figura 3.2: Ilustración de los criterios de selección.

gráfico (a) de la fig. 3.4 no corresponde a alguna de las resonancias esperadas como se distingue al revisar la ilustración de la fig. 2.2, esta concentración de eventos se modela incluyendo una nueva resonancia como se verá en la sección 5.3.

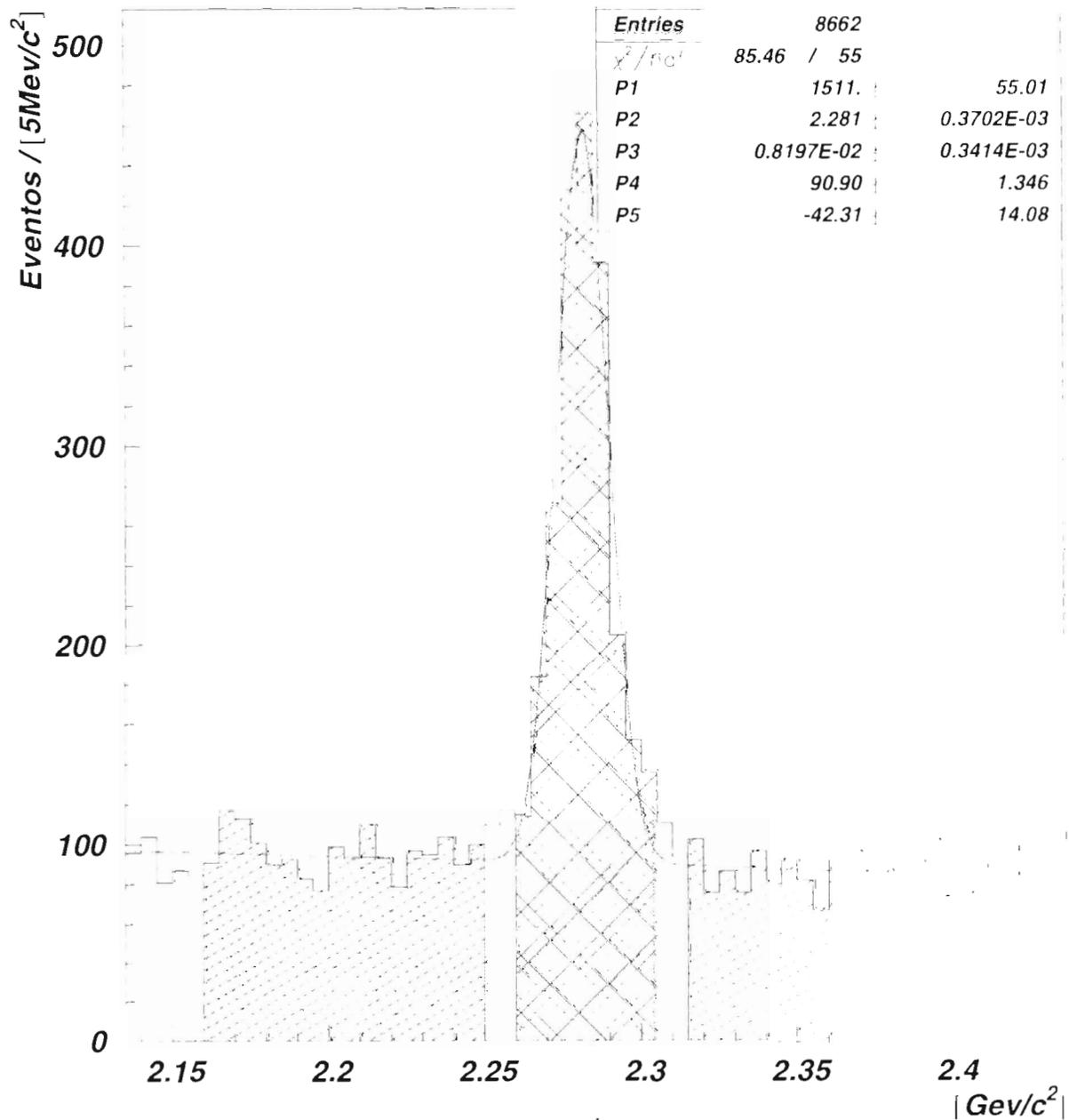


Figura 3.3: Distribución de masa invariante de la reconstrucción de  $pK^+$ . Las regiones simple y doblemente sombreadas corresponden a la ventana de señal y ruido respectivamente, estas regiones se emplearán en el presente estudio de  $\Lambda_c^+$ . La línea continua representa la función de ajuste para la distribución adicionando una contribución gaussiana y lineal, los parámetros de la función y sus errores se muestran en el recuadro (P1: Normalización gaussiana al número de eventos de señal, P2: Media de la distribución gaussiana, P3: Sigma de la distribución gaussiana, P4: Término constante de la distribución líneal con el origen en la media, P5: Coeficiente líneal).

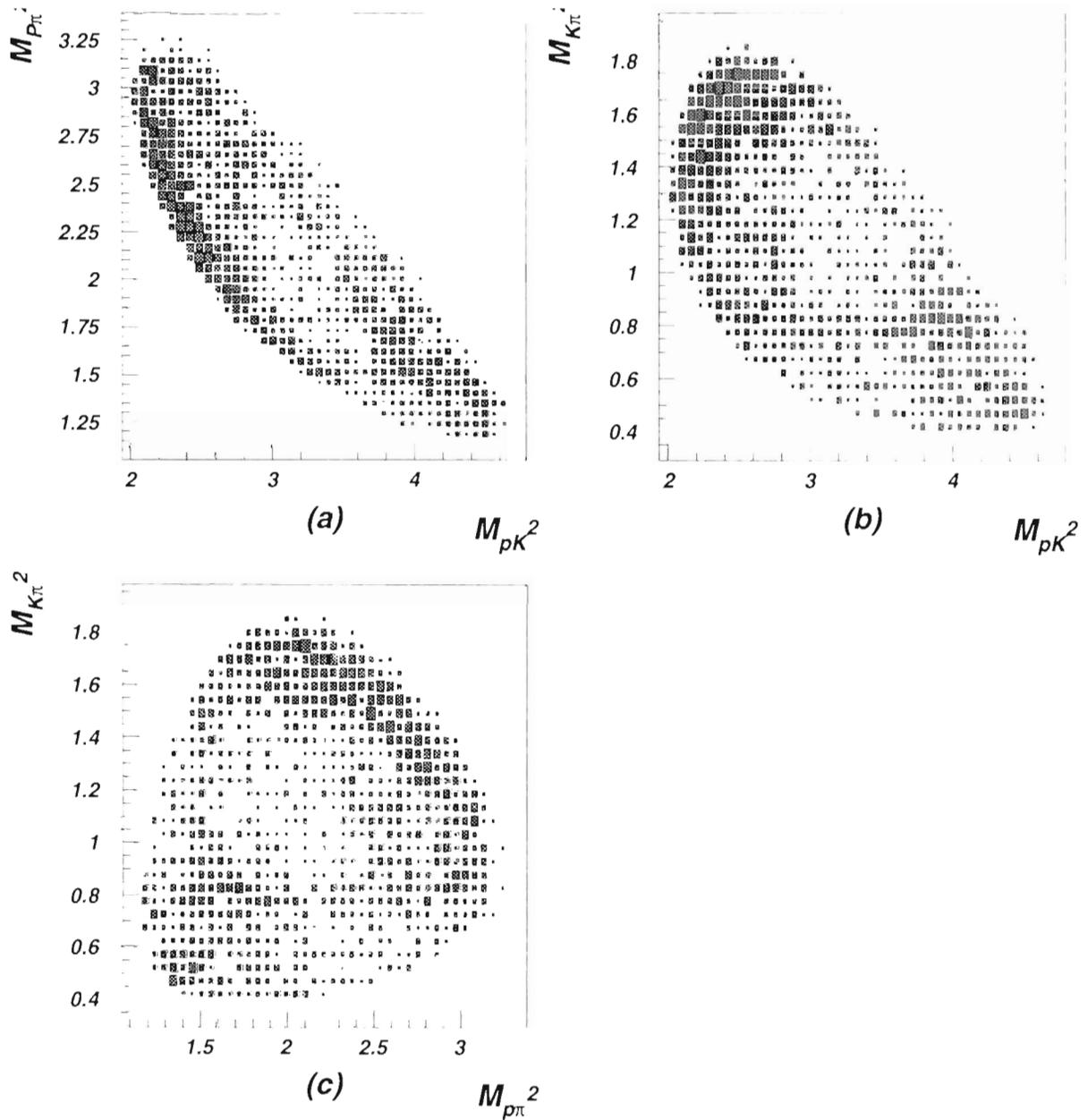


Figura 3.4: Las figuras a,b,c son los posibles gráficos de Dalitz de los eventos que comprenden la región de señal en la reconstrucción de  $pK^- \pi^+$  (sección central doblemente sombreada de la fig. 3.3), los gráficos no tienen corrección de aceptación. Todas las unidades están en  $[\text{GeV}^2/e^3]$ .

## Capítulo 4

### Un estudio de $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$

El propósito de este trabajo es medir la razón de decaimiento para el término no resonante y para las resonancias  $\bar{K}^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$ ,  $\Lambda(1520)$ , así como determinar la posible polarización en la producción de  $\Lambda_c^+$  mediante el estudio de su decaimiento en  $pK^- \pi^+$ . Emplearemos el formalismo de helicidad para obtener la información física que determina este decaimiento en particular.

Se utilizará una muestra estadística que comprende una señal de  $1472 \pm 52$  eventos de  $\Lambda_c^+$  más  $800 \pm 34$  eventos de ruido obtenidos por el experimento SELEX empleando un haz con igual proporción de  $\Sigma^-, \pi^-$  a  $600 \text{ GeV}/c$  y protones a  $540 \text{ GeV}/c$  incidiendo sobre blancos de cobre y diamante (ver capítulo 3).

A partir de un banco de  $10^9$  interacciones inelásticas registradas en el experimento, se obtienen los datos empleados en el análisis aplicando los criterios de selección descritos en la sección 3.3 y establecidos con anterioridad para el estudio del tiempo de vida de  $\Lambda_c^+$  [5].

#### 4.1. Aceptancia

En análisis de datos en física de partículas elementales es necesario calcular la aceptación, ésta es una medida de la eficiencia en la obtención de la información y se incorpora como factor de peso para las amplitudes de cada evento en los ajustes realizados dentro del análisis.

Se divide principalmente en aceptación geométrica y de reconstrucción. La primera de ellas depende directamente de la capacidad del experimento para la detección de las interacciones en relación a la geometría del experimento. Es función

del elemento de volumen en el espacio fase de la interacción pues éste determina la configuración espacial y de movimiento de las partículas. La aceptación de reconstrucción es función de la capacidad de los algoritmos implementados en los programas computacionales empleados para la reconstrucción de los datos para el análisis y que en general es independiente del elemento de volumen del espacio fase de la interacción.

Para medir la aceptación total, se emplearon cuatro millones de eventos generados en Monte Carlo con una distribución uniforme en el espacio fase del decaimiento y además empleando  $n = 2.8$  para la distribución  $(1 - x_F)^n$  que presenta la producción de  $\Lambda_c^+$  medida con anterioridad por la colaboración SELEX [7]. Estos eventos fueron sobrepuestos a un banco de eventos reales que no contienen interacciones con charm. Mezclados se introducen al simulador del experimento para ser entonces reconstruidos aplicando los mismos criterios para la selección de los datos que se emplean en el análisis.

Para cada elemento de volumen  $d\phi_n$  en el espacio fase, se determina el número  $n_i$  de eventos que se encuentran dentro de este elemento en el conjunto de eventos que inicialmente se introducen al simulador para la reconstrucción, también se determina el número  $n_f$  de eventos que finalmente se reconstruyeron y que se encuentran en el mismo elemento de volumen. La aceptación es la razón <sup>1</sup>

$$S(d\phi_n) = n_i/n_f \quad (4.1)$$

El tamaño se escogió igual para cada elemento de volumen del espacio fase del decaimiento y de modo que para el 97 % de los eventos empleados en el análisis el número de eventos de Monte Carlo que se encuentran en el mismo elemento de volumen sea mayor a 200. Este criterio se estableció considerando que para los eventos en el máximo de la distribución de masa invariante tienen una aceptación alrededor del 20 %.

---

<sup>1</sup> Algunos autores definen la aceptación como  $S(d\phi_n) = n_f/n_i$ , aunque en el análisis se incorpora como el inverso de modo que por simplicidad se define en la ecuación 4.1

## 4.2. Ruido

Al realizar la reconstrucción de  $pK^- \pi^+$  se obtienen también eventos con charm que no son parte de la reconstrucción deseada  $\Lambda_c^+$  y algunos eventos que por algún error satisfacen los criterios de reconstrucción de  $pK^- \pi^+$ , en adelante ambos se denominarán ruido, estos eventos presentan una distribución aproximadamente constante respecto a la masa invariante de reconstrucción como se muestra en la fig. 4.3. Cualquier evento comprendido en la región denominada como ventana de señal no puede **diferenciarse individualmente** como una reconstrucción de  $\Lambda_c^+$  o como un evento de ruido.

En el presente estudio se empleó el método denominado “side band subtraction” para realizar la separación señal-ruido dentro de la ventana de señal. Como la estadística con la que se cuenta no es suficiente para caracterizar adecuadamente el ruido en el espacio fase de cinco dimensiones (ver sección 2.7), se optó por considerar sólo las proyecciones a dos dimensiones del espacio fase a lo largo de un gráfico de Dalitz. Las regiones simplemente sombreadas de la fig. 4.3 (naturalmente llamadas “side bands”) se emplean para establecer la estructura del ruido dentro de la ventana de señal bajo la suposición de que **la estructura del ruido dentro de la ventana de señal es la misma que presentan los “side bands”**.

En la fig. 4.4 se muestran los gráfico de Dalitz de la distribución promedio que presentan los “side bands”. Las fig. 4.5- 4.7 muestran los posibles gráficos de Dalitz de la reconstrucción  $pK^- \pi^+$  para diferentes subregiones (“side bands”) indicadas en la fig. 4.3. Nótese la evidente similitud en la distribución presente en los gráficos; esta similitud justifica el uso del método de separación señal ruido que hemos adoptado.

### 4.2.1. Mapeo de espacio fase

Puesto que diferentes secciones en la distribución de masa invariante dan lugar a diferentes regiones en un gráfico de Dalitz, es necesario hacer un mapeo de espacios a fin de poder realizar la caracterización del ruido en la ventana de señal. La determinación de los límites del espacio se encuentran en PDG [13]; estos límites son función únicamente de las masas invariantes de las partículas involucradas. Conocer los límites de los espacios es necesario para realizar el estudio del decaimiento de  $\Lambda_c^+$  puesto que la masa invariante de la reconstrucción de  $pK^- \pi^+$  se

toma dentro del intervalo denominado ventana de señal (ver sección 3.4).

En la fig. 4.1 se ilustra el espacio fase correspondiente, a lo largo de un gráfico de Dalitz, para dos eventos con diferente masa invariante de reconstrucción. El punto señalado como (A) corresponde a la reconstrucción inicial de  $pK^- \pi^+$  considerada como evento de ruido comprendida en los “side bands”, bajo el mapeo de espacio el punto que se le asocia se ha señalado como (B) y corresponde a un evento construido a partir de la reconstrucción inicial de  $pK^- \pi^+$  pero con una masa invariante dentro de la ventana de señal. El punto (B) por construcción está contenido en el espacio posible para los eventos en la ventana de señal de modo que se establece una región común a lo largo de un gráfico de Dalitz para las distribuciones que presentan la ventana de señal y los “side bands” lo cual es necesario para calcular la corrección de ruido según se establece en la siguiente sección.

El mapeo para el espacio fase a lo largo de un gráfico de Dalitz consistió en escoger aleatoriamente (con una distribución constante) una masa invariante para la reconstrucción  $pK^- \pi^+$  dentro de la ventana de señal a fin de establecer el espacio en común con la ventana de señal. En el sistema en reposo de la reconstrucción se escaló la magnitud del momento lineal de cada partícula por un mismo factor que cambió la masa invariante de reconstrucción a la masa escogida en la ventana de señal.

El mapeo se simboliza del siguiente modo: determínese unívocamente  $\alpha$  tal que si  $m_{pK^- \pi^+}(\vec{P}_p, \vec{P}_{K^-}, \vec{P}_{\pi^+})^2$  es la masa invariante de una reconstrucción de  $pK^- \pi^+$  en los “sides bands”, la transformación consiste en

$$m_{pK^- \pi^+}(\vec{P}_p, \vec{P}_{K^-}, \vec{P}_{\pi^+}) \rightarrow m_{pK^- \pi^+}(\alpha \vec{P}_p, \alpha \vec{P}_{K^-}, \alpha \vec{P}_{\pi^+}) \quad (4.2)$$

tal que la masa invariante  $m_{pK^- \pi^+}(\alpha \vec{P}_p, \alpha \vec{P}_{K^-}, \alpha \vec{P}_{\pi^+})$  está en la ventana de señal pero elegida aleatoriamente con una distribución constante. Entonces la transformación anterior induce implícitamente las transformaciones

$$\begin{aligned} m_{pK^-}^2(\vec{P}_p, \vec{P}_{K^-}) &\rightarrow m_{pK^-}^2(\alpha \vec{P}_p, \alpha \vec{P}_{K^-}) \\ m_{p\pi^+}^2(\vec{P}_p, \vec{P}_{\pi^+}) &\rightarrow m_{p\pi^+}^2(\alpha \vec{P}_p, \alpha \vec{P}_{\pi^+}) \\ m_{K^- \pi^+}^2(\vec{P}_{K^-}, \vec{P}_{\pi^+}) &\rightarrow m_{K^- \pi^+}^2(\alpha \vec{P}_{K^-}, \alpha \vec{P}_{\pi^+}) \end{aligned} \quad (4.3)$$

<sup>2</sup>Recuerde que  $m_{pK^- \pi^+}^2 = (E_p + E_{K^-} + E_{\pi^+})^2 - (\vec{P}_p + \vec{P}_{K^-} + \vec{P}_{\pi^+}) \cdot (\vec{P}_p + \vec{P}_{K^-} + \vec{P}_{\pi^+})$

La transformación en la ecuación 4.2 mantiene la orientación espacial de la reconstrucción de  $pK^- \pi^+$  reduciendo entonces los efectos inducidos en la polarización, la transformación se adoptó luego de una discusión con miembros de la colaboración SELEX que tuvo lugar en la “VIII Mexican Workshop on Particles and Fields, November 2001, Zacatecas, Mexico”. En el taller se presentó resultados preliminares de este trabajo [16].

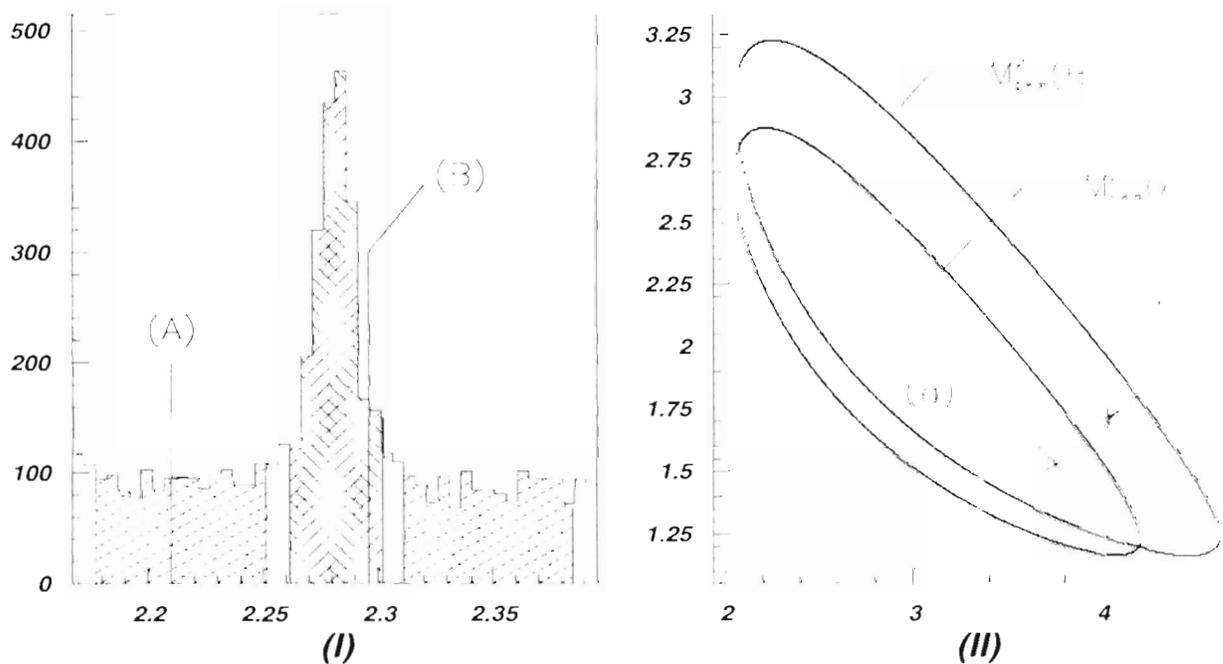


Figura 4.1: Ilustración del mapeo de espacio fase. Las figuras (I) y (II) son análogas a las fig. 3.3 y 3.4(a) respectivamente. Figura (I): la reconstrucción (A) de  $pK^- \pi^+$  en los “side bands” es mapeada a (B) para cambiar la masa de reconstrucción a la ventana de señal (ver sección 3.4). Figura (II): muestra diferentes regiones de espacio fase de reconstrucción que depende de la masa invariante correspondiente. a la reconstrucción (A) inicialmente le corresponde el punto (a), bajo la transformación de espacios se asigna el punto (b).

#### 4.2.2. Corrección de ruido

Los gráficos de Dalitz que se emplean en el presente análisis se dividen en elementos de área ( $dm_{ij}^2 dm_{ik}^2$ ) de igual magnitud. Para obtener la corrección de ruido son necesarias las siguientes definiciones (ver fig. 4.2):

- $n_s(dm_{ij}^2, dm_{ik}^2)$  es el número de eventos en el gráfico de Dalitz de la ventana de señal que están contenidos en el elemento de área  $dm_{ij}^2, dm_{ik}^2$ . Por simplicidad se expresa como  $n_s$  y además su valor es único en cada gráfico de Dalitz.
- $n_b(dm_{ij}^2, dm_{ik}^2)$  es el número de eventos en el gráfico de Dalitz de los “side bands” que están contenidos en el elemento de área  $dm_{ij}^2, dm_{ik}^2$ , los gráficos referidos deberán estar hechos con el mapeo de espacio fase establecido en la sección anterior y adecuadamente normalizados al número de eventos de ruido esperados en la ventana de señal. Por simplicidad se expresa como  $n_b$  y además su valor depende del mapeo, pues al realizar la transformación se obtienen gráficos similares pero no idénticos debido al carácter aleatorio del mapeo.
- $\bar{n}_s(dm_{ij}^2, dm_{ik}^2)$  es el promedio de  $n_b$  para un número determinado de mapeos de espacio fase; en el análisis se emplea  $n_b$  a fin de considerar las fluctuaciones de  $n_s$ . Por simplicidad se expresa como  $n_b$  y en particular se determinó como el promedio de 600 mapeos.

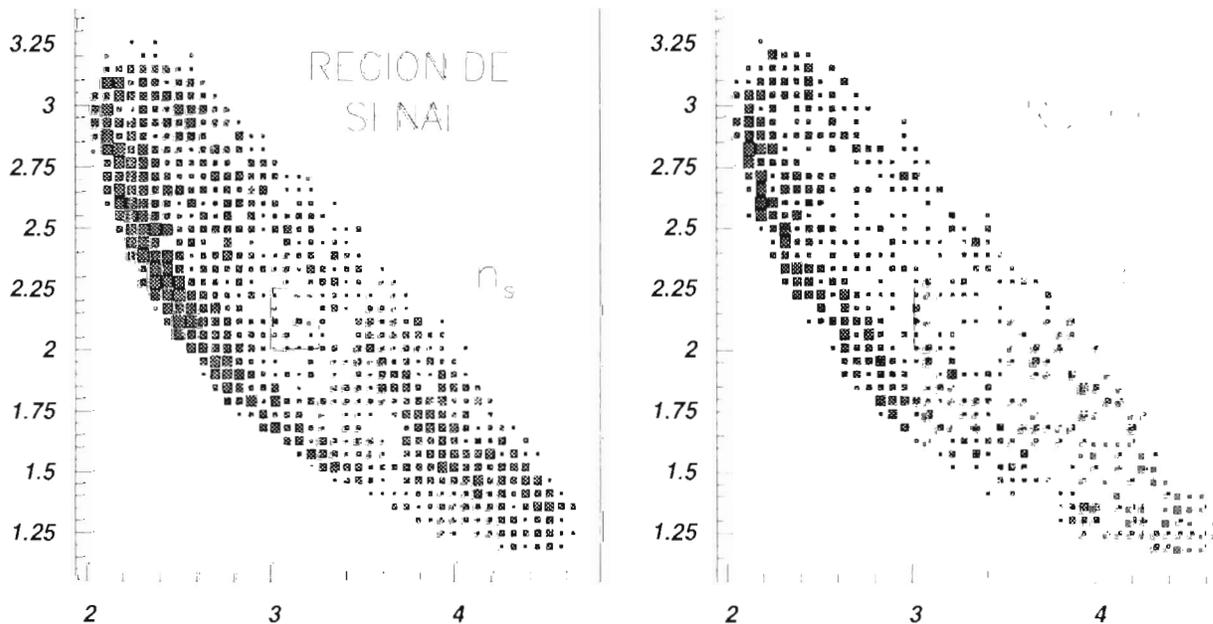


Figura 4.2: Gráficos de Dalitz de la ventana de señal (izquierda) y de los “side bands” (derecha). Mediante el mapeo establecemos el mismo espacio.

Cada evento que se emplea en este análisis se encuentra en un determinado elemento de área  $(dm_{ij}^2, dm_{ik}^2)$  con  $n_s$  y  $\bar{n}_b$  el número de eventos en los correspondientes gráficos de Dalitz según se han definido.

Un evento en la ventana de señal no puede diferenciarse individualmente como una reconstrucción de  $\Lambda_c^+$  o como un evento de ruido, entonces se calcula para cada evento en la ventana de señal la probabilidad de que éste sea una reconstrucción adecuada de  $\Lambda_c^+$ .

La probabilidad que se emplea en el análisis la define el siguiente proceso: considérese que el evento es escogido aleatoriamente de una  $n_s$  muestra, en la cual el ruido obedece a una distribución de Poisson con un número promedio de eventos de ruido  $\bar{n}_b$ . Como ilustración supóngase que en una  $n_s$  muestra particular hay exactamente  $n_b$  eventos de ruido, entonces la probabilidad  $P_1$  de elegir aleatoriamente de la  $n_s$  muestra una reconstrucción adecuada es  $P_1 = (n_s - n_b)/n_s$  y la probabilidad  $P_2$  de tener  $n_b$  eventos de ruido en la  $n_s$  muestra cuando éste obedece a una distribución de Poisson con un ruido promedio  $\bar{n}_b$  es  $P_2 = e^{-\bar{n}_b} (\bar{n}_b)^{n_b} / (n_b)!$ , como las probabilidades  $P_1$  y  $P_2$  son independientes entonces la probabilidad total es  $P = P_1 P_2$ . Tomando en consideración todos los valores posibles de  $n_b$  se obtiene la probabilidad deseada.

La probabilidad se calcula directamente de la relación.

$$P(m_{ij}^2, m_{ik}^2) = \sum_{s=1}^{n_s} \frac{s}{n_s} \frac{\bar{n}_b^{(n_s-s)}}{(n_s - s)!} e^{-\bar{n}_b} \quad (4.4)$$

Para reducir las fluctuaciones estadísticas, se emplean todos los gráficos de Dalitz posibles del decaimiento  $\Lambda_c^+$ . La probabilidad de que un evento sea una reconstrucción adecuada se toma como el promedio de la probabilidad calculada en cada gráfico. A fin de considerar en el análisis los efectos del ruido, la probabilidad promedio se incorpora como un factor de peso para la amplitud de helicidad asociada al evento. Todo el procedimiento que se ha descrito en esta sección y que en particular se emplea para incorporar el efecto del ruido en el análisis, es una de las características nuevas del presente estudio.

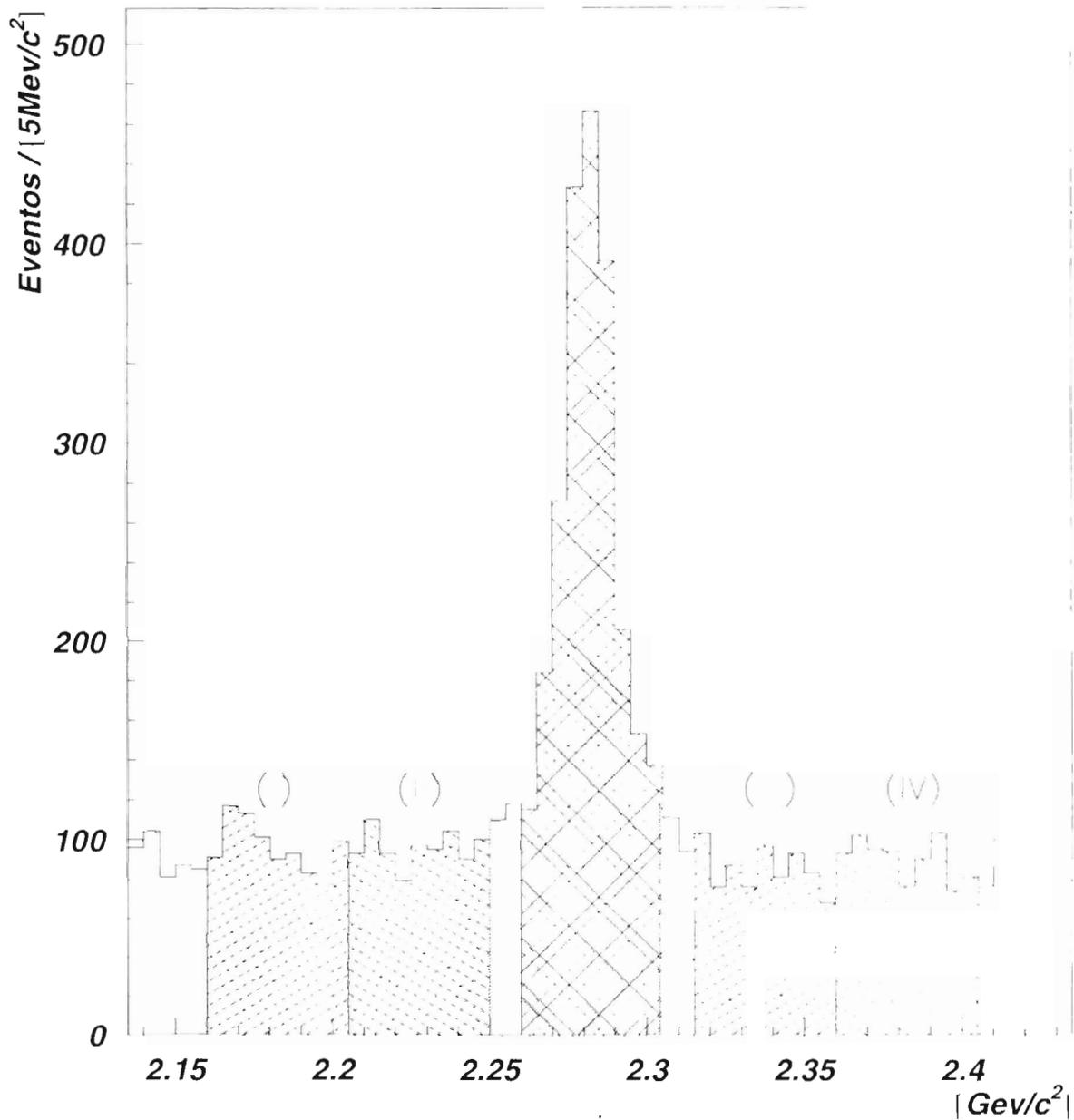


Figura 4.3: Distribución de masa invariante de la reconstrucción de  $pK^-\pi^+$  bajo los criterios de selección establecidos en la sección 3.2 y aplicados a los datos tomados por el experimento SELEX. La sección central doblemente sombreada corresponde a la ventana de señal. También se han señalado diferentes regiones (I-IV) denominadas “side bands” que se emplean para caracterizar el ruido en la ventana de señal.

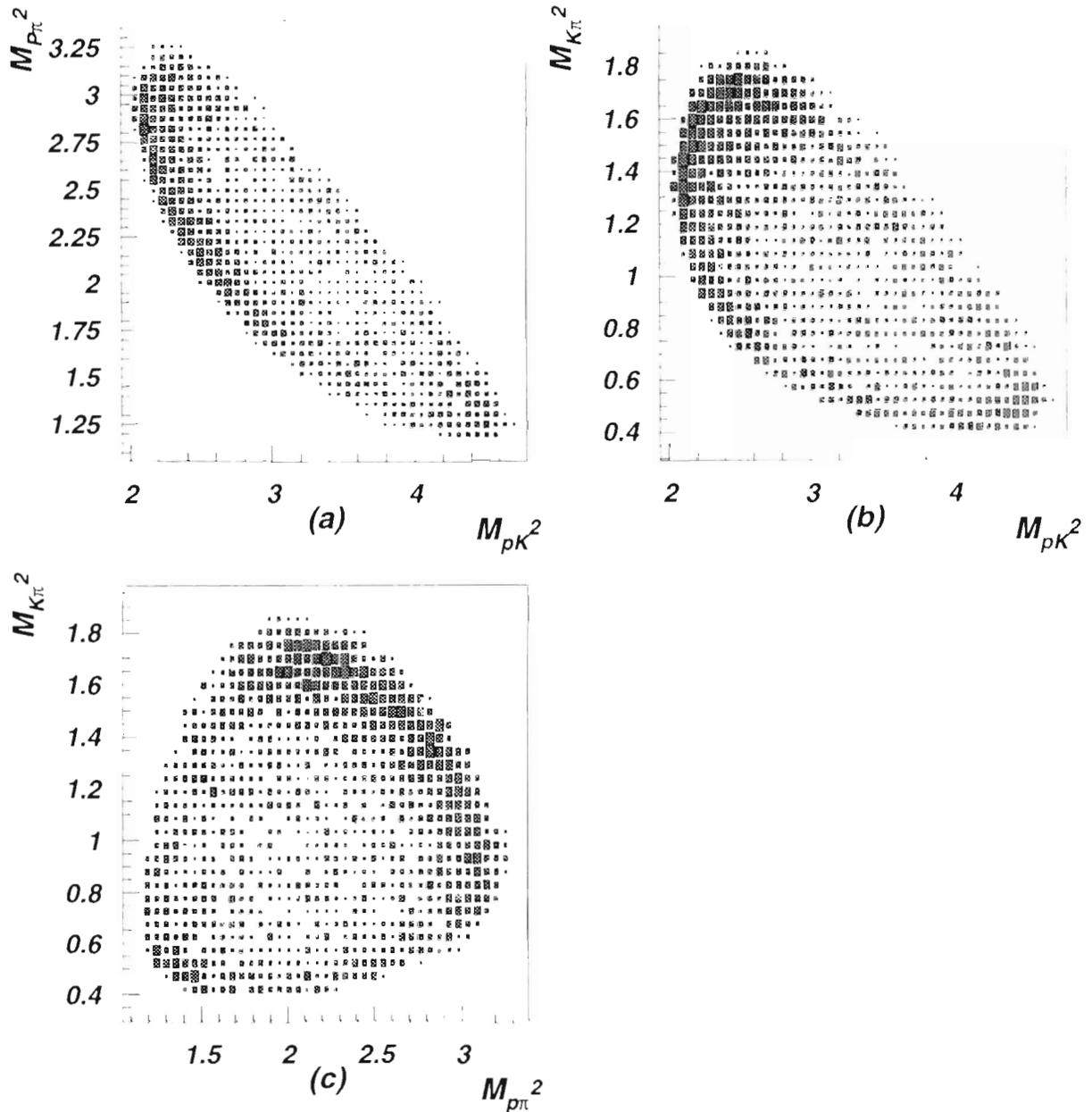


Figura 4.4: Las figuras a,b y c son los posibles gráficos de Dalitz de los eventos totales que comprenden las regiones denominadas “side bands” en la reconstrucción de  $pK^+$  (las cuatro secciones simplemente sombreadas de la fig. 4.3 señaladas como I,II,III,IV). Los gráficos están hechos bajo el mapeo para el espacio fase establecido en la sección 4.1 y no tienen corrección de aceptación. Todas las unidades están en  $[GeV^2/c^4]$ .

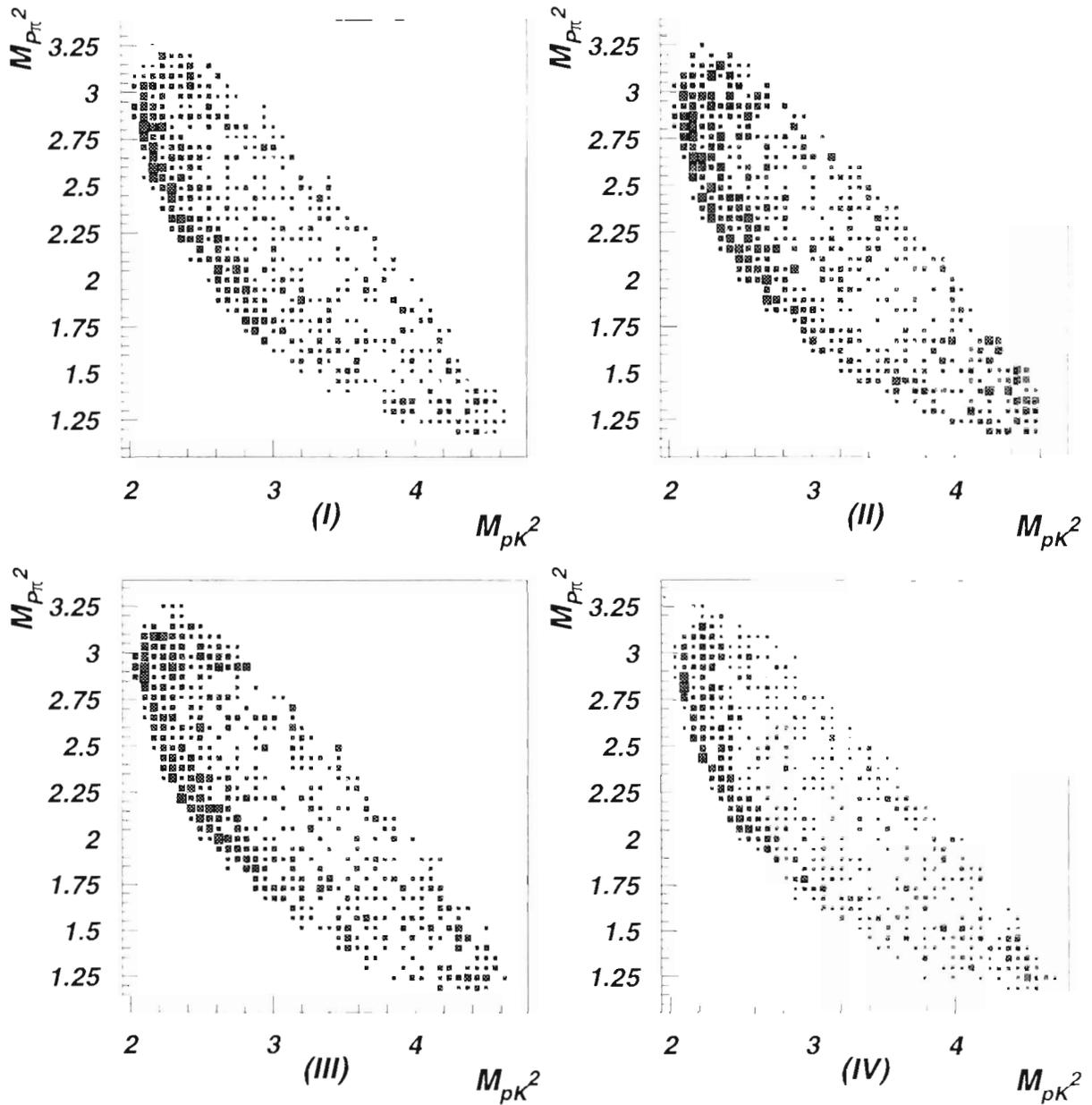


Figura 4.5: Gráficos de Dalitz de  $M_{pK}^2$  &  $M_{p\pi}^2$  para: (a) región I en la fig. 4.3, (b) región II, (c) región III y (d) región IV. Los gráficos están hechos bajo el mapeo para el espacio fase establecido en la sección 4.1 y no tienen corrección de aceptación. Todas las unidades están en  $[\text{GeV}^2/c^4]$ .

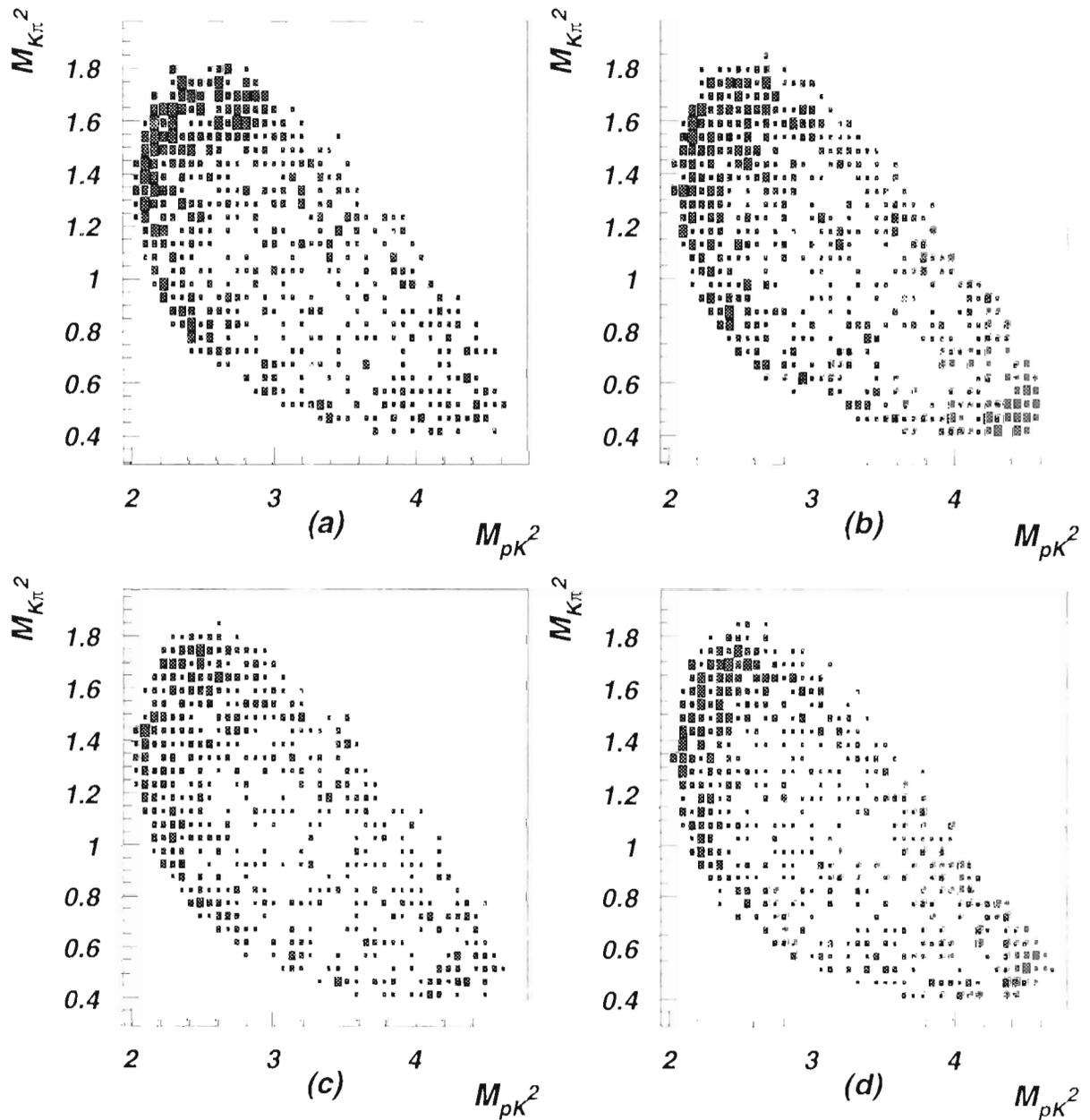


Figura 4.6: Gráficos de Dalitz de  $M_{pK}^2$  &  $M_{K\pi}^2$  para: (a) región I en la fig. 4.3, (b) región II, (c) región III y (d) región IV. Los gráficos están hechos bajo el mapeo para el espacio fase establecido en la sección 4.1 y no tienen corrección de aceptación. Todas las unidades están en  $[\text{GeV}^2/c^4]$ .

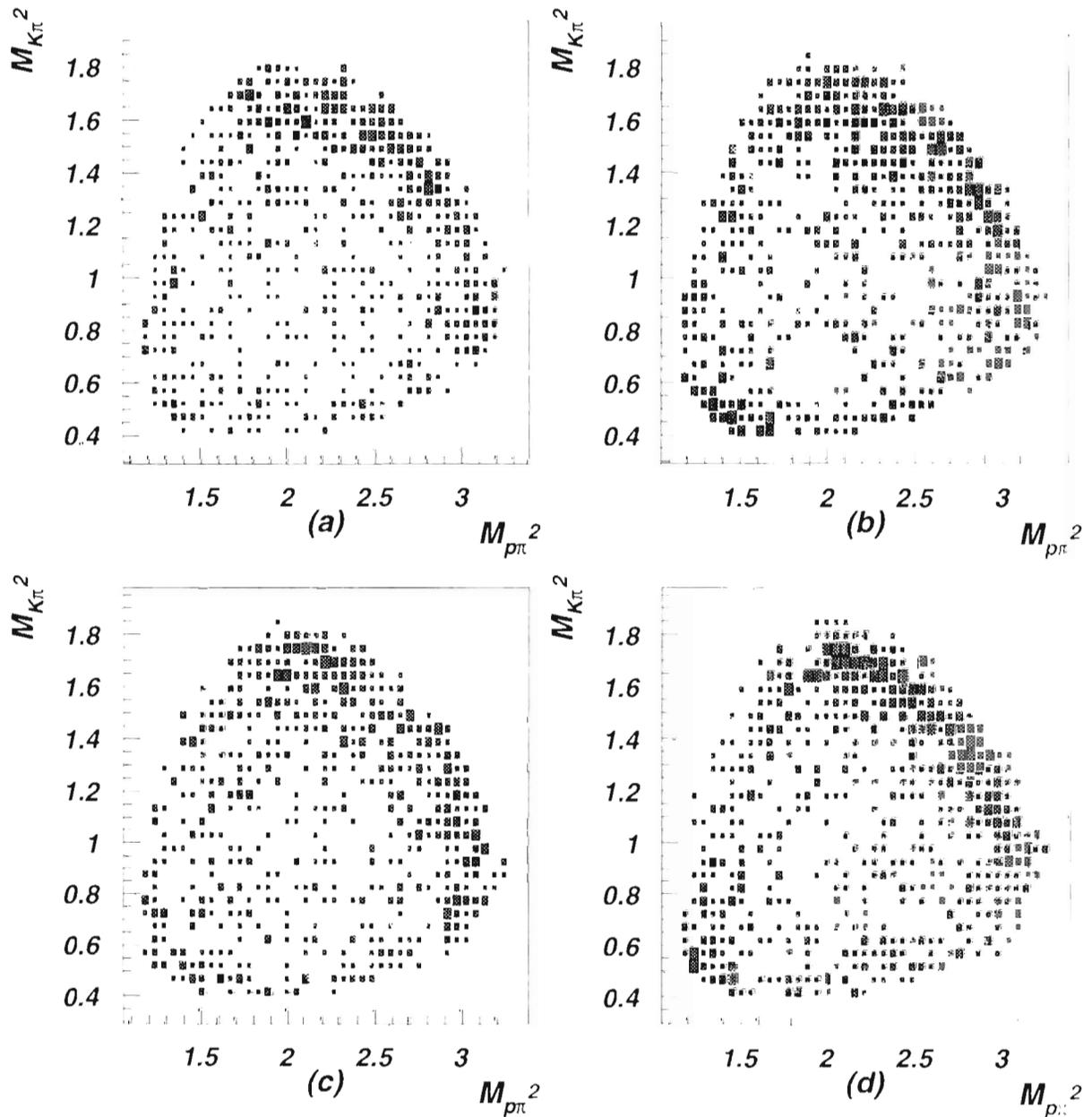


Figura 4.7: Gráficos de Dalitz de  $M_{p\pi}^2$  &  $M_{K\pi}^2$ , para: (a) región I en la fig. 4.3, (b) región II, (c) región III y (d) región IV. Los gráficos están hechos bajo el mapeo para el espacio fase establecido en la sección 4.1 y no tienen corrección de aceptación. Todas las unidades están en  $[GeV^2/c^4]$

### 4.3. Función de ajuste

Con la selección de eventos establecidos en la sección 3.3, a fin de obtener las amplitudes de helicidad del proceso  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ , realizaremos un ajuste de la razón total de decaimiento empleando la función de la ecuación 2.18:

$$d\Gamma \sim \frac{1}{2}(1 + P_A) \sum_{\lambda_C \lambda_D \lambda_E} \left| \sum_{\lambda_B} \sum_B \text{BW}(m_B) \xi_{B, \frac{1}{2}, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E} \right|^2 + \frac{1}{2}(1 - P_A) \sum_{\lambda_C \lambda_D \lambda_E} \left| \sum_{\lambda_B} \sum_B \text{BW}(m_B) \xi_{B, -\frac{1}{2}, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E} \right|^2 \quad (4.5)$$

$\xi_{B, m_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D, \lambda_E}$  es la amplitud de decaimiento en la base de helicidad descrita en el capítulo 2.

La masa para las resonancias consideradas en el análisis son:

Resonancia ( $J^P$ )	Masa $m_0$ [GeV/ $c^2$ ]	Anchura $\Gamma_0$ [GeV/ $c^2$ ]
$\bar{K}^{*0} (1^-)$	0.896	0.0505
$\Delta^{++} (\frac{3}{2}^+)$	1.232	0.120
$\Lambda(1520) (\frac{3}{2}^-)$	1.519	0.0156

Cuadro 4.1: Masa central y anchura de las resonancias consideradas en el estudio del decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . Los valores se tomaron de PDG [13].

El decaimiento de las resonancias  $\Delta^{++}$ ,  $\Lambda(1520)$  es fuerte conservando así la paridad. El número de coeficientes para describir estos decaimientos se reduce a cuatro en lugar de ocho con ayuda de la Ec. (2.24).

Luego de aplicar conservación de paridad en los casos posibles, se requiere determinar 24 parámetros reales más el parámetro de polarización para describir el decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . Un parámetro se puede fijar por normalización y como sólo las diferencias en fase tienen significado físico algún parámetro referente a una fase puede fijarse también.

Las tablas 4.2- 4.5 muestran las amplitudes resultantes en el decaimiento de  $\Lambda_c^+$ . Se eligió fijar a 1.0 y 0.0 la amplitud y fase respectivamente del parámetro  $N_1$  del término no resonante.

m	$\lambda_p$	Amplitud
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$A_1 e^{i\phi_{A_1}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^0}) d_{10}^1(\theta'_K) e^{i\phi'_K} + A_2 e^{i\phi_{A_2}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^0}) d_{00}^1(\theta'_K) e^{i\phi_{K^0}}$
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$A_3 e^{i\phi_{A_3}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^0}) d_{00}^1(\theta'_K) + A_4 e^{i\phi_{A_4}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^0}) d_{10}^1(\theta'_K) e^{i(\phi_{K^0} - \phi'_K)}$
$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$A_1 e^{i\phi_{A_1}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^0}) d_{00}^1(\theta'_K) e^{-i(\phi_{K^0} - \phi'_K)} + A_2 e^{i\phi_{A_2}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^0}) d_{00}^1(\theta'_K)$
$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$A_3 e^{i\phi_{A_3}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^0}) d_{00}^1(\theta'_K) e^{-i\phi_{K^0}} + A_4 e^{i\phi_{A_4}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\bar{K}^0}) d_{10}^1(\theta'_K) e^{-i\phi'_K}$

Cuadro 4.2: Amplitud para el modo de decaimiento  
 $\Lambda_c^+(\frac{1}{2}^+) \rightarrow (\bar{K}^*0(1^-) \rightarrow K^-(0^-)\pi^+(0^-)) p(\frac{1}{2}^+)$

m	$\lambda_p$	Amplitud
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$B_1 e^{i\phi_{B_1}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Delta^{++}}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) + B_2 e^{i\phi_{B_2}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Delta^{++}}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{i(\phi_{\Delta^{++}} - \phi'_p)}$
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$B_1 e^{i\phi_{B_1}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Delta^{++}}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{i\phi'_p} + B_2 e^{i\phi_{B_2}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Delta^{++}}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{i\phi_{\Delta^{++}}}$
$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$B_1 e^{i\phi_{B_1}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Delta^{++}}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{-i\phi_{\Delta^{++}}} + B_2 e^{i\phi_{B_2}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Delta^{++}}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{-i\phi'_p}$
$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$B_1 e^{i\phi_{B_1}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Delta^{++}}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{-i(\phi_{\Delta^{++}} - \phi'_p)} + B_2 e^{i\phi_{B_2}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Delta^{++}}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p)$

Cuadro 4.3: Amplitud para el modo de decaimiento  
 $\Lambda_c^+(\frac{1}{2}^+) \rightarrow (\Delta^{++}(\frac{3}{2}^+) \rightarrow p(\frac{1}{2}^+)\pi^+(0^-)) K^-(0^-)$

m	$\lambda_p$	Amplitud
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$C_1 e^{i\phi_{C_1}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Lambda(1520)}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) + C_2 e^{i\phi_{C_2}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Lambda(1520)}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{i(\phi_{\Lambda(1520)} - \phi'_p)}$
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-(C_1 e^{i\phi_{C_1}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Lambda(1520)}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{i\phi'_p} + C_2 e^{i\phi_{C_2}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Lambda(1520)}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{i\phi_{\Lambda(1520)}}$
$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$C_1 e^{i\phi_{C_1}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Lambda(1520)}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{-i\phi_{\Lambda(1520)}} + C_2 e^{i\phi_{C_2}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Lambda(1520)}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{-i\phi'_p}$
$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-(C_1 e^{i\phi_{C_1}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Lambda(1520)}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p) e^{-i(\phi_{\Lambda(1520)} - \phi'_p)} + C_2 e^{i\phi_{C_2}} d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\theta_{\Lambda(1520)}) d_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}(\theta'_p)$

Cuadro 4.4: Amplitud para el modo de decaimiento  
 $\Lambda_c^+(\frac{1}{2}^+) \rightarrow (\Lambda(1520)(\frac{3}{2}^-) \rightarrow p(\frac{1}{2}^+)K^-(0^-)) \pi^+(0^-)$

m	$\lambda_p$	Amplitud
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$N_1 e^{i\phi_{N_1}}$
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$N_2 e^{i\phi_{N_2}}$
$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$N_3 e^{i\phi_{N_3}}$
$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$N_4 e^{i\phi_{N_4}}$

Cuadro 4.5: Amplitud para el modo de decaimiento no resonante  $\Lambda_c^+(\frac{1}{2}^+) \rightarrow p(\frac{1}{2}^+)K^-(0^-)\pi^+(0^-)$

#### 4.4. Estimación de parámetros

La obtención de los parámetros que describen el proceso  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  se determinaron aplicando el principio de “maximum likelihood” el cual establece que el valor óptimo de los parámetros en una distribución es aquel que maximiza la función de probabilidad  $\zeta = \prod_{i=1}^n \zeta_i$  donde  $\zeta_i$  es la probabilidad de obtener el i-ésimo evento de la n-muestra.

Como el logaritmo natural es una función monótonamente creciente maximizar  $\zeta$  es equivalente a minimizar la función  $-\log_e(\zeta)$ . Se empleó el programa de análisis MINUIT [14] para minimizar la función  $-\log_e(\zeta)$  con los 23 parámetros libres necesarios para la descripción de  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  establecidos en la sección 4.3.

Para el presente análisis empleamos la siguiente definición:

$$\zeta_i \equiv \Gamma(\vec{x}_i) \frac{1}{S(\vec{x}_i) + G(m_{pK^-\pi^+}) + P(m_{pK^-\pi^+}^2, m_{p\pi}^2, m_{K\pi}^2)} \quad (4.6)$$

donde

$\vec{x}_i$ : es el vector en el espacio fase de 5-dimensiones, que define el i-ésimo evento.

$\Gamma(\vec{x}_i)$ : es la razón total de decaimiento establecida en la sección 4.3 y normalizada de modo que  $\int \Gamma(\vec{x}) d^n x = 1$ .

$S(\vec{x})$ : corrección de aceptación, es el factor de corrección definido en la sección 4.1 y es función del elemento de volumen 5-dimensional que contiene a  $\vec{x}_i$ .

$G(m_{pK^-\pi^+})$ : corrección de masa, es la función gaussiana que describe la distribución de masa invariante de reconstrucción de  $pK^-\pi^+$ , ver fig. 3.3.

$P(m_{pK^-\pi^+}^2, m_{p\pi^+}^2, m_{K^-\pi^+}^2)$ : corrección de ruido, es la probabilidad promedio de que un evento sea un decaimiento adecuado de  $\Lambda_c^+$  en función de la distribución que presenta el ruido a lo largo de los gráficos de Dalitz posibles, ver sección 4.2.

La función de la Ec. (4.6) satisface la propiedad necesaria para que pueda ser empleada en el ajuste por el método de “maximum likelihood”, es decir, si la razón de decaimiento y las correcciones en masa, aceptación y ruido disminuyen numéricamente, la función lo hace también.

Otra posibilidad de definir la función  $\zeta$  consiste en establecer:  $\zeta_i = G(m_{pK^-\pi^+}) S(\vec{x}_i) P(m_{pK^-\pi^+}^2, m_{p\pi^+}^2, m_{K^-\pi^+}^2) \Gamma(\vec{x}_i)$  que satisface el criterio anterior, pero como el ajuste consiste en determinar el mínimo de  $\zeta$  respecto a los parámetros del decaimiento y como los factores de corrección no dependen de los parámetros, se puede mostrar que el efecto de incorporar así los factores de corrección consiste en escalar linealmente la magnitud de los errores de los valores obtenidos para los parámetros, de este modo el análisis es equivalente a no incorporar correcciones. Debe notarse que teniendo presente lo anterior existen muchas posibilidades para definir la función  $\zeta_i$ . La definición propuesta en la Ec. (4.6) es propia del presente análisis.

Las correcciones de aceptación, ruido y masa invariante de reconstrucción se mapearon linealmente para que cuantitativamente tengan un mismo efecto en el ajuste. Se empleó la función gaussiana como referencia y se normalizó a 1.0 en el máximo por lo que a  $3\sigma$  del promedio la amplitud se reduce a  $\sim 0.01$  (la ventana de señal se fija en  $3\sigma$ ). La corrección de aceptación se escaló por el factor adecuado tal que el 97% de los eventos utilizados en el análisis satisfagan  $S(\vec{x}) \leq 1.0$ . El factor para la corrección del ruido se determinó de modo que el 97% de los eventos satisfagan  $P(m_{pK^-\pi^+}^2, m_{p\pi^+}^2, m_{K^-\pi^+}^2) \geq 0.05$ . Se tomó a priori considerar el 97% de los eventos a fin de que el anterior criterio se aplique a prácticamente la totalidad de eventos.

## 4.5. Errores sistemáticos

El propósito de estudiar los errores sistemáticos es investigar los problemas potenciales en el análisis de los datos. Por ejemplo, la aceptación se basa en la reconstrucción de los eventos generados en Monte Carlo. Si el simulador del experimento opera de modo diferente a como lo hace el experimento real, esto causará problemas en el modelo de la aceptación lo que se reflejará en el proceso de ajuste.

Los errores sistemáticos para el presente estudio tienen dos fuentes principalmente.

- Relacionados a la aceptación.

Para investigar estos errores se varió los valores de los parámetros  $L/\sigma_1$ ,  $\sigma_1$ ,  $s_2$  y  $s_p$  en los criterios de reconstrucción empleados en la obtención de la muestra estadística que se usa en el análisis (ver sección 3.3), esto corresponde a la aceptación de reconstrucción. Respecto a la aceptación geométrica se consideró el efecto de el tamaño del elemento de volumen del espacio fase del decaimiento.

- Relacionados al ruido.

Se realizaron diferentes procedimientos en el mapeo del espacio fase al emplear los “side bands”. También, para calcular la amplitud de probabilidad para cada evento, se varió el tamaño del elemento de área en los gráficos de Dalitz.

Después de rehacer un ajuste con cada cambio se estimó el error sistemático como la diferencia en el valor central de los resultados. Cuando todas las fuentes de error se estudiaron, el error sistemático total se tomó como la suma en cuadratura de la diferencia en los valores centrales obtenidos respecto a los resultados iniciales.

Al hacer las pruebas los errores sistemáticos que se obtienen son pequeños en comparación a los errores estadísticos, lo cual también se observa en otros estudios realizados con el experimento [5, 8, 7]. En el presente trabajo se optó en no incluir los errores sistemáticos en los resultados.

# Capítulo 5

## Resultados

En este capítulo presentamos resultados de diferentes estudios del decaimiento resonante  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . Usando el programa de análisis MINUIT [14] realizamos ajustes mediante el método de máxima probabilidad con la función definida en la Ec. (4.6) a fin de obtener los valores óptimos de los parámetros físicos que determinan los decaimientos.

En los estudios empleamos los datos obtenidos en el experimento SELEX bajo los criterios de selección establecidos en la sección 3.1 y descritos a través del formalismo de helicidad con la función de amplitud de la Ec. (4.5).

Las distribuciones que presentan los eventos correspondientes a la ventana de señal a lo largo de los gráficos de Dalitz posibles (ver fig. 3.4) no pueden describirse correctamente a través de las resonancias esperadas  $K^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$  y  $\Lambda(1520)$ . La razón se debe a la concentración de eventos presente en la parte inferior izquierda del gráfico (a) de la fig. 3.4 pues en esta región las resonancias esperadas están suprimidas (revisar la fig. 2.2 donde se ejemplifican las regiones donde pueden presentarse las resonancias esperadas), esta misma situación obviamente se presenta en los demás gráficos de la fig. 3.4.

Si se intenta describir las distribuciones que presentan los datos empleados en el presente trabajo sólo con las resonancias  $\bar{K}^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$  y  $\Lambda(1520)$ , los resultados tienen incertidumbres grandes como se mostrará en la siguiente sección. Podemos obtener información útil al realizar un estudio con sólo los eventos que se encuentran en una subregión de los gráficos de Dalitz excluyendo los eventos correspondientes a la concentración no esperada; en la sección 5.2 presentamos este estudio. Una descripción más apropiada de las distribuciones que presentan nuestros datos requieren que se incluya una nueva resonancia, pero al hacer esto la

estadística con que se cuenta no es suficiente para determinar con aceptable certidumbre los parámetros por lo que se optó por no incluir la resonancia  $\Lambda(1520)$  por la razón expuesta en la sección 5.3 donde además presentamos los resultados de este estudio.

### 5.1. Estudio con las resonancias $\bar{K}^{*0}$ , $\Delta^{++}$ y $\Lambda(1520)$

Considerando estas resonancias más el término no resonante, los valores óptimos de los 23 parámetros libres (el parámetro de polarización se muestra en otra tabla) necesarios para describir este decaimiento (ver sección 4.3) se muestran en la tabla 5.1.

	Parámetro	Amplitud	Fase
no res.	$N_1$	1. fijo	0. fijo
	$N_2$	$1.104 \pm 1.357$	$-4.434 \pm 1.209$
	$N_3$	$0.178 \pm 0.374$	$1.766 \pm 1.886$
	$N_4$	$4.005 \pm 3.258$	$3.941 \pm 0.969$
$\bar{K}^{*0}$	$A_1$	$8.821 \pm 7.0196$	$2.831 \pm 0.949$
	$A_2$	$0.0001 \pm 1.285$	$6.018 \pm 13.943$
	$A_3$	$0.002 \pm 1.2654$	$5.375 \pm 6.481$
$\Delta^{++}$	$A_1$	$4.971 \pm 1.719$	$6.673 \pm 1.225$
	$B_1$	$0.659 \pm 0.535$	$4.385 \pm 1.148$
	$B_2$	$3.068 \pm 2.358$	$1.693 \pm 0.967$
$\Lambda(1520)$	$C_1$	$1.7296 \pm 1.583$	$4.239 \pm 1.104$
	$C_2$	$5.711 \pm 5.110$	$5.364 \pm 0.973$

Cuadro 5.1: Resultados del ajuste considerando las resonancias  $\bar{K}^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$ ,  $\Lambda(1520)$  y el término no resonante. Los errores mostrados son sólo estadísticos.

Nótese que los resultados son no significativos<sup>1</sup>, consecuencia clara de no haber incorporado en el análisis una resonancia en  $K-\pi$  para describir la densidad presente en la parte inferior izquierda del gráfico de Dalitz (a) de la fig. 3.4 (situación presente en los demás gráficos también).

<sup>1</sup>se establece que el valor de un parámetro es significativo cuando su magnitud es mayor al doble de la magnitud de su error

La polarización obtenida para  $\Lambda_c^+$  y los "branching ratios" para las resonancias que consideramos son

Polarización	$P_\Lambda = -0.41 \pm 0.48$
"Branching Ratio"	
no resonante.	$0.785 \pm 0.345$
$\bar{K}^{*0}$	$0.158 \pm 0.245$
$\Delta^{++}$	$0.025 \pm 0.056$
$\Lambda(1520)$	$0.031 \pm 0.080$

## 5.2. Resonancias $\bar{K}^{*0}$ y $\Delta^{++}$

Realizamos un ajuste con las resonancias  $\bar{K}^{*0}$  y  $\Delta^{++}$  y el término no resonante considerando sólo los eventos que se encuentran en la subregión de los gráficos de Dalitz de la figura 5.1. La resonancia  $\Lambda(1520)$  no se incluye porque no se presenta claramente en los gráficos, además que se interfiere con los eventos de la resonancia que posteriormente consideraremos. Los valores de los parámetros que describen este decaimiento se muestran en la tabla 5.2.

	Parámetro	Amplitud	Fase
no res.	$N_1$	1. fijo	0. fijo
	$N_2$	$17.500 \pm 12.920$	$2.931 \pm 5.791$
	$N_3$	$4.639 \pm 5.060$	$4.732 \pm 6.047$
$\bar{K}^{*0}$	$N_4$	$53.443 \pm 10.475$	$2.288 \pm 5.814$
	$A_1$	$282.290 \pm 36.375$	$2.294 \pm 5.809$
	$A_2$	$0.025 \pm 11.055$	$3.256 \pm 6.149$
	$A_3$	$0.831 \pm 10.722$	$2.481 \pm 5.411$
$\Delta^{++}$	$A_4$	$15.533 \pm 33.923$	$1.255 \pm 6.402$
	$B_1$	$5.416 \pm 12.080$	$3.486 \pm 5.604$
	$B_2$	$51.755 \pm 11.592$	$0.0557 \pm 5.816$

Cuadro 5.2: Resultados del ajuste en la subregión definida en los gráficos de Dalitz de la fig. 5.1, considerando las resonancias  $\bar{K}^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$  y el término no resonante.

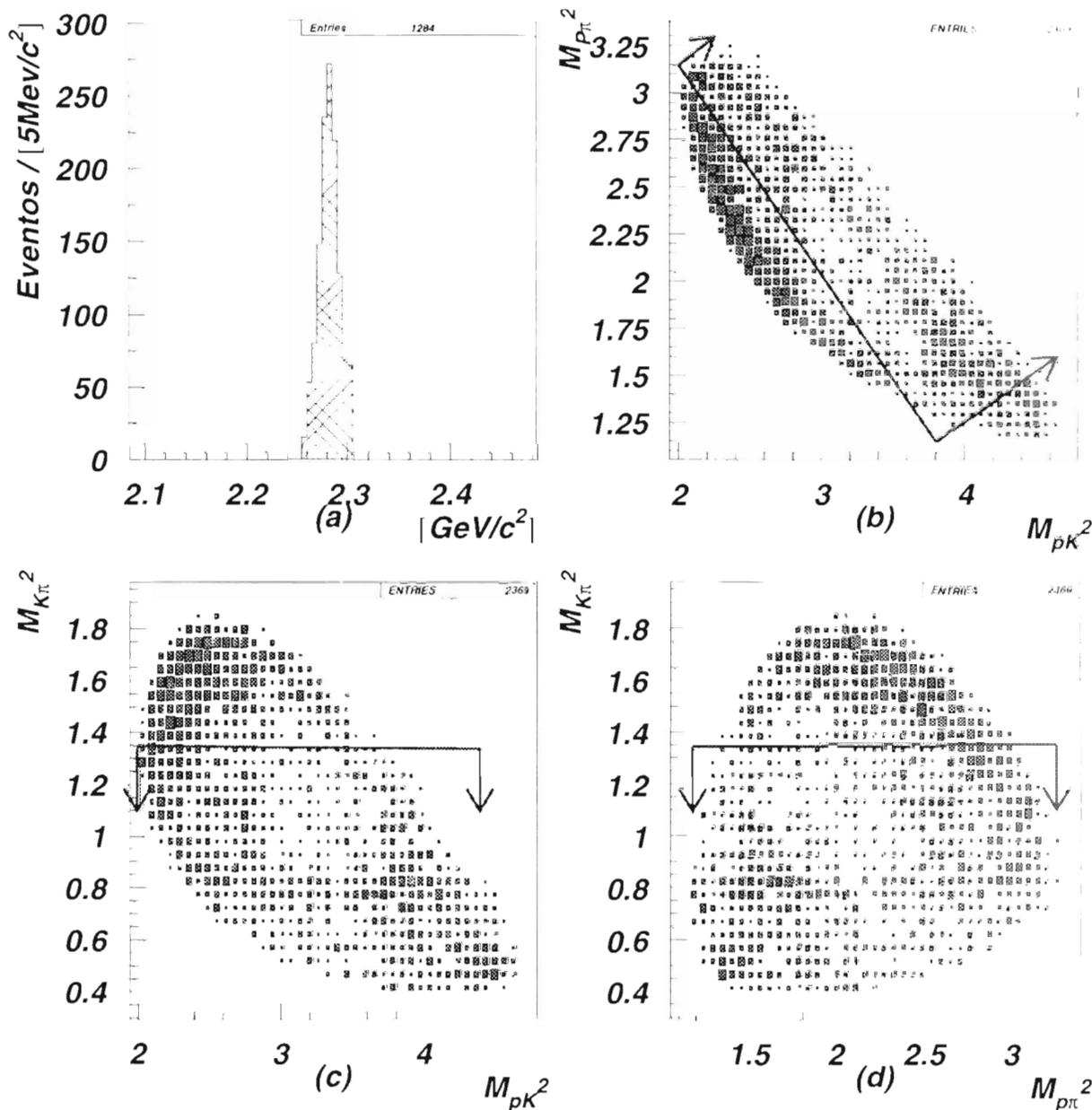


Figura 5.1: La región cinemáticamente permitida para el decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^+\pi^0$  a lo largo de los gráficos de Dalitz se ha dividido en dos regiones a través de una línea y sólo los eventos comprendidos en una de estas regiones son empleados para el análisis con las resonancias  $K^{*0}$  y  $\Delta^{*+}$ . En la figura (b) se emplea la región por arriba de la línea y en las figuras (c,d) la región de interés está por debajo de la línea. Estas regiones comprenden sólo las resonancias antes mencionadas y parte del término no resonante. La figura (a) es la distribución de masa invariante de reconstrucción de  $pK^+\pi^0$  para los eventos de las regiones de interés antes referidas.

La polarización obtenida para  $\Lambda_c^-$  y los “branching ratios” para las resonancias que en este caso consideramos son:

Polarización	$P_A = -0.232 \pm 0.136$
--------------	--------------------------

“Branching Ratio”	
no resonante.	$0.592 \pm 0.074$
$\bar{K}^{*0}$	$0.385 \pm 0.078$
$\Delta^{++}$	$0.022 \pm 0.013$

Con este ajuste se obtienen parámetros significantes resultado de la correcta descripción de la señal en esta subregión sólo con las resonancias consideradas.

### 5.3. Resonancia K(1430)

Para una apropiada descripción de las densidades presentes en los gráficos de Dalitz de la ventana de señal (ver fig. 3.4) es necesario incluir una nueva resonancia en  $K^- - \pi^+$  (con una masa invariante alrededor de  $1.3 \text{ GeV}/c^2$ ). Puesto que en los gráficos la señal de la nueva resonancia se muestra uniforme a lo largo de la banda que le corresponde optamos por considerar alguna resonancia con espín cero.

Consultando PDG [13] la resonancia que satisface nuestros criterios es  $K(1430)$  cuyas características físicas son:

Resonancia ( $J^p$ )	Masa $m_0$ [ $\text{GeV}/c^2$ ]	Anchura $\Gamma_0$ [ $\text{GeV}/c^2$ ]
$K(1430)(0^+)$	1.395	0.200

Las amplitudes que deben incluirse para el modo de decaimiento a través de la resonancia  $K(1430)$  se muestran en la tabla 5.3.

m	$\lambda_p$	Amplitud
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$D_1 e^{i\phi_{D_1}} d_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^2(\theta_{K(1430)}) e^{i\phi_{K(1430)}}$
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$D_2 e^{i\phi_{D_2}} d_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^2(\theta_{K(1430)})$
$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$D_3 e^{i\phi_{D_3}} d_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^2(\theta_{K(1430)})$
$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$D_4 e^{i\phi_{D_4}} d_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^2(\theta_{K(1430)}) e^{-i\phi_{K(1430)}}$

Cuadro 5.3: Amplitudes para el modo de decaimiento  $\Lambda_c^+(\frac{1}{2}^+) \rightarrow (K(1430)(0^+) \rightarrow K^-(0^-) \pi^+(\frac{1}{2}^+)) p(\frac{1}{2}^+)$

Al incluir en el análisis la resonancia  $K(1430)$  resultan demasiados parámetros (33 en total) y la estadística disponible no bastaría para determinarlos significativamente. Se optó por eliminar la resonancia  $A(1520)$  ya que no se presenta con claridad en los gráficos de Dalitz de la ventana de señal. Al realizar un ajuste incluyendo la resonancia antes mencionada los valores óptimos que se obtienen para los parámetros del decaimiento se muestran en la tabla 5.4. Nótese que en este ajuste sí se obtienen algunos valores significativos.

	Parámetro	Amplitud	Fase
no res.	$N_1$	1. fijo	0. fijo
	$N_2$	$2.338 \pm 1.751$	$2.121 \pm 1.646$
	$N_3$	$0.518 \pm 1.115$	$3.289 \pm 1.888$
	$N_4$	$2.821 \pm 1.928$	$4.455 \pm 0.985$
$\bar{K}^{*0}$	$A_1$	$11.116 \pm 6.921$	$4.215 \pm 0.928$
	$A_2$	$0.011 \pm 1.008$	$5.301 \pm 5.513$
	$A_3$	$0.002 \pm .917$	$3.713 \pm 4.707$
	$A_4$	$1.207 \pm 2.392$	$4.451 \pm 1.721$
$\Delta^{++}$	$B_1$	$0.732 \pm 0.693$	$4.868 \pm 1.069$
	$B_2$	$2.445 \pm 1.679$	$2.480 \pm 0.956$
$K(1430)$	$D_1$	$10.701 \pm 6.813$	$1.005 \pm 0.537$
	$D_2$	$14.604 \pm 9.508$	$1.808 \pm 1.281$
	$D_3$	$4.1294 \pm 5.231$	$1.904 \pm 1.433$
	$D_4$	$3.383 \pm 2.209$	$1.441 \pm 0.879$

Cuadro 5.4: Resultados del ajuste considerando las resonancias  $K^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$ ,  $K(1430)$  y el término no resonante

La polarización obtenida para  $\Lambda_c^+$  y los “branching ratios” para las resonancias que en este caso consideramos son

Polarización	$P_A = -0.221 \pm 0.183$
“Branching Ratio”	
no resonante.	$0.419 \pm 0.349$
$\bar{K}^{*0}$	$0.105 \pm 0.153$
$\Delta^{++}$	$0.009 \pm 0.018$
$K(1430)$	$0.465 \pm 0.394$

La polarización de  $\Lambda_c^+$  en este ajuste es consistente con la obtenida en la sección anterior.

En la fig. 5.2 hacemos una comparación de los resultados de los estudios que hemos realizado. Se incluyen resultados del estudio más reciente del decaimiento resonante  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ , publicados por Aitala et al. [4] con datos tomados por el experimento E791 (en Fermilab) el cual empleó un haz de piones a 500 GeV/c.

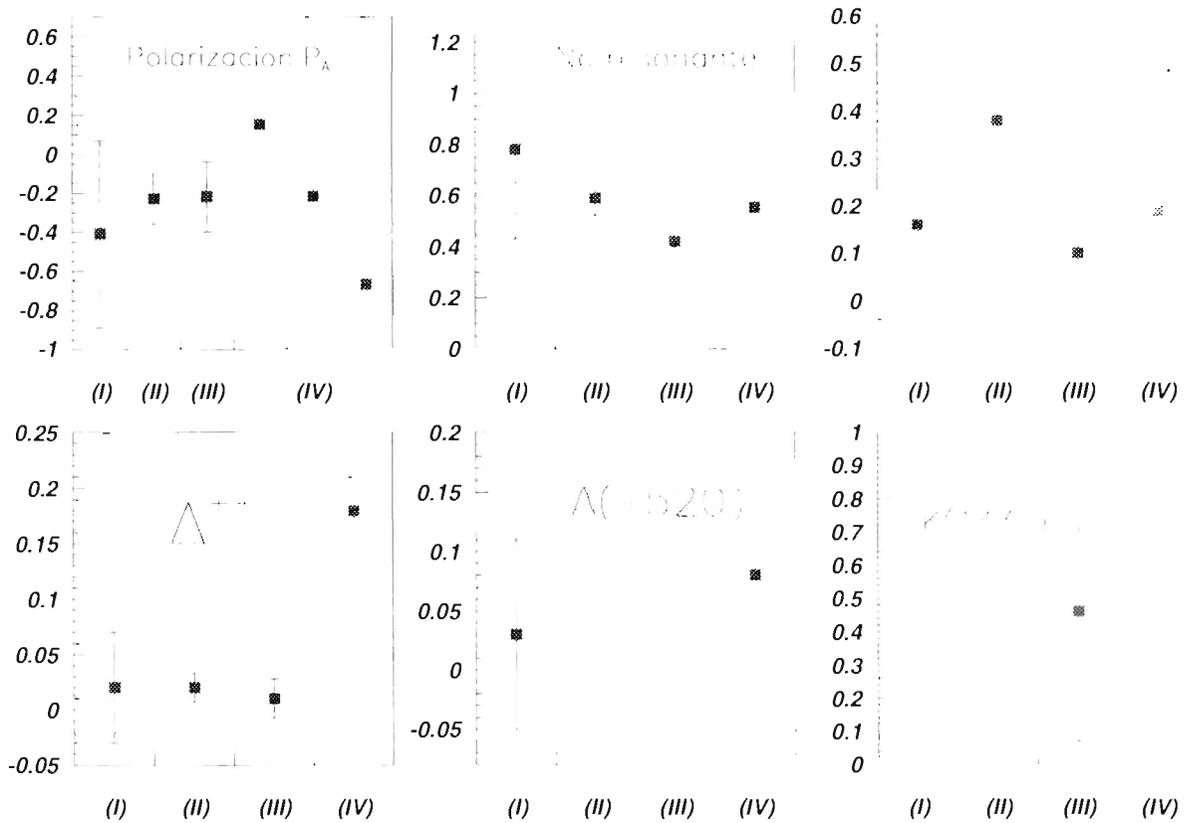


Figura 5.2: Polarización  $P_A$  y "branching ratios". (I): estudio con las resonancias  $K^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$  y  $\Lambda(1520)$  (sección 5.1). (II): estudio con las resonancias  $\bar{K}^{*0}$  y  $\Delta^{++}$  (sección 5.2). (III) estudio con las resonancias  $\bar{K}^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$  y  $K(1430)$  (sección 5.3). (IV): estudio con las resonancias  $K^{*0}$ ,  $\Delta^{++}$  y  $\Lambda(1520)$  (realizado por Aitala et al. con datos del experimento E791 [4], la polarización obtenida por este experimento corresponde a datos con  $p_T^2$  en los rangos  $0 - 0.7$ ,  $0.7 - 1.24$  y  $1.24 - 5.2 \text{ GeV}^2/c^2$ , de izquierda a derecha respectivamente).

## 5.4. Discusión

Mediante el formalismo de helicidad describimos el decaimiento resonante  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  a fin de medir los “branching ratios” para las resonancias presentes en el decaimiento. El formalismo permite medir también la posible polarización en la producción de  $\Lambda_c^+$ . Con los criterios de selección establecidos en la sección 3.1 obtenemos una muestra estadística del cúmulo de datos tomados por el experimento SELEX. La muestra estadística presenta una concentración muy significativa de eventos en una región no esperada a lo largo de los gráficos de Dalitz (ver fig. 3.4), estamos modelando esta concentración de eventos como si se debieran a una nueva resonancia (las resonancias que se esperaban por estudios anteriores a este trabajo son  $\bar{K}^{*0}$ ,  $\Lambda(1520)$  y  $\Delta^{++}$ ) aunque es necesario realizar pruebas para determinar si se debe a algún tipo de contaminación.

Aplicando el principio de “maximum likelihood” se determinaron los valores óptimos de los parámetros del decaimiento de interés. El primer ajuste lo realizamos sólo considerando las resonancias  $\bar{K}^{*0}$ ,  $\Lambda(1520)$  y  $\Delta^{++}$  obteniéndose como resultado valores no significativos para los parámetros, ésto debido a no haber incluido amplitudes para describir la concentración de eventos no esperados en los gráficos de Dalitz. En este ajuste el “branching ratio” para el término no resonante se obtiene muy grande lo que no corresponde a la región central de los gráficos pues aquí es casi nula la concentración de eventos proponiendo un valor bajo para este término.

Realizamos también un ajuste considerando sólo las resonancias  $\bar{K}^{*0}$  y  $\Delta^{++}$  con los eventos de una subregión de los gráficos de Dalitz (ver fig. 5.1), de este modo se excluyen los eventos correspondientes a la región del gráfico donde no se espera alguna resonancia y por la magnitud de la concentración se requiere determinar la correcta identidad de la fuente de estos eventos. En este ajuste se obtienen resultados significativos para algunos parámetros.

Empleamos la resonancia  $K(1430)$  para modelar la concentración de eventos en la región inferior izquierda del gráfico de Dalitz (a) de la fig. 3.4. Incluyendo esta resonancia el número de parámetros a determinar excede la capacidad de la estadística con que contamos para obtener resultados con suficiente certidumbre por lo que se optó no incluir la resonancia  $\Lambda(1520)$ . Los resultados obtenidos son significativos y la polarización es consistente con la obtenida en el análisis anterior.

La muestra estadística que se obtiene de los datos de SELEX no es suficiente para determinar significativamente el “branching ratio” de la resonancia  $\Lambda(1520)$  la cual no se distingue con claridad en los gráficos de Dalitz. La concentración de eventos presentes en los gráficos en una región que no corresponde a alguna resonancia que se haya observado claramente en estudios anteriores del decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ , interfiere en la región de la resonancia  $\Lambda(1520)$  lo que dificulta su estudio. Por otro lado, aun si la concentración de eventos antes referida se debiera a alguna contaminación, la corrección se incorporaría como una extensión de los criterios de selección de la muestra estadística, pero exigir más criterios sólo puede disminuir la estadística de modo que la concentración casi nula de eventos en el centro de los gráficos de Dalitz establece un “branching ratio” pequeño para el término no resonante lo que difiere con análisis realizados por otros grupos experimentales sobre este decaimiento.

Debe notarse que para medir la polarización de  $\Lambda_c^+$  empleamos la estadística total del experimento, la cual se obtuvo empleando haces con  $p$ ,  $\Sigma^-$  y  $\pi^-$ . La polarización puede ser dependiente del tipo de partícula en el haz por lo que la medición que nosotros hacemos contiene contribuciones de los tres haces. En los estudios que hemos realizamos la polarización de  $\Lambda_c^+$  obtenida no es significativa, es necesario hacer una medición con mayor estadística para establecer resultados concluyentes.

## Capítulo 6

### Perspectivas

Algunas de las actividades en las que podemos continuar trabajando son:

Establecer la correcta identidad de la resonancia en  $K^- \pi^+$  claramente presente en los gráficos de Dalitz (con una masa invariante alrededor de  $1.3 \text{ GeV}/c^2$ ) la cual no se presenta significativamente en estudios anteriores del decaimiento que consideramos de  $\Lambda_c^+$ . En caso de que los eventos asociados a la resonancia antes referida se deban a algún tipo de contaminación se deben determinar los criterios adecuados de selección para la obtención de la muestra estadística empleada en el estudio

Realizar un análisis para determinar solamente los "branching ratios" de las resonancias que se observan en el decaimiento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$  a través de un ajuste de  $\chi^2$  bidimensional a lo largo de un gráfico de Dalitz. La ausencia de eventos en la parte central del gráfico de Dalitz (fig. 3.4) inmediatamente establece que el "branching ratio" para el término no resonante debe ser pequeño pues esta región corresponde prácticamente en su totalidad a este término. El ajuste bidimensional considera apropiadamente la distribución a lo largo del gráfico y permite determinar con mayor certidumbre los parámetros que describen el decaimiento, los que resultan ser menor en número que en caso de cinco dimensiones.

Los criterios de selección empleados en el presente estudio son estándares para reconstruir hadrones, en particular los que empleamos fueron optimizados para otro estudio. El determinar los cortes adecuados para cada estudio es una labor exhaustiva, sin embargo debemos optimizar los criterios de reconstrucción para obtener una mayor estadística que nos permita determinar con mayor certidumbre los parámetros del decaimiento que nos ocupa.

Aplicando el método “side band subtraction” se requiere una gran muestra estadística a fin de poder caracterizar la estructura del ruido en el espacio fase de cinco dimensiones necesario para la descripción del decaimiento de  $\Lambda_c^+$ . En el presente trabajo la estructura del ruido se hizo sólo en la proyección a dos dimensiones del espacio fase (a través de los gráficos de Dalitz). Para caracterizar mayormente el ruido sería necesario identificar todas las fuentes principales de ruido del decaimiento, para ser entonces simuladas en Monte Carlo y cuantificar su efecto en cada elemento de volumen del espacio fase total. Los resultados al proyectarse a dos dimensiones deben ser consistentes con el método que se ha utilizado (“side band subtraction”).

El experimento SELEX emplea un haz con tres partículas diferentes ( $p$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\pi^+$ ). La polarización en la producción puede depender del tipo de partícula del haz, aun cuando se reduce la estadística al dividirla según el tipo de haz empleado, estamos interesados en determinar la dependencia en la polarización de  $\Lambda_c^+$  como función del tipo de partícula en el haz. Creemos que esto es posible una vez realizadas las anteriores propuestas.

## Bibliografía

- [1] G. Otter, A.M. Freire Endler, *Formalismo da Helicidade e suas Aplicacoes*. Report Number CBPF-MO-002/81 (1981).
- [2] A. J. Körner and H. W. Siebert, Charm Baryons: "Theory and experiment". *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 41, 511-545, (1991).
- [3] George F. Fox, *Multidimensional Resonance Analysis of  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$* . Ph.D. Thesis, University of South Carolina (1999).
- [4] E791 Collaboration, Aitala et al., *Multidimensional Resonance Analysis of  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$* . *Phys. Lett.* **B 471** (2000).
- [5] SELEX Collaboration, A. Kushnirenko et al., *Precision measurements of the  $\Lambda_c^+$  and  $D^0$  lifetimes*. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5243 (2001).
- [6] SELEX Collaboration, S. Y. Jun et al., *Observation of the Cabibbo suppressed decay  $\Xi_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$* . *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1857 (2000).
- [7] SELEX Collaboration, Fernanda G. Garcia et al., *Hadronic Production of  $\Lambda_c$  from 600 GeV/c  $\pi^-$ ,  $\Sigma^-$  and  $p$  beams*. *Phys. Lett.* **B528**, 49 (2002).
- [8] SELEX Collaboration, M. Iori et al, *Measurement of the  $D_s$  lifetime*. *Phys. Lett.* **B523**, 22 (2001).
- [9] SELEX Collaboration, J.S. Russ et al., in *Proceedings of the 29th International Conference on High Energy Physics*. edited by A. Astbury et al. (World Scientific, Singapore, 1998), Vol. II, p. 1259; hep-ex/9812031.
- [10] P. Pogodin, *Polarization of  $\Sigma^+$  hyperons produced by 800 GeV/c protons on copper and beryllium*. PhD thesis, University of Iowa, 1999.

- 
- [11] K. Nelson, *Polarization of  $\Lambda^0$  inclusive produced by a 600 GeV/c  $\Sigma^-$  beam*. PhD thesis, University of Iowa 1999.
- [12] J. Engelfried et al., *The SELEX Phototube RICH Detector*. Nucl. Instr. and Meth. **A431**, 53-69 (1999).
- [13] R. M. Barnett *et al.* Particle Data Group, 2000
- [14] CERN Program Library.
- [15] G. Bunce et al.,  *$\Lambda^0$  hyperon polarization in inclusive production by 300 GeV/c protons on beryllium*. Phys. Rev. Lett. **36** 1113 (1976).
- [16] Juan Medellín Z., Jurgen Engelfried, Antonio Morelos, *Resonances in  $\Lambda_c^- \rightarrow pK^- \pi^+$* . Proceedings of the IV Mexican Workshop on Particles and Fields, Zacatecas, november 14-20, 2001.
- [17] SELEX Collaboration, I. Eschrich et al., *Measurement of the Sigma- Charge Radius by Sigma-Electron Elastic Scattering*. Physics Letters B 522 (2001).

