



**UNIVERSIDAD AUTONOMA
DE SAN LUIS POTOSI**



Universidad Autónoma de San Luis Potosí

INSTITUTO DE FÍSICA

TESIS PROFESIONAL

Para obtener el grado de:

MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICAS

PRESENTA:

Ing. Fís. Ernesto Alejandro Blanco Covarrubias

BÚSQUEDA DEL ESTADO EXÓTICO $U(3100)$ EN SELEX

ASESOR DE TESIS

Dr. Jürgen Engelfried

Profesor Investigador

SAN LUIS POTOSÍ, S.L.P.
DICIEMBRE DE 2003.

Dedico mi tesis
con mucho cariño
a mi Papá y a mi Mamá.

Agradecimientos

Agradezco de manera especial al Dr. Jürgen Engelfried por sus consejos para el desarrollo de este trabajo.

Agradezco a toda mi familia, padres y hermanos por el apoyo brindado.

Agradezco a mis sinodales Dra. Mariana Kirchbach, Dr. Rubén Flores Mendieta, Pedro Villaseñor Gonzalez y a mi sinodal externo Dr. Marco A. Reyes Santos por haberme ayudado a darle la forma final a este trabajo.

Agradezco a mis compañeros del grupo de física de altas energías en especial a Jorge Amaro, Ibrahim Torres y Eric Vázquez, por la ayuda que me brindaron.

Agradezco al Dr. Charles Newsom de la Universidad de Iowa, por haberme permitido entrar a trabajar en sus máquinas.

Agradezco a todos mis profesores del Posgrado del Instituto de Física Manuel Sandoval Vallarta, que han contribuido tanto académica como personalmente a mi superación.

Agradezco al Instituto de Física y a la Universidad Autónoma de San Luis Potosí por brindarme todas las facilidades para poder alcanzar esta meta.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindarme el apoyo económico, así como los fondos necesarios para asistir a diferentes eventos y proporcionar el material necesario para la realización de este trabajo.

Índice general

1. INTRODUCCIÓN	1
1.1. RESUMEN	1
1.2. ABSTRACT	1
1.3. MOTIVACIÓN	2
1.4. ORGANIZACIÓN	3
2. ESTADOS LIGADOS DE LA INTERACCIÓN FUERTE	4
2.1. INTRODUCCIÓN	4
2.2. GRUPOS	6
2.2.1. Grupo SU(2)	6
2.2.2. Grupo SU(2) de Isospín	7
2.2.3. Grupo SU(3)	7
2.2.4. Grupo de Sabor SU(3) _f	7
2.2.5. Grupo de Color SU(3) _c	8
2.2.6. Grupo SU(n)	8
2.3. EL MODELO DE QUARKS	8
2.3.1. Mesones y sus números cuánticos	8
2.3.2. Nonetes de Mesones	9
2.3.3. Bariones	10
2.4. HÍBRIDOS	10
2.4.1. $\pi_1(1400)$ Exótica con $I^G(J^{PC}) = 1^-(1^{-+})$	11
2.4.2. Estados con 4 quarks en SU(3) _f	11
2.5. ANTECEDENTES DEL U(3100)	12
2.5.1. <i>True Baryonia</i>	12
2.5.2. <i>Mock Baryonia</i>	13

2.6. EVIDENCIA EXPERIMENTAL DEL $U(3100)$	14
2.6.1. Experimento WA62	14
2.6.2. Experimento BIS-2	15
3. Experimento SELEX	17
3.1. INTRODUCCIÓN	17
3.2. APARATO SELEX	18
3.2.1. Espectrómetro del haz	18
3.2.2. Espectrómetro de vértices	20
3.2.3. Espectrómetro M1	21
3.2.4. Espectrómetro M2	21
3.2.5. <i>RICH</i>	22
3.3. <i>TRIGGER</i> Y SISTEMA DE ADQUISICIÓN DE DATOS	24
3.3.1. Filtro en línea	25
3.4. DATOS DE SELEX Y CONJUNTO DE DATOS <i>CHARM</i>	26
3.5. <i>SOAP</i>	28
3.5.1. <i>Tracking</i>	28
3.5.2. <i>Vertex</i>	29
3.5.3. <i>Recon</i>	30
3.5.4. Simulación	32
3.6. DATOS	32
3.7. PRODUCCIÓN DE DATOS	33
4. ESTUDIO DE $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ Y EL \bar{p}	34
4.1. INTRODUCCIÓN	34
4.2. ESTUDIO DE $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$	35
4.3. BÚSQUEDA DE Λ^0 CON <i>VEES</i> EN 1 MILLÓN	36
4.4. $\bar{p} + \pi's$	37
5. ESTADO EXÓTICO $U(3100)$	40
5.1. INTRODUCCIÓN	40
5.2. ESTUDIO DE $U(3100)$ EN 1 MILLÓN	40
5.3. ESTUDIO DE $U(3100)$ EN STRIP 900	41
5.4. ESTUDIO DE $U(3100)$ EN DATOS TOTALES DE SELEX	42
5.5. CORTES	43
5.5.1. Cortes que utilizamos para todos los diferentes decaimientos	43

6. SIMULACIÓN EN MONTECARLO	47
6.1. INTRODUCCIÓN	47
6.1.1. Simulación para los diferentes tipos del $U(3100)$	47
6.1.2. Cortes usados para cada tipo de decaimiento	50
6.2. $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$	51
6.3. $U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$	51
6.4. U^{--}	53
6.4.1. $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$	54
6.4.2. $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$	55
6.5. U^0	55
6.5.1. $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$	56
6.5.2. $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$	56
7. RESULTADOS	60
7.1. INTRODUCCIÓN	60
7.2. $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$	60
7.3. $U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$	63
7.4. U^{--}	64
7.4.1. $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$	64
7.4.2. $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$	65
7.5. U^0	66
7.5.1. $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$	66
7.5.2. $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$	67
8. CONCLUSIONES	68
A. PAQUETES	69
A.1. SOAP_DATA_GENERIC.CMD	69
A.2. PASS2.TSEG	72
A.3. RECDF.OCs	80
A.4. SOAP_EMB_PASS2.CMD	83

Índice de figuras

2.1. QCD observables como función de Q^2 , [7].	5
2.2. Mesones a) Pseudo escalares b) Vectores hechos con los quarks 'u', 'd', 's' y 'c', [9].	10
2.3. Multipletes de SU(4) de bariones hechos con los quarks 'u', 'd', 's' y 'c'. a) Espín=1/2, b) Espín=3/2, [9].	11
2.4. Esquema diagramático de <i>True - Baryonia</i> , [12].	13
2.5. Esquema diagramático de <i>Mock - Baryonia</i> , [12].	13
2.6. Evidencia experimental para 3 estados del U(3100) en WA62, decayendo a ($\Lambda^0 \bar{p} + n\pi$),[12].	14
2.7. Evidencia experimental del U(3100) en BIS-2, lado izquierdo S=-1, lado derecho S=+1,[15].	15
3.1. Vista esquemática del espectrómetro SELEX y región de vértices.	19
3.2. Separación de Σ^- / π^- , usando el número de <i>hits</i> en el BTRD.	20
3.3. Diagrama esquemático de las cámaras PWC de M1.	21
3.4. Localización de las 3 estaciones de LASD, [24].	22
3.5. Diagrama esquemático de las cámaras PWC de M2.	23
3.6. Diagrama esquemático del detector <i>Rich</i>	24
3.7. En la gráfica de la parte superior se muestra el radio, y en la parte inferior la separación para diferentes partículas, [25].	25
3.8. Vista esquemática de los elementos del <i>TRIGGER</i> de SELEX.	25
3.9. Diagramas de los datos de SELEX.	27
3.10. Manera en que es reconstruido las lambdas usando los <i>vees</i> , [23].	31
3.11. Partes importantes de los segmentos del <i>vee</i> , [23].	31
3.12. Reconstrucción del <i>vee</i> , [23].	32
4.1. Reconstrucción de masa invariante $p\pi^-$ usando (v2) y (c) respectivamente, estos son con los datos del <i>run10783</i>	35

4.2.	Reconstrucción de masa invariante de $p\pi^-$ usando el paquete de reconstrucción de <i>vees</i> usando los datos de 1 Millón o <i>run10783</i>	36
4.3.	Reconstrucción de la masa invariante de $p\pi^-$ usando el paquete de reconstrucción de <i>vees</i> en la muestra del <i>run10783</i>	38
4.4.	Reconstrucción de masa invariante de $\bar{p}\pi^+\pi^+$, y el momento del \bar{p} respectivamente usando la muestra del <i>run10783</i>	39
5.1.	Distribución de masa invariante de $\Lambda^0\bar{p}\pi^+\pi^+$ usando la muestra del <i>run10783</i>	41
5.2.	En la gráfica de la izquierda se muestra la distribución de masa invariante de $p\pi^-$, y a la derecha se muestra $\Lambda^0\bar{p}\pi^+\pi^+$, estos es con los datos de <i>strip</i> 900.	42
5.3.	Distribución de las masas invariantes de los diferentes tipos de $U's$, esto es en la muestra total de eventos con <i>downstream vee</i> por evento.	45
5.4.	En esta gráfica se muestra la probabilidad de que sea un \bar{p} esto es en la muestra total de eventos con <i>downstream vee</i> por evento.	46
6.1.	Distribución de masa invariante de $\Lambda^0\bar{p}\pi^+\pi^+$, generada en simulación después de <i>soap</i>	48
6.2.	Distribución de masa invariante de $\Lambda^0\bar{p}\pi^+\pi^+$ en simulación con corte en el momento del candidato U^+	49
6.3.	Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^+ \rightarrow \Lambda^0\bar{p}\pi^+\pi^+$, para la Λ^0 , y el \bar{p} respectivamente de izquierda a derecha.	52
6.4.	Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^+ \rightarrow \Lambda^0\bar{p}\pi^+\pi^+$, para el π_1 o llamado lento, y para el π_2 o llamado rápido respectivamente de izquierda a derecha.	52
6.5.	Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^- \rightarrow \Lambda^0\bar{p}\pi^+\pi^-$, para la Λ^0 , y el \bar{p} respectivamente de izquierda a derecha.	53
6.6.	Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^- \rightarrow \Lambda^0\bar{p}\pi^+\pi^-$, para el π_1 o llamado lento, y para el π_2 o llamado rápido respectivamente de izquierda a derecha.	53
6.7.	Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^{--} \rightarrow \Lambda^0\bar{p}\pi^-\pi^-$, para la Λ^0 , el \bar{p} y el π respectivamente de izquierda a derecha.	54
6.8.	Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^{--} \rightarrow \Lambda^0\bar{p}\pi^-\pi^+\pi^-$, para la Λ^0 , y el \bar{p} respectivamente de izquierda a derecha.	55
6.9.	Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^{--} \rightarrow \Lambda^0\bar{p}\pi^-\pi^+\pi^-$, para el π_1 o llamado rápido, y para el π_2 o llamado lento respectivamente de izquierda a derecha.	56
6.10.	Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^0 \rightarrow \Lambda^0\bar{p}\pi^+$, para la Λ^0 , el \bar{p} y el π respectivamente de izquierda a derecha.	57

6.11. Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$, para la Λ^0 , y el \bar{p} respectivamente de izquierda a derecha.	58
6.12. Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^+$, para el π_1 o llamado rápido, y para el π_2 o llamado lento respectivamente de izquierda a derecha.	58
7.1. Reconstrucción de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, a) sin ningún corte, b) solo con el corte para que el \bar{p} tenga un momento $> 110 \text{ GeV}/c$ y c) con todos los cortes mencionados en las secciones 5.5, 6.1.2 y los últimos mostrados en el cuadro 6.2, excepto el de $\bar{p} > 110 \text{ GeV}/c$	61
7.2. Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen <i>downstream vee</i>	62
7.3. Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen <i>downstream vee</i>	63
7.4. Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^-$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen <i>downstream vee</i>	64
7.5. Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen <i>downstream vee</i>	65
7.6. Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen <i>downstream vee</i>	66
7.7. Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen <i>downstream vee</i>	67

Índice de cuadros

2.1.	Cuadro de los diferentes tipos del $U(3100)$, donde se muestran los experimentos que han visto los diferentes tipos de decaimientos.	15
2.2.	Cuadro de los diferentes tipos del $U(3100)$, donde se muestran la evidencia experimental del experimento BIS-2 para los diferentes tipos de decaimientos junto con su extrañeza S	16
3.1.	Cuadro donde se pueden ver los 13 grupos, estos fueron puestos con el nombre de pb1, pb2, pc1, pc2, pd, pe, pf, pg, ph, px, py, pz y el último grupo es el de pp.	28
5.1.	Cuadro de los diferentes tipos del $U(3100)$, donde se muestran los diferentes tipos de decaimientos en los que se buscó esta partícula.	40
5.2.	Cuadro de los diferentes tipos del $U(3100)$, donde se muestran el número de entradas para cada decaimiento, donde cabe señalar que el número de entradas es mayor para cuando el decaimiento tiene carga negativa, esto debido a que el haz que utilizamos es negativo.	43
6.1.	Cuadro de los diferentes tipos de decaimientos, donde se muestran los anchos ($\sigma's$) correspondientes.	48
6.2.	Cuadro de los diferentes tipos de decaimientos, donde se muestran los cortes en el momento relativo.	59
7.1.	Cuadro del número de eventos contra el ruido del decaimiento $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, donde se realizó un corte en el momento del \bar{p}	62

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

1.1. RESUMEN

Se presenta el estudio de los diferentes tipos de decaimientos del estado exótico $U(3100)$ en SELEX. En la primera parte se hace un estudio de las partículas lambda (Λ^0), antiprotón (\bar{p}) y piones ($\pi^{\prime}s$)¹, las cuales componen este decaimiento. En la segunda parte se realiza la reconstrucción para los diferentes decaimientos del $U(3100)$ para los datos que se tienen aquí en el Instituto de Física. En la tercera parte, haciendo uso de los datos que hay en la Universidad de IOWA, se corren los diferentes decaimientos del $U(3100)$. En total se buscaron 6 decaimientos posibles. En la última parte se hace simulación con el programa SOAP para todos los decaimientos del $U(3100)$ y se hace un estudio más amplio para el $U^+(3100) \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$. Finalmente se dan los resultados para todos los decaimientos buscados, y se concluye que no encontramos ningún estado correspondiente al $U(3100)$.

1.2. ABSTRACT

Analyzing the data of the experiment SELEX a study is realized on the different types of decays of the exotic state $U(3100)$. The first part becomes a study of particles which they compose to this decay, which are Λ^0 , \bar{p} and $\pi^{\prime}s$. In the second part reconstruction for the different decays from $U(3100)$ for the data is made that have here in the Institute of Physics. In the third part doing use of the data that there are in the University of IOWA, the different decays are run from $U(3100)$, altogether search 6 possible decays. In the last part becomes simulation with the SOAP program of all the decays, and an ample study becomes more for $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$. Finally the results for all the looked for decays occur, and it concludes that we did not find state of $U(3100)$.

¹En la presente tesis las partículas se representarán con su símbolo correspondiente.

1.3. MOTIVACIÓN

Debido a que solo conocemos partículas con 2 y 3 quarks, llamados mesones y bariones respectivamente, el objetivo de esta tesis es tratar de encontrar un nuevo estado con 4 quarks $U(3100)$.

Existen modelos que predicen la existencia de estados con 4 quarks, sin embargo, cabe señalar que hace falta la confirmación experimental que haga válidas estas predicciones.

Aunque en años anteriores han existido experimentos como WA62 y BIS-2, tratando de encontrar estas partículas con 4 quarks, se ha concluido que la señal que se aprecia no es lo suficientemente clara para decir que existen estados con 4 quarks, ya que hasta ahora ningún experimento ha podido demostrar la existencia de estas partículas llamadas exóticas.

La importancia en el área de la física de partículas elementales de saber si existen en la naturaleza estados ligados con más de 2 y 3 quarks, y si existen estos nuevos estados tratar de encontrar sus propiedades.

WA62 y BIS-2 no podían identificar el antiprotón \bar{p} . En SELEX contamos con el detector RICH con el cual podemos identificar partículas cargadas con muy alta probabilidad, (por ejemplo el \bar{p}), está es una de las más grandes ventajas que tenemos sobre los experimentos WA62 y BIS-2.

Otra de las razones importantes es que tenemos eventos seleccionados los cuales son utilizados en este análisis.

1.4. ORGANIZACIÓN

Este trabajo esta organizado de la siguiente manera.

En el capítulo 2 se hace mención de los estados ligados con 2 y 3 quarks y una mención especial a que pueden existir estados con más de 3 quarks llamados estados exóticos, en especial en el objetivo de esta tesis, el $U(3100)$ que pudiera ser un estado con 4 quarks, donde se habla de los antecedentes de este decaimiento y la evidencia experimental reportada en otros experimentos.

En el capítulo 3 se hace un estudio del experimento SELEX, donde se describen las partes más importantes que lo componen y que sirven para tratar de reconstruir las partículas $\Lambda^0 \bar{p}$ y $\pi' s$, haciendo uso de los datos de este experimento, también se habla del programa (SOAP) que utilizamos para analizar nuestros datos.

En el capítulo 4 se hace un estudio de las partículas más importantes de este decaimiento que son $\Lambda^0 \bar{p}$ y $\pi' s$.

En el capítulo 5 se muestran los diferentes decaimientos del $U(3100)$ para los cuales se estudió en diferentes datos del experimento SELEX. También se hizo un análisis de los cortes que son utilizados en todos los decaimientos.

En el capítulo 6 se muestra la justificación de los cortes en Simulación para los diferentes decaimientos del $U(3100)$.

En el capítulo 7 se muestran los resultados para los diferentes decaimientos del $U(3100)$.

En el capítulo 8 se presentan las conclusiones de este trabajo.

Capítulo 2

ESTADOS LIGADOS DE LA INTERACCIÓN FUERTE

2.1. INTRODUCCIÓN

En $SU(3)$ las consideraciones de simetría han mostrado ser extremadamente útiles en clasificar mesones y bariones, compuestos de 2 y 3 quarks respectivamente. En tiempos anteriores no se aceptaba que el concepto de partículas llevaran cargas fraccionarias de e , es decir, $1/3 e$, $2/3 e$, el rompimiento a través del Modelo del Quark en la percepción general de los físicos fue el descubrimiento de la Familia J/Ψ de resonancias de mesones [1] y su interpretación de estados $c\bar{c}$. Una nueva teoría para las interacciones fuertes apareció QCD *Quantum Chromodynamics*, [2]¹ basada en un campo de la norma llamada gluón, que se refiere al grupo fundamental de los colores. Donde el color es confinado, ya que no se han vistos quarks libres, sus interacciones mutuas fueron supuestas como débiles a transferencias de momentos largos o a distancias pequeñas '*asymptotic freedom*'. El acoplamiento quark-gluón tiende a crecer cuando decrece el momento y se dirige a interacciones muy fuertes a energías abajo de 0.5 GeV, esto se cree que es debido a estas interacciones '*quark confinement*'. Las partículas que nosotros observamos en la naturaleza son neutrales en color, combinando un quark con color y un antiquark con anticolor formamos un mesón, y combinando 3 quarks con 3 diferentes colores formamos un barión.

En el Modelo Estándar tenemos 3 generaciones de quarks los cuales son $(u, d)_i$, $(c, s)_i$ y $(t, b)_i$ donde i = rojo, verde y azul. También tenemos leptones los cuales son (ν_e, e) , (ν_μ, μ) y (ν_τ, τ) . Las interacciones fuertes son restringidas al intercambio de color vía gluones. Otro límite en el cual podemos resolver QCD es a pequeñas energías, es decir, los quarks ligeros 'u' *up*, 'd' *down* son muy cercanos en masa y tienden a ser cero, también el quark 's' *strange* tiene masa pequeña. En el límite cuando las masas tienden a cero hay una nueva simetría, esta es llamada simetría quiral, esta se refiere a la indistinguibilidad de los quarks con helicidades opuestas. Esta simetría es en realidad espontáneamente rota que cae en la necesidad de tener escalares sin masa, llamados bosones *Goldstone* [3]. La situación en medio de la figura 2.1 es peor debido a que es la región de resonancias, esto es el verdadero dominio del régimen no

¹En la presente tesis la terminología del idioma Ingles se utilizara con el tipo de letra itálica(*itálica*)

perturbativo de QCD. Los diferentes campos en los que actúa QCD se muestra en la figura 2.1. Para entender lo que nos dice QCD en el rango de Q^2 de 0.1 a 4 GeV^2 , modelos han sido guiados a entender los grados de libertad efectivos en la espectroscopía de un mesón y un barión, así como la interacción efectiva entre ellos, esto es introduciendo el término de quarks constituyentes.

QCD ha dado lugar a varios modelos que han sido propuestos, como el modelo de la bolsa [4], modelos de quarks con varios potenciales quark quark [5], modelo del tubo de flujo [6], el modelo de red (*lattice* QCD) y otros.

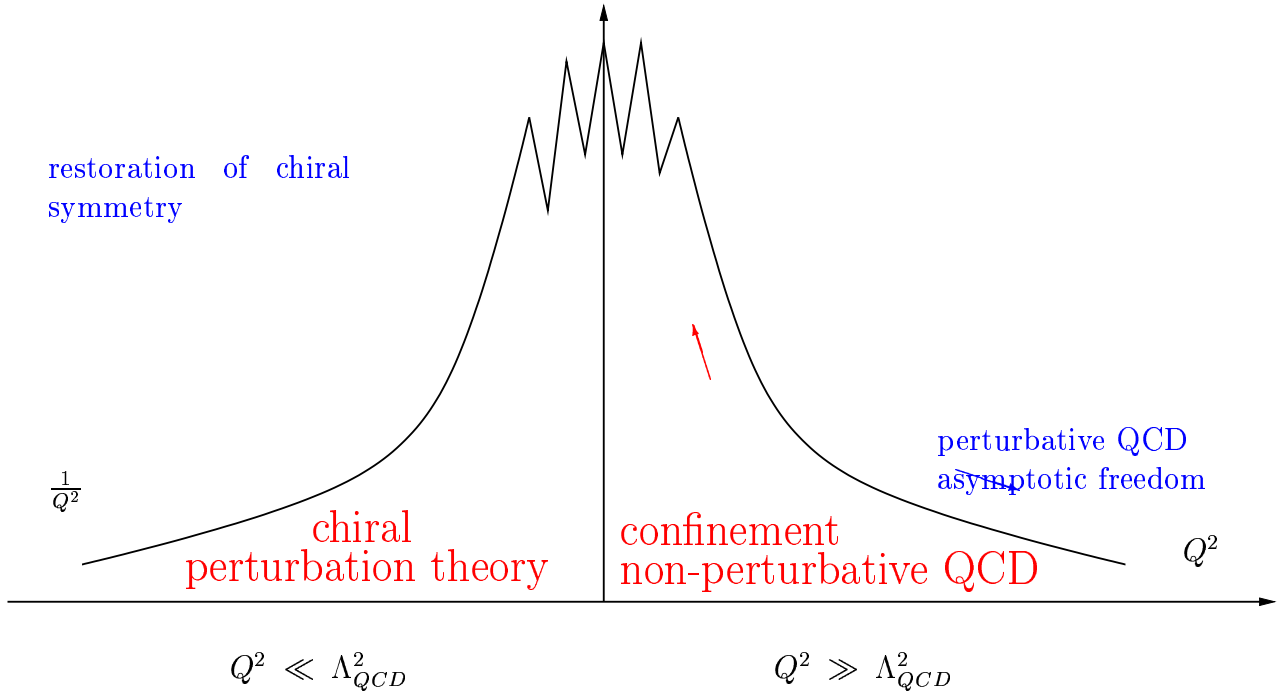


Figura 2.1: QCD observables como función de Q^2 , [7].

Uno de los más aceptados es (*lattice* QCD), donde QCD es simulada como los puntos de una red, estos son conectados por líneas representando campos de gluones los cuales se ajustan y proveen un mínimo de energía en una configuración dada, un ejemplo donde da una buena estimación es para el potencial entre el quark *bottom* y su antiquark. Aunque con este modelo, por ejemplo no puede ser explicada la masa del protón.

También el modelo de red (*lattice* QCD) predice un nuevo tipo de materia hadrónica la cual no comprende quarks constituyentes, esto predice la existencia de *glueballs*, una *glueball* es por definición un singlete en sabor y color [7]. Aparte de las *glueballs* también hay híbridos donde podemos formar el color de tres quarks con el anticolor de tres antiquarks y así formar un singlete en color y por lo tanto formar un estado observable. Se espera que las *glueballs* tengan números cuánticos como otros mesones, los híbridos pueden tener números cuánticos que no son accesibles a mesones normales $q\bar{q}$.

También QCD permite que existan estados con 4 o más quarks. Este es el objetivo de este

trabajo, tratar de encontrar una partícula con $qq\bar{q}\bar{q}$, $U(3100)$. Recientemente hay evidencia experimental de un estado de $qqqq\bar{q}$ [8].

2.2. GRUPOS

Por definición un Grupo es una colección de objetos que posee una ley de composición, llamada producto, tal que el producto de dos elementos en G da otro elemento en G .

Las propiedades de un grupo son:

- Un Grupo G posee un elemento e , llamado elemento identidad, tal que

$$ae = ea = a \quad \forall a \in G. \quad (2.1)$$

- Un grupo G posee un elemento inverso; es decir, para cada a que esté en G , existe a^{-1} , tal que

$$a^{-1}a = aa^{-1} = e. \quad (2.2)$$

- El triple producto obedece la ley asociativa

$$abc = (ab)c = a(bc) \quad (2.3)$$

La ley conmutativa no está explícitamente contenida en la definición de grupo.

- Dados $a, b \in G$, si

$$ab = ba \quad (2.4)$$

entonces el grupo es abeliano.

- Si el número de elementos en G es finito e igual a g , entonces G es un grupo finito de orden g .

2.2.1. Grupo $SU(2)$

Este es representado por un grupo de rotación, los generadores pueden ser escritos como $J_i = 1/2 \sigma_i$, con $i = 1, 2, 3$, donde σ_i son las matrices de Pauli.

Las matrices de Pauli son hermitianas y generan transformaciones de tipo $U(\theta_i) = e^{-i\theta_i \sigma_i/2}$, y el $\det(e^{i\theta}) = 1$

2.2.2. Grupo SU(2) de Isospín

El isospín surge porque la interacción nuclear no puede distinguir el protón y el neutrón. Debido a esto el protón y el neutrón se pueden considerar como 2 grados de libertad de un isodoublet.

El concepto de isospín es muy útil. Si consideramos la descripción de un sistemas de dos nucleones, cada uno con espín=1/2, siguiendo las reglas de adición de momento angular, los sistemas compuestos de este par de nucleones tienen espín total S=1 ó S=0.

La composición de estos estados de espín en un triplete y en un singlete son:

$$\begin{aligned} |S = 1, M_s = 1 > &= \uparrow \uparrow \\ |S = 1, M_s = 0 > &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow \downarrow + \downarrow \uparrow) \\ |S = 1, M_s = -1 > &= \downarrow \downarrow \end{aligned}$$

$$|S = 0, M_s = 0 > = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow \downarrow - \downarrow \uparrow)$$

Cada nucleón es postulado a tener isospín I=1/2 con $I_3 = \pm 1/2$, para protones (+) y neutrones (-).

Aunque este concepto de isospín fue utilizado para física nuclear, también es importante en física de partículas, ya que las partículas compuestas de quarks son clasificadas por isospín o en multipletes de isospín.

2.2.3. Grupo SU(3)

El conjunto de matrices unitarias 3 x 3 con $\det U=1$ son parte del grupo SU(3). SU(3) tiene $3^2 - 1 = 8$ generadores linealmente independientes sin trazas, las matrices 3 x 3 se refiere a esta representación fundamental, SU(3) tiene un rango 2 y SU(2) tiene rango 1.

2.2.4. Grupo de Sabor SU(3)_f

La simetría SU(3)_f es una extensión del grupo SU(2)_f ya que se tenía otro sabor 's', se le llama simetría de sabor SU(3)_f. Esta simetría es de 'u', 'd', y 's', se le asigna al quark en un 3 triplete y al antiquark en un $\bar{3}$ antitriplete. Las nueve combinaciones posibles que contienen 'u', 'd', y 's', pueden ser colocados en un octete y un singlete.

La manera de generar el antitriplete es de la siguiente forma:

$$\blacksquare 3 \otimes 3 = \bar{3} + 6.^2$$

La manera en que se generan el singlete y el octete es de:

$$\blacksquare 3 \otimes \bar{3} = 1 + 8.$$

²El símbolo matemático \otimes corresponde a el producto tensorial

Esta no es una simetría exacta ya que cuando tomamos en cuenta el quark 'c' *charm*, dado que sumamos un sabor más, el grupo que va a ser ahora es $[SU(4)_f]_{sabor}$.

2.2.5. Grupo de Color $SU(3)_c$

Esta es una simetría exacta dado que hay solo 3 colores, y dado que solo existen estados neutrales en color, esto basado en QCD, el espacio de color es una representación espacial para el grupo de simetría $SU(3)$ denotado por $[SU(3)_c]_{color}$.

Las representaciones de $SU(3)$ es un triplete. Las 3 cargas de color para un quark son R (*Red*), G (*Green*) y B (*Blue*), estos forman la representación fundamental del grupo de simetría $SU(3)$, en esta representación los generadores son matrices 3 x 3, y estas son conocidas como matrices de *Gell - Mann*.

La observación empírica de que no hay partículas con número barionico fraccionario garantiza que solo existen estados físicos que son singletes en color.

2.2.6. Grupo $SU(n)$

Más generalmente, las partículas pueden ser asignados en múltipletes formando representaciones de $SU(n)$, el grupo isomórfico que todas las matrices unitarias U ($\det U = 1$, $UU^\dagger = 1$).

Una matriz compleja de $n \times n$ tiene $2n^2$ parámetros arbitrarios reales, y $n^2 - 1$ generadores.

2.3. EL MODELO DE QUARKS

2.3.1. Mesones y sus números cuánticos

Los quarks tienen espín $1/2$ y número barionico $1/3$, y el antiquark tiene espín $1/2$ y número barionico $-1/3$. Combinando quark y antiquark tenemos que $B=0$ y el espín $S=1$ ó $S=0$, y los estados ligados son llamados mesones. Con el espín total S y el momento angular orbital L entre el par quark antiquark formamos el momento angular total J : $J = L + S$. Los objetos $q\bar{q}$ tienen las siguientes propiedades:

- Paridad $P = (-1)^{L+1}$

La paridad de un mesón es debido al momento angular orbital entre el quark y el antiquark $P = (-1)^L$ multiplicada por sus paridades intrínsecas $P_q P_{\bar{q}} = -1$.

- Paridad $C = (-1)^{L+S}$

La función total de un mesón es antisimétrica ante el cambio de un quark por un antiquark. La simetría de las funciones de onda está dada por el producto de las simetrías de la función de onda espacial y del espín, y por la paridad C :

- *Espín* : $(-1)^{S+1}$
- *Espacio* : $(-1)^L$
- Carga: $C = (-1)^{S+L+1} = -1$,

por lo tanto $C = (-1)^{S+L}$

■ Isospín

Con los quarks 'u' *up* y 'd' *down*. Podemos construir estados con 2 y 3 quarks, el isospín del sistema es determinado la suma de los isospines de los quarks usando los coeficientes de *Clebsch – Gordan*.

Podemos construir $q\bar{q}$ mesones como $\pi's$ ó $\eta's$.

$$\begin{aligned}
 |I = 1, I_3 = 1 > &= -|u\bar{d} > &= -|\pi^+ > \\
 |I = 1, I_3 = 0 > &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u} > - |d\bar{d} >) &= |\pi^0 > \\
 |I = 1, I_3 = -1 > &= |d\bar{u} > &= |\pi^- > \\
 \\
 |I = 0, I_3 = 0 > &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u} > + |d\bar{d} >) &= |" \eta " >
 \end{aligned}$$

Los tres estados $|\pi^+ >$, $|\pi^0 >$ y $|\pi^- >$ forman un *iso – triplete*, η and η' ambas forman *iso – singletes*.

■ G-Paridad $P = (-1)^{L+1+I}$

La paridad C tiene un eigenvalor, solo para partículas las cuales son sus propias anti-partículas. Es útil introducir también la paridad G como la paridad C seguida de una rotación en el espacio del isospín de cerca de 90 grados alrededor del eje Y.

La paridad G es conservada en interacciones fuertes.

2.3.2. Nonetes de Mesones

En la actualidad sólo se sabe que existen seis quarks 'u' *up*, 'd' *down*, 's' *strange*, 'c' *charm*, 'b' *bottom* y 't' *top*. Los mesones son caracterizados por sus números cuánticos J^{PC} y su contenido de sabor. En $SU(3)_f$ el dominio de los quarks ligeros, un conjunto de números cuánticos J^{PC} guía a que hay un nonete de estados. Basados en la simetría $SU(3)$ de sabor con los quarks 'u', 'd' y 's' nosotros esperamos un octete y un singlete. En la gráfica 2.2 se muestran los mesones para $SU(4)$: a) Pseudo escalares (espín=0), b) Vectores (espín=1) hechos con los quarks 'u', 'd', 's' y 'c'. Los nonetes de los quarks ligeros ocupan los planos centrales, en los cuales los estados con $c\bar{c}$ han sido incorporados. Los mesones neutrales que están en el centro de estos planos son mezclas de $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ y $c\bar{c}$ [9].

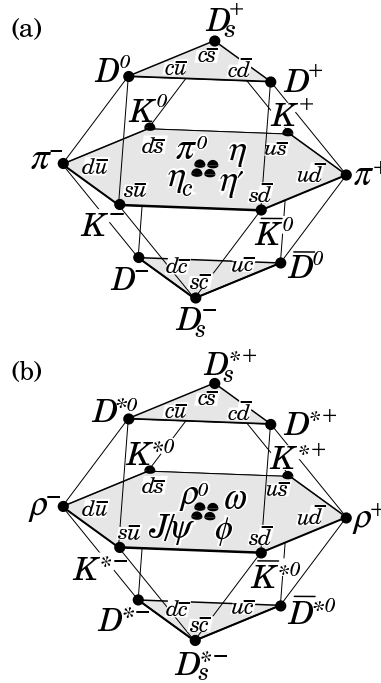


Figura 2.2: Mesones a) Pseudo escalares b) Vectores hechos con los quarks 'u', 'd', 's' y 'c', [9].

2.3.3. Bariones

Los bariones están compuestos por 3 quarks; como los quarks son fermiones. Los bariones tienen espín fraccionario.

Además la suma de bariones y antibariones es conservado.

La función de estado de un barión es antisimétrica bajo el intercambio de uno de los quarks, esto se puede expresar de la siguiente forma.

$$|qqq\rangle_A = |color\rangle_A \times |espacio, espin, sabor\rangle_A \quad (2.5)$$

En la gráfica 2.3 se muestran los multipletes de SU(4) de bariones hechos con los quarks 'u', 'd', 's' y 'c'. a) Los 20 pletes con un octete de SU(3), y b) Los 20-pletos con un decuplete de SU(3) [9].

2.4. HÍBRIDOS

Mesones con una excitación gluónica intrínseca a los que se llamó híbridos, fueron predichos después del desarrollo del modelo de bolsa. En ese tiempo los híbridos fueron pensados

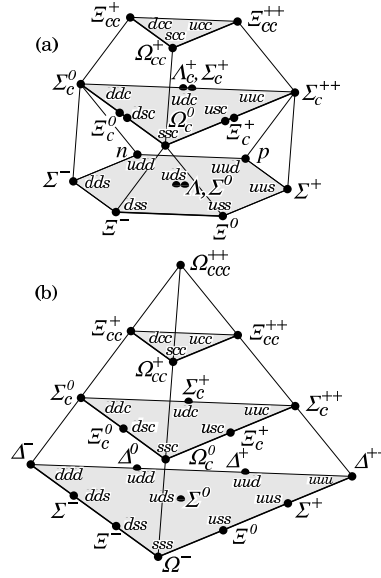


Figura 2.3: Multipletes de SU(4) de bariones hechos con los quarks 'u', 'd', 's' y 'c'. a) Espín=1/2, b) Espín=3/2, [9].

como parejas de $q\bar{q}$ en color en un octete neutralizado en color por un gluón constituyente. Hoy esperamos híbridos como una excitación de campos de gluones provenientes de las fuerzas de amarre entre quark y antiquark. Los híbridos son esperados con un amplio rango de números cuánticos diferentes. Particularmente existe la posibilidad de estados híbridos exóticos, con números cuánticos $J^{PC} = 1^{-+}$, que no son accesibles a sistemas de $q\bar{q}$ [10], aunque no hay confirmación experimental de la existencia de estos estados exóticos.

2.4.1. $\pi_1(1400)$ Exótica con $I^G(J^{PC}) = 1^-(1^{-+})$

Un mesón exótico ha sido visto a decaer en una onda P en el sistema $\eta\pi$ [11]. Los números cuánticos en esta onda parcial son $I^G(J^{PC}) = 1^-(1^{-+})$, estos números cuánticos no son accesibles a sistema de $q\bar{q}$, por lo tanto es un exótico. Un mesón con números cuánticos $I^G(J^{PC}) = 1^-(0^{-+})$ es llamado π , y una con $I^G(J^{PC}) = 1^-(2^{-+})$ es llamado π_2 , y estos dos son estados accesibles para mesones $q\bar{q}$. Un mesón con los números cuánticos $I^G(J^{PC}) = 1^-(1^{-+})$ es llamada π_1 . El $\pi_1(1400)$ no puede ser un mesón regular, tiene una estructura más compleja, puede ser un híbrido o también puede ser una resonancia de $qq\bar{q}\bar{q}$.

2.4.2. Estados con 4 quarks en $SU(3)_f$

Ahora como construimos un decuplete de estados de 2 quarks y 2 antiquarks.

2 quarks se combinan en 3 sabores de la siguiente forma:

$$3 \otimes 3 = \bar{3} + 6,$$

y 2 antiquarks $3 + \bar{6}$

Por lo tanto lo construimos de la siguiente forma:

$$(\bar{3}+6)\otimes(3+\bar{6})= 3 \otimes \bar{3} + \bar{3} \otimes \bar{6} + 6 \otimes 3 + 6 \otimes \bar{6}.$$

$$(\bar{3}+6)\otimes(3+\bar{6})= 1+8+8+10+8+\bar{10}+1+8+27.$$

De aquí se ve que podemos formar $10 + \bar{10}$ y $6 - \bar{6}$ multipletes de 4 diferentes octetes.

Debido a que hay un número grande de estados diferentes con los mismos números cuánticos se deberían esperar estados de 4 quarks.

2.5. ANTECEDENTES DEL U(3100)

Dos experimentos han reportado evidencia de estados exóticos U(3100) decayendo a $\Lambda^0 \bar{p} + n\pi$, WA62 y BIS-2.

De acuerdo con estos experimentos se espera que la masa este alrededor de $3100 \text{ MeV}/c^2$, el número barionico $B= 0$, extrañeza $S= -1$, e isospín es $I= 3/2$, y tenga tiempo de vida muy corto, del orden de 10^{-23} s .

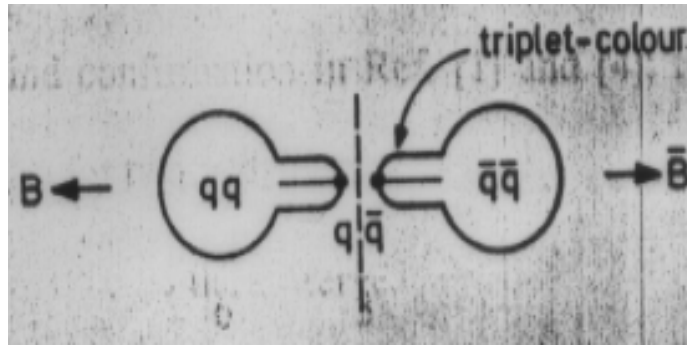
En lo que respecta a una partícula con decaimiento $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p}\pi^+ \pi^+$, la Λ^0 tiene quarks (uds), el \bar{p} tiene quarks ($\bar{u}\bar{u}\bar{d}$) y el π^+ tiene quarks ($u\bar{d}$), haciendo las combinaciones de los quarks obtenemos que el U^+ tiene los siguientes quarks ($su\bar{d}\bar{d}$). Dado que tiene los quarks s, u y \bar{d} pueden provenir del decaimiento del quark *charm*, $c \rightarrow su\bar{d}$, el decaimiento del U(3100) pudiera ser débil. En ese caso, el $U^+ = c\bar{d}$ debiera ser un estado excitado de la partícula $D^* \rightarrow D + n\pi$, pero la partícula D^+ tiene como masa 1870 MeV y la partícula U^+ tiene 3100 MeV . Por tanto, se concluye que no es posible que U(3100) sea un estado excitado de $c\bar{d}$.

Existen modelos que explican estados con 4 quarks, donde estos sistemas pueden ser explicados como pares de qq y $\bar{q}\bar{q}$, estos son llamados *diquonium*, esta notación fue introducida para describir el barión como un sistema de dos cuerpos, y se usa para diquarks en el estado base. Al quark en $SU(3)_c$ se le asigna un antitriplete en color y al antiquark un triplete en color. El sistema qq es un triplete o un antisextete y el sistema $\bar{q}\bar{q}$ es un antitriplete o un sextete.

Hay 2 posibilidades de obtener un singlete en color; $3 \otimes \bar{3} = 1 + 8$ y $6 \otimes \bar{6} = 1 + 8 + 27$, donde la primera es llamada *True - Diquonium*, y la segunda es llamada *Mock - Diquonium*.

2.5.1. True Baryonia

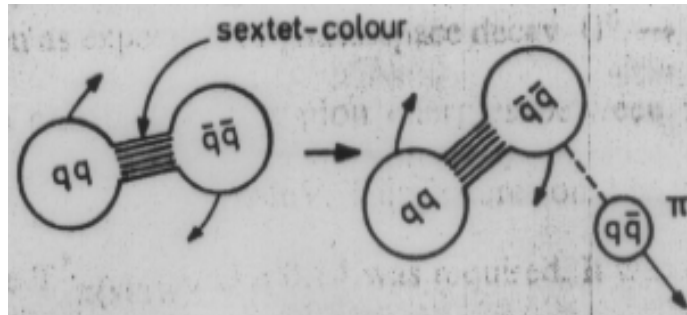
En este sistema tenemos $qq\bar{q}\bar{q}$. El *True - Diquonium* se espera altamente inestable [12], con un tiempo de vida corto o un ancho muy grande, dado que el triplete de color conecta al qq y al $\bar{q}\bar{q}$, se romperá inmediatamente formando un mesón $\bar{q}q$, esto proveniente de la energía del campo (gluones) y como tenemos gluones en abundancia qq , el producto final del decaimiento es un par barión antibarión.

Figura 2.4: Esquema diagramático de *True – Baryonia*, [12].

2.5.2. *Mock Baryonia*

El mismo proceso que en el *True – Baryonia* no es posible en el *Mock – Baryonia* [13], es decir, no se pueden formar el par barión antibarión, esto debido a que la fuerza lo lleva al sexteto de color, y por lo tanto los sistemas qq y $\bar{q}\bar{q}$ son separados por una barrera alta de momento angular tal que las funciones no se traslapan. Se esperan estados donde una de-excitación (y una reducción del momento angular) venga de una emisión de un pión, el pión formado en este caso por el sistema $q\bar{q}$ o $\bar{q}q$. Este proceso se dará hasta que el momento angular se reduzca hasta que las funciones de onda de los sistemas qq y $\bar{q}\bar{q}$ se traslapan.

Debido a que se necesitan más factores ocurran al mismo tiempo se espera que esta partícula de 4 quarks debe vivir un poca más y por lo tanto debe tener un ancho menor comparado con el *T – Baryonia*.

Figura 2.5: Esquema diagramático de *Mock – Baryonia*, [12].

2.6. EVIDENCIA EXPERIMENTAL DEL U(3100)

2.6.1. Experimento WA62

En lo que respecta a WA62, éste se realizó en el *CERN* utilizando un haz de hiperones, es decir, se hace incidir un haz de Σ^- sobre un blanco de berilio, a $135 \text{ GeV}/c$ [14], en este experimento se observó un barión A^+ con quarks (csu), ahora llamada Ξ_c^+ , se midió su tiempo de vida, y se observó un pico en $2460 \text{ MeV}/c^2$ en la distribución de masa efectiva ($\Lambda^0 K^- \pi^+ \pi^+$). En la misma muestra se observó un pico en $3100 \text{ MeV}/c^2$ en la distribución de masa efectiva ($\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$) y en otros dos decaimientos los cuales se muestran en la figura 2.6, la cual fue obtenida solo cambiando los candidatos de la masa del K^- por la masa del antiprotón (\bar{p}), la evidencia experimental está en el cuadro 2.1.

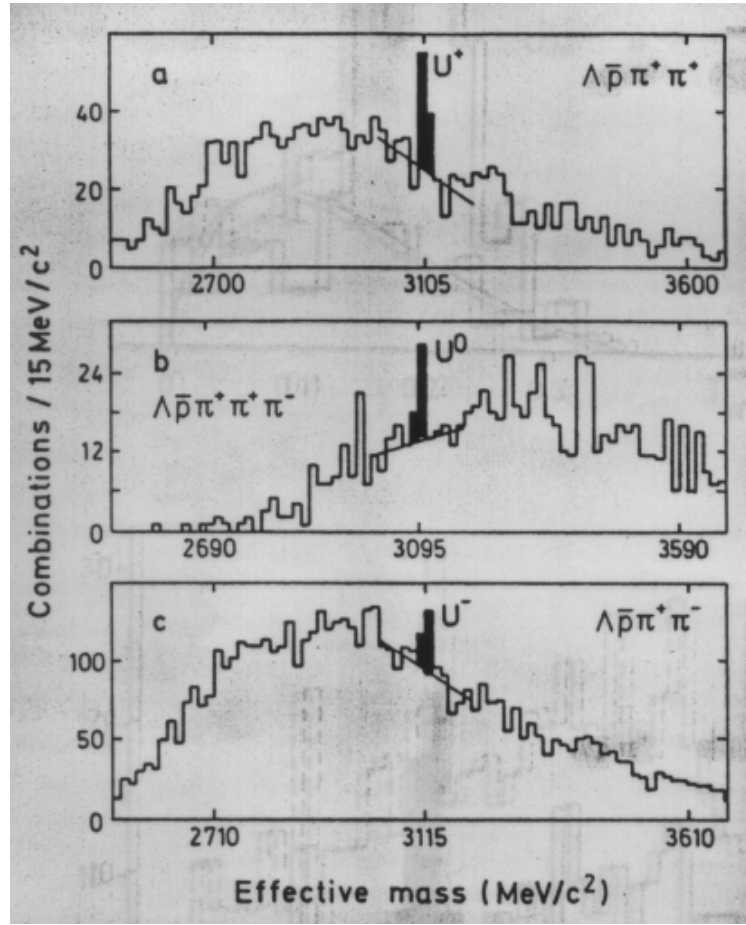


Figura 2.6: Evidencia experimental para 3 estados del U(3100) en WA62, decayendo a ($\Lambda^0 \bar{p} + n\pi$), [12].

Tipo de U	WA62	BIS-2	CARGA	QUARKS
U^+	$U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$	$U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$	+1	$usdd$
U^-	$U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$	$U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$	-1	$\bar{u}sq\bar{q}$
U^{--}		$U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$	-2	$sd\bar{u}\bar{u}$
U^0	$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$	0	$\bar{s}d\bar{q}\bar{q}$

Cuadro 2.1: Cuadro de los diferentes tipos del U(3100), donde se muestran los experimentos que han visto los diferentes tipos de decaimientos.

2.6.2. Experimento BIS-2

En lo que respecta a BIS-2 este se realizó utilizando un haz de neutrones incidiendo sobre blancos de carbón, aluminio y cobre en el acelerador *Serpukhov* en Rusia a 70 GeV/c [15], la evidencia experimental se muestra en la tabla 2.1, en la columna de los quarks es una posible interpretación.

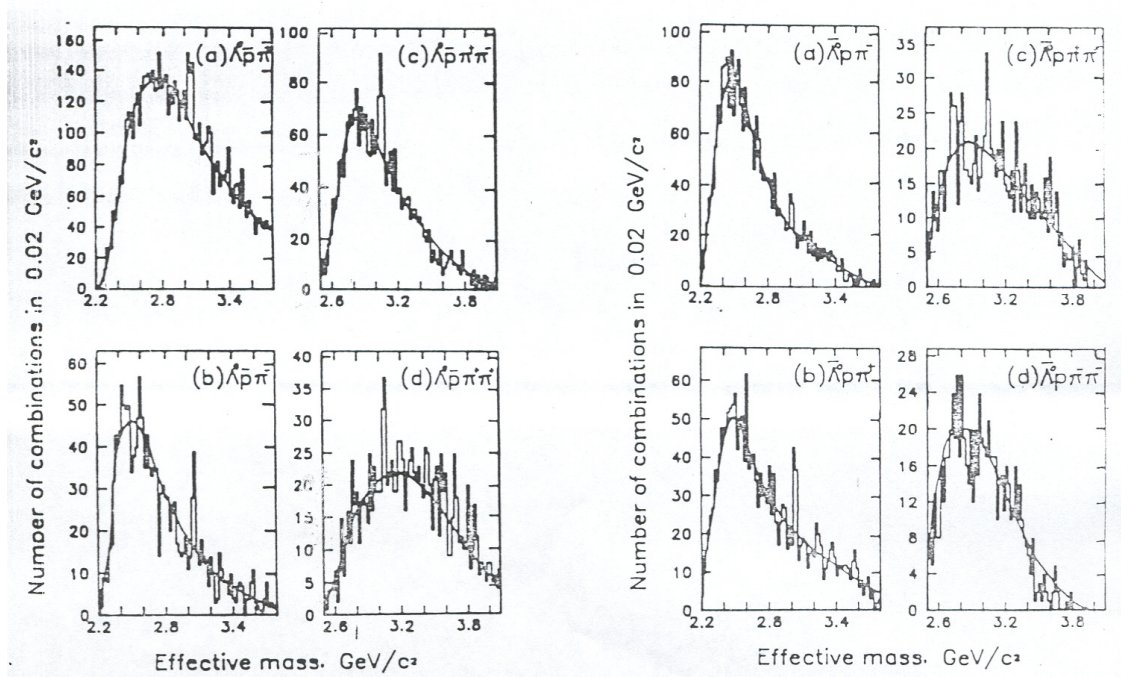


Figura 2.7: Evidencia experimental del U(3100) en BIS-2, lado izquierdo S=-1, lado derecho S=+1,[15].

La figura 2.7 muestra la evidencia experimental para los siguientes decaimientos: 1) del lado izquierdo tenemos, a) $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+$, b) $\Lambda^0 \bar{p} \pi^-$, c) $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$, d) $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, que es el caso correspondiente a U(3100) con extrañeza S=-1, 2) del lado derecho tenemos, a) $\bar{\Lambda}^0 p$

Tipo de U	BIS-2 ($S = -1$)	BIS-2 ($S = +1$)	CARGA
U^+	$U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$		+1
\bar{U}^+		$\bar{U}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^0 p \pi^- \pi^-$	-1
U^-	$U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$		-1
\bar{U}^-		$\bar{U}^- \rightarrow \bar{\Lambda}^0 p \pi^- \pi^+$	+1
U^{--}	$U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$		-2
\bar{U}^{--}		$\bar{U}^{--} \rightarrow \bar{\Lambda}^0 p \pi^+$	+2
U^0	$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$		0
\bar{U}^0		$\bar{U}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}^0 p \pi^-$	0

Cuadro 2.2: Cuadro de los diferentes tipos del $U(3100)$, donde se muestran la evidencia experimental del experimento BIS-2 para los diferentes tipos de decaimientos junto con su extrañeza S .

π^- , b) $\bar{\Lambda}^0 p \pi^+$, c) $\bar{\Lambda}^0 p \pi^- \pi^+$, d) $\bar{\Lambda}^0 p \pi^- \pi^-$, que es el caso correspondiente a $U(3100)$ con extrañeza $S=+1$.

Capítulo 3

Experimento SELEX

3.1. INTRODUCCIÓN

SELEX *Segmented Large x_F Baryon Spectrometer* es un experimento de blanco fijo en *FERMILAB Fermi National Accelerator Laboratory*, diseñado para realizar un estudio sistemático de bariones *charm*. SELEX (E781) es un espectrómetro multi-segmento con gran aceptación en interacciones y decaimientos en la dirección *forward*, donde este recolectó datos en 1996 – 97 usando haces de Σ^- , π^- a 600 GeV/c y protones a 500 GeV/c. El objetivo de SELEX es obtener una muestra grande de decaimientos de bariones *charm* haciendo uso de los diferentes tipos de haz y blancos. El experimento Selex tiene un programa amplio el cual incluye física de partículas con *charm* y sin *charm*.

ESTUDIO DE PARTÍCULAS CON *CHARM*

En lo que respecta a los bariones *charm* hay una gran variedad de metas. La primera es el entendimiento de los decaimientos débiles que al igual que los mesones *charm* tienen grandes efectos sobre QCD (Cromodinámica Cuántica), y para entender estos efectos se requiere un amplio programa de mediciones. En el caso de Λ_c^+ se han observado un número significativo de decaimientos no leptónicos. Muchos de estos son decaimientos de varios cuerpos que podrían tener estructura resonante, como por ejemplo el estudio de $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ [16]. Una parte muy importante son los tiempos de vida para los decaimientos semileptónicos. La segunda mayor área de física que podría ser abordada de bariones *charm* es la espectroscopía. La teoría efectiva del quark pesado (HQET) ha hecho una variedad de predicciones acerca del espectro de mesones *charm* y se pueden hacer predicciones similares para los bariones. SELEX fue el primer experimento en observar el decaimiento $\Xi_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ [17], mediante el estudio del decaimiento *Cabibbo – Suppressed*. Estos estudios investigan la producción en las interacciones de los decaimientos hadrónicos.

Recientemente se descubrieron bariones con doble *charm* [18].

ESTUDIO DE PARTÍCULAS SIN *CHARM*

La sección de dispersión total hadrónica es una de las mediciones fundamentales de las interacciones hadrónicas, esta inicialmente decrece como función del centro de energía masa. SELEX midió la sección total de dispersión para Σ^- , π^- en blancos de berilio, cobre, carbón

y polietileno. También se midió la sección total de dispersión del protón en blancos de berilio y carbón. Todas estas mediciones fueron hechas con un haz de (600 ± 50) GeV/c [19].

También se midió el radio de carga ya que nos proporciona información sobre la estructura interna del hadrón. Además nos permite verificar modelos que describen el confinamiento de quarks dentro de los hadrones. El radio de carga de π^- , Σ^- y el protón fue medido en SELEX estudiando las dispersiones $\pi^- e$, $p-e$, $\Sigma^- e$ [20]. SELEX midió la polarización de Σ^+ y Λ^0 como función de x_F y p_T , donde x_F es p_l/p_{max} , donde p_l es la componente del momento de la partícula al momento del haz incidente y p_{max} es el valor máximo posible del momento en el centro de masa, y p_T es definido como el momento transversal de la partícula.

3.2. APARATO SELEX

El aparato SELEX tiene varios espectrómetros para partículas cargadas. Por definición, un espectrómetro es un conjunto de detectores de partículas cargadas en los cuales las partículas cargadas tienen trayectorias en línea recta cuando despreciamos la dispersión múltiple de Coulomb, con una excepción cada espectrómetro incluye un imán. SELEX E781 es un espectrómetro de partículas cargadas de 3 etapas con identificación de partículas. El detector tiene una aceptación de $x_F > 0.1$. El diagrama general del detector se muestra en la figura 3.1. Una de las partes más importantes es el *Vertex Silicon Strip Detector* (SSD), ya que a grandes x_F los tracks poseen mayor momento y menor dispersión múltiple. Esto mejora la resolución en la región del vértice. Los haces de partículas Σ^-/π^- , p/π^+ fueron medidos con el *Beam Transition Radiation Detector* (BTRD). Los 2848 fototubos del *Ring Imaging Cherenkov Counter* (RICH) fueron usados para identificar partículas secundarias como e, μ , π , K y p. El *Electron Transition Radiation Detector* (ETRD) fue usado para separar electrones de los hadrones. Hay detectores que fueron utilizados para identificar y medir la energía de los fotones y electrones. SELEX también tiene un sistema muy preciso de *tracking* y 3 imanes para medir el momento de la partícula. En las siguientes secciones se analizarán las partes del aparato que se utilizan en el análisis de nuestros decaimientos.

3.2.1. Espectrómetro del haz

Haz de hiperones. Del acelerador *Tevatron* en Fermilab sale el haz de protones a 800 GeV y golpea con una interacción al blanco de berilio. En la interacción se crean muchas partículas secundarias y solo aquellas con (600 ± 50) GeV pueden atravesar el imán, es así como el haz de hiperones es generado. En la región del blanco a 600 GeV el haz negativo consiste aproximadamente 50.9 % π^- , 46.3 % Σ^- , 1.2 % Ξ^- y 1.6 % K^- . Con la polaridad opuesta del campo magnético, el haz positivo consiste aproximadamente 89.2 % p, 5.7 % π^+ , 2.7 % Σ^+ y 2.4 % K^+ [20].

Detector de Radiación de Transición (BTRD) *Beam Transition Radiation Detector*. El haz de partículas son identificadas en este detector. El número de *hits* en el haz (BTRD) fue usado para separar la componente del barión de la componente del mesón, [ver figura (3.2)].

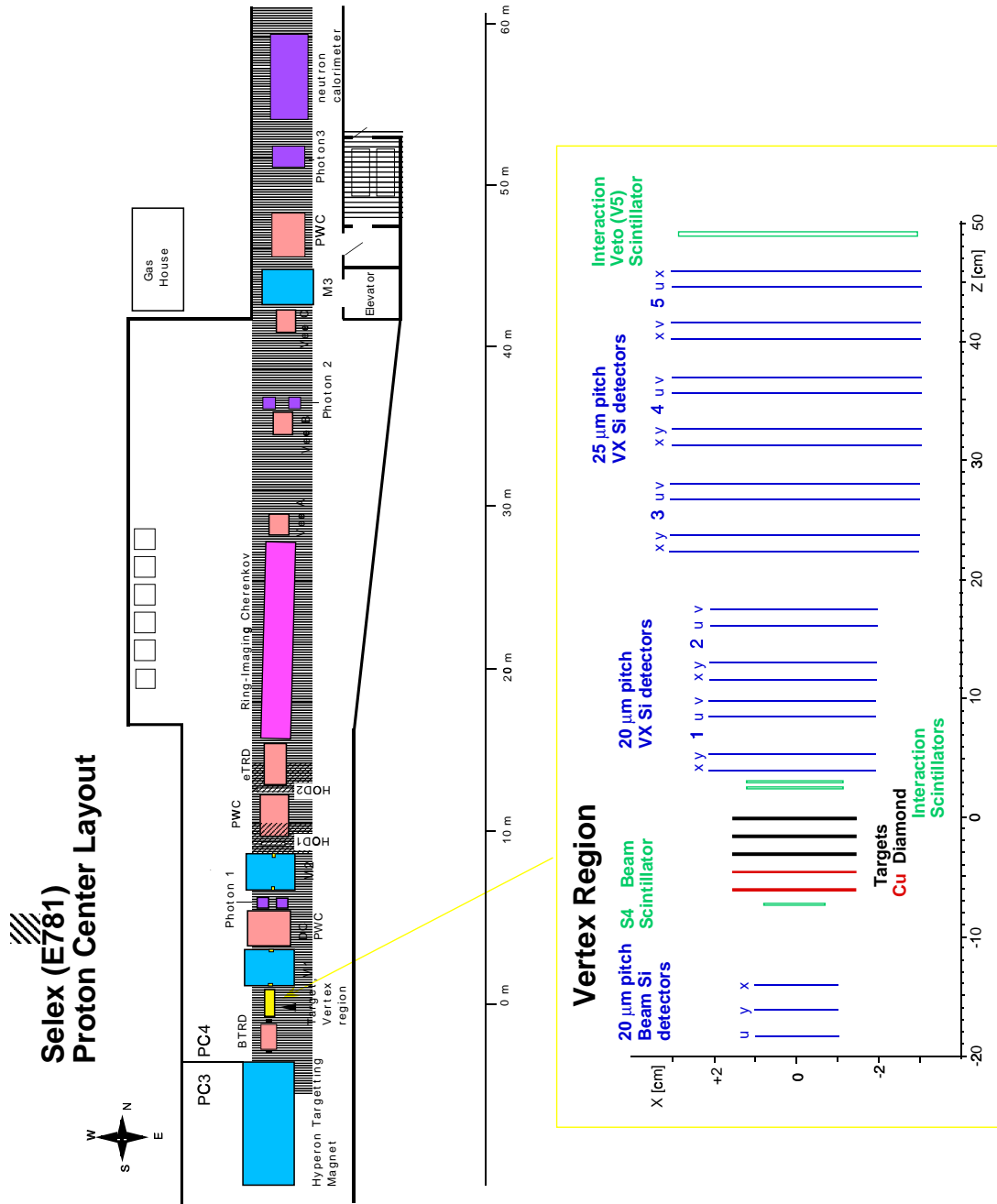


Figura 3.1: Vista esquemática del espectrómetro SELEX y región de vértices.

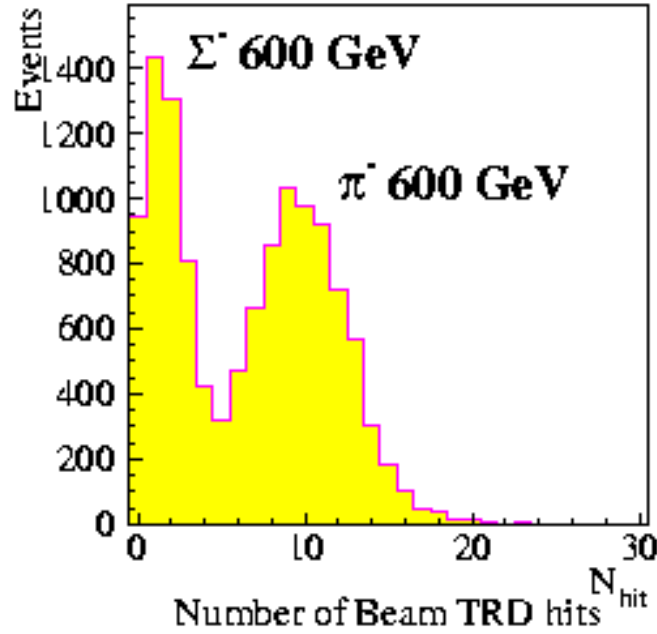


Figura 3.2: Separación de Σ^- / π^- , usando el número de *hits* en el BTRD.

Detectores de Silicio. Para determinar la trayectoria del haz se emplearon 8 planos de $20 \mu m$ de separación entre electrodos y una área efectiva de $2 \times 2 cm^2$. La posición del haz en la región de blancos es determinada con una resolución lateral de aproximadamente $4 \mu m$. En lo que respecta a los blancos, el haz de partículas interactúan con 5 blancos con una longitud de interacción de 4.3 %. El espaciamento de los blancos fue de 1.5 cm, de los cuales 2 fueron de cobre y 3 de diamante, estos materiales fueron utilizados para estudiar la producción de charm como función de A.

3.2.2. Espectrómetro de vértices

El detector de vértices *Microstrip* tiene 20 planos de silicio *Vertex Silicon Strip Detector*, estos para reconstruir decaimientos de partículas con tiempos de vida cortos. Los primeros 8 detectores tienen $20 \mu m$ de separación y $5.1 \times 5.0 cm^2$ de área efectiva, los detectores miden trayectorias en las proyecciones x, y, u y v estas dos últimas a 45 grados con respecto a las primeras. Cada detector tiene una eficiencia de detectar una interacción mayor al 98 %, y una resolución espacial de 0.5 mm, cabe señalar que son los mismos detectores de silicio que se utilizaron para el espectrómetro del haz, solo que los que se utilizarán en el espectrómetro de vértices son más grandes que los del haz.

3.2.3. Espectrómetro M1

El espectrómetro M1 tiene 3 cámaras multialambres proporcionales (MPWC) con una separación entre alambres de 3 mm y una área efectiva de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Cada cámara cuenta con 4 planos sensitivos en las 4 proyecciones [ver figura 3.3]. Estas cámaras tienen una eficiencia en la detección mayor a 90 % con una resolución espacial de 0.9 mm. También tiene 2 *drift chambers*, cada una con 2 planos sensitivos midiendo la posición en la proyección x. Las cámaras tienen una eficiencia de 80 % con una área efectiva de $2.4 \times 1.7 \text{ m}^2$ y una resolución de 0.7 mm.

Hay 3 estaciones de detectores de silicio de área grande (LASD) localizadas al final de los imanes M1 y M2 [ver figura 3.4]. Cada estación tiene 2 planos de doble cara con SSD *Silicon Strip Detector* con $50 \mu\text{m}$ entre sus electrodos y una área sensitiva de $3.2 \times 2.6 \text{ cm}^2$ y calcula las proyecciones u y v. Los detectores tienen una eficiencia del 95 % al 99 % en la detección y $15 \mu\text{m}$ de resolución espacial. Tres calorímetros electromagnéticos *Lead Glasss Electromagnetic Calorimeters* fueron colocados al final de los espectrómetros M1, M2 y M3, [ver figura 3.1]. Cada calorímetro tiene un orificio en el centro que permite el paso del haz y partículas con alta energía. Los calorímetros tienen una densidad de 4.1 g/cm^3 y una longitud de radiación de 2.5 cm.

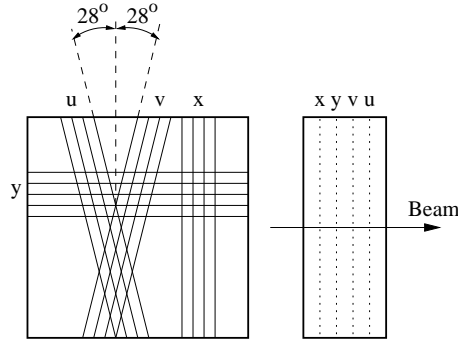


Figura 3.3: Diagrama esquemático de las cámaras PWC de M1.

3.2.4. Espectrómetro M2

Este espectrómetro M2 tiene 7 cámaras multialambres proporcionales (PWC) con una separación entre alambres de 2 mm, 3 cámaras tienen una apertura de $60 \times 60 \text{ cm}^2$, las 4 cámaras restantes tienen una apertura de $60 \times 100 \text{ cm}^2$ [ver figura 3.5]. Cada cámara tiene 2 planos sensitivos en las 2 proyecciones ortogonales. Las cámaras tienen una eficiencia de 95 % en la detección con una resolución de 0.6 mm.

En este espectrómetro M2 hay 6 detectores de electrones por radiación de transición (ETRD) con el propósito fundamental de identificar electrones. La radiación de transición se genera en 200 placas de polipropileno con una separación de $17 \mu\text{m}$ al frente de cada

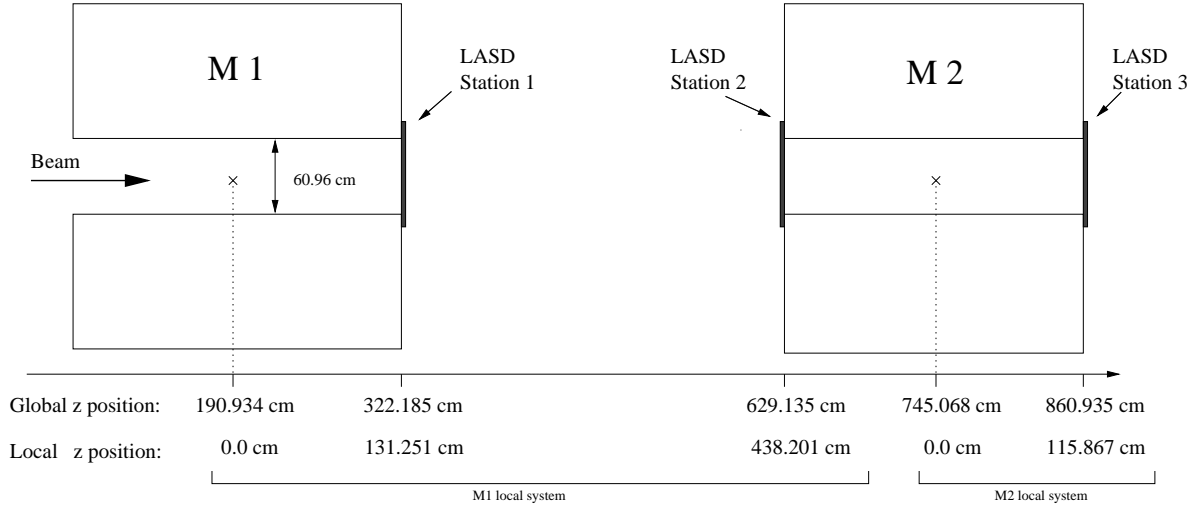


Figura 3.4: Localización de las 3 estaciones de LASD, [24].

cámara. La radiación fue detectada por cámaras (MPWC) multialambres de $103 \times 63 \text{ cm}^2$ con una separación entre alambres de 4 mm y llenados con una mezcla de Xe y metano.

3.2.5. *RICH*

El detector *RICH RING IMAGING CHERENKOV* es el mejor dispositivo para la identificación de partículas cargadas en SELEX. Este detector consiste principalmente de 3 partes: un fotocatodo formado por una matriz de fototubos, el tanque contenedor de radiador y el arreglo de espejos montados en la parte posterior del tanque. El tanque que contiene el radiador tiene 10 m de longitud, 2.4 m de diámetro y está lleno de Ne altamente puro a 1.05 atm, el uso del gas Ne evita problemas de dispersión del detector. El arreglo tiene 16 espejos hexagonales, cada espejo tiene 40 cm de ancho por 1 cm de espesor. La luz cherenkov es reflejada por estos espejos, esta luz incide sobre una matriz que consta de 2848 fototubos, es decir, 89 columnas de 32 fototubos [ver figura 3.6].

Cuando una partícula pasa por el detector y genera luz cherenkov con un frente de onda circular expandiéndose en un cono, tanto la posición del centro del anillo en la superficie focal, como el radio del anillo pueden ser calculados por medio del track y el momento medido en el espectrómetro M2, para cada partícula hipotética, las cuales son e , μ , π , K , p , Σ , Ξ y Ω [21].

La identificación de partículas se hace mediante un método de máxima verosimilitud, este método consiste en medir coordenadas espaciales para cada fotón, y este depende de cada hipótesis. Como es posible que haya varios fotones se le asigna una cierta probabilidad, si la hipótesis resulta cierta, entonces se espera tener más fotones distribuidos sobre un anillo de radio r alrededor del centro predicho. Para discriminar diferentes hipótesis i, j se debe aplicar un corte para la razón entre verosimilitudes $R_{ij} = \mathcal{L}_i / \mathcal{L}_j$, este corte depende generalmente del momento.

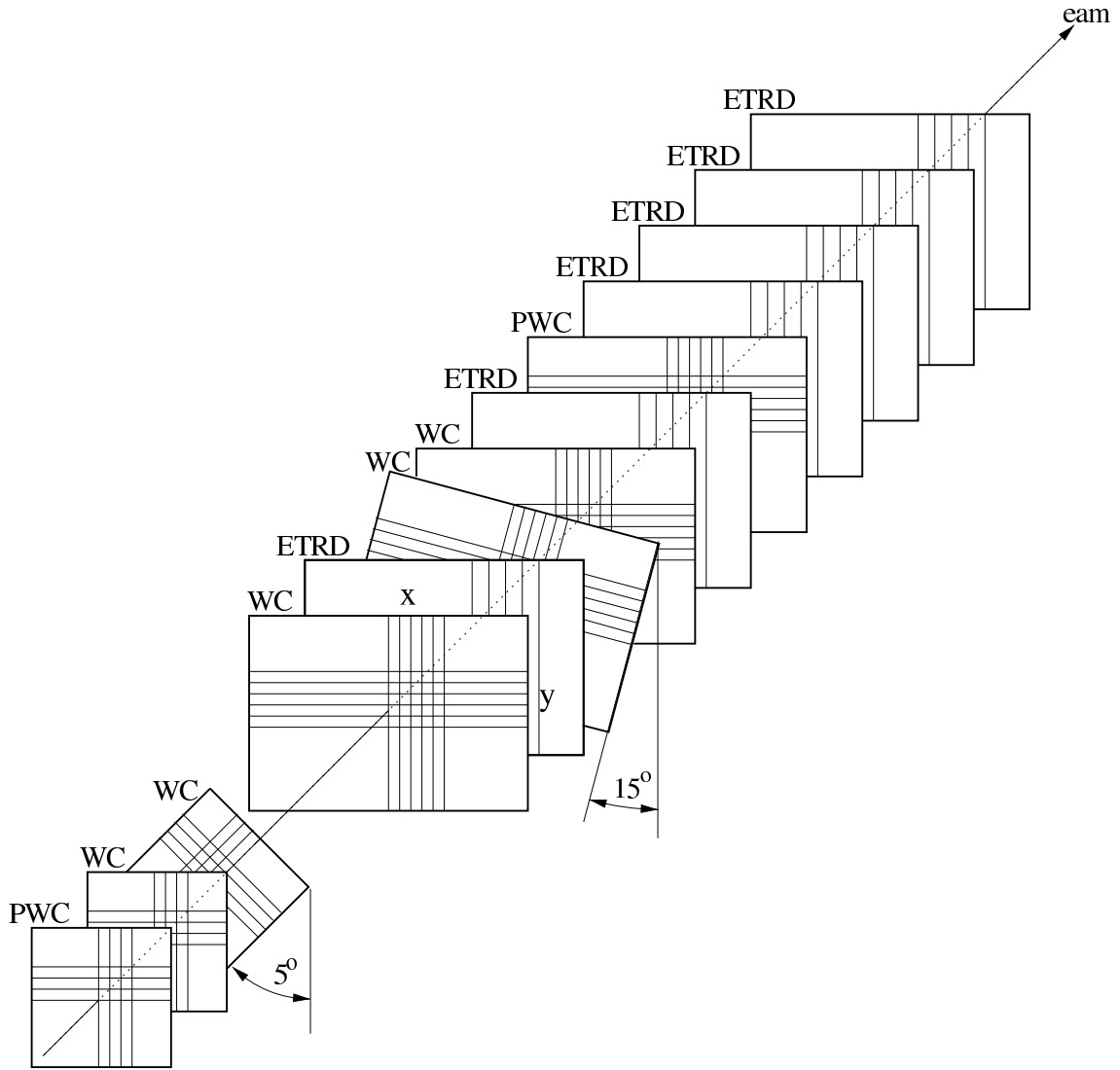
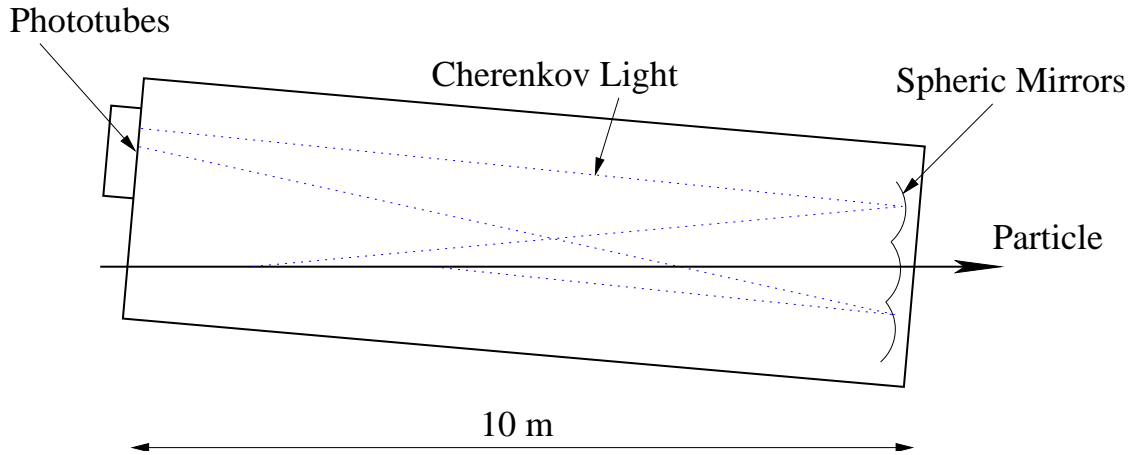


Figura 3.5: Diagrama esquemático de las cámaras PWC de M2.

El radio del anillo crece con la velocidad de la partícula [ver figura 3.7]. Cuando $\beta=1$ la partícula tiene un radio de 11.5 cm y una resolución de 1.8 mm en eventos multitrayectoria, con lo cual obtenemos una separación de 2σ en K/π hasta 165 GeV.

Cabe mencionar que la eficiencia del detector disminuye a medida que el momento de las partículas aumenta, ya que el radio del anillo tiende a ser el mismo.

Figura 3.6: Diagrama esquemático del detector *Rich*.

3.3. *TRIGGER* Y SISTEMA DE ADQUISICIÓN DE DATOS

El sistema *trigger* es el responsable de indicar el instante en que se ha producido una interacción preseleccionada del haz con los blancos, de tal forma que se pueda reconstruir la interacción.

El *trigger* en SELEX tiene un conjunto de cuatro centelladores (S1-S4), dos contadores *veto* (VH1,VH2), contadores de interacción (IC) y dos *hodoscopes* (H1,H2), [ver figura 3.8].

Los contadores de interacción (IC) producen una señal de salida cuya amplitud es proporcional al número de partículas que los cruzan. Estos contadores consisten en dos contadores delgados separados y colocados después de los blancos y la amplitud de la señal es medida en cada contador. Utilizando la amplitud más pequeña de los dos contadores para la prueba de multiplicidad de partículas y se suprime en gran cantidad los efectos de las fluctuaciones de Landau de las amplitudes de los contadores individuales.

El *trigger* T0 se define como un haz de partículas que tiene coincidencia en los contadores S1, S2, S4 pero que no tiene *hits* en los contadores *veto* VH1 y VH2.

El *trigger* T1 requiere una interacción en los blancos, una interacción en los blancos es definida como la señal de mínimo 3 partículas ionizantes, una señal del (BTRD) y 2 *hits* en la región positiva del *hodoscope* H1. En las primeras corridas la señal del (BTRD) no fue usada y las interacciones de π^- y Σ^- fue aceptada. En corridas posteriores el (BTRD) fue utilizado en el *trigger* y solamente con bariones Σ^- y p.

También hay otros *trigger* que se utilizaron para diferentes propósitos.

Ahora si el evento pasa por el *trigger*, es digitalizado y guardado.

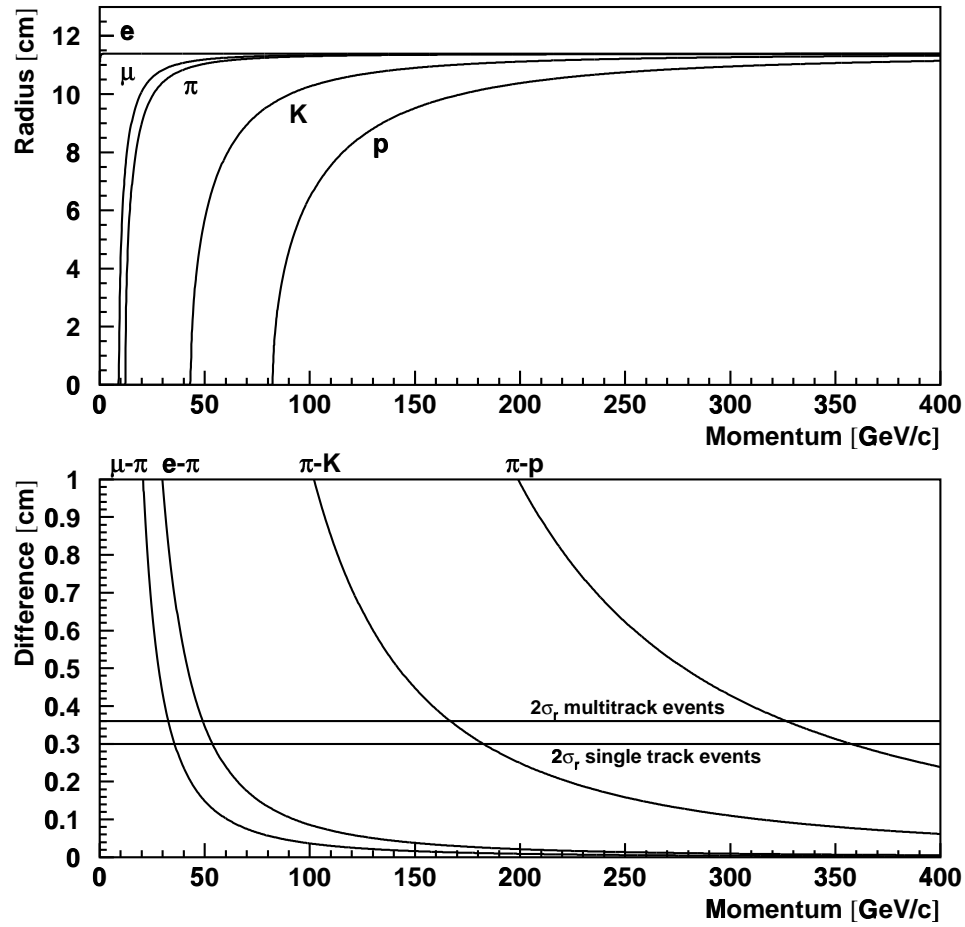


Figura 3.7: En la gráfica de la parte superior se muestra el radio, y en la parte inferior la separación para diferentes partículas, [25].

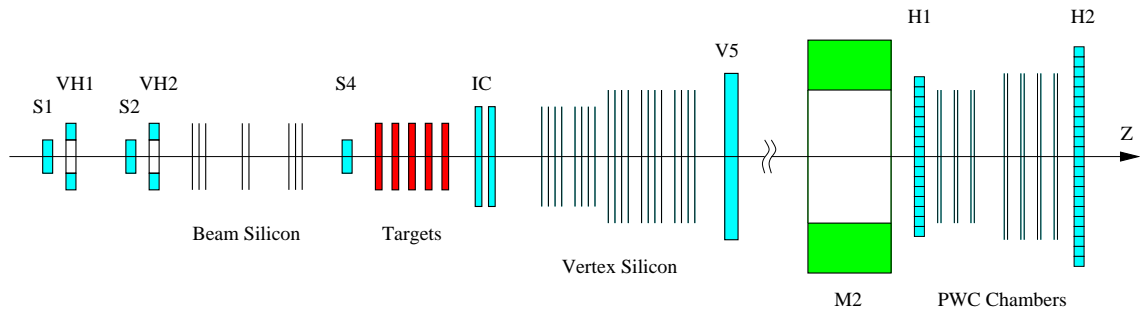


Figura 3.8: Vista esquemática de los elementos del *TRIGGER* de SELEX.

3.3.1. Filtro en línea

Unas de las innovaciones del experimento SELEX es el filtro en línea *Online filter*. Este programa procesa datos para rechazar eventos que no tienen evidencia de un vértice secun-

dario.

El filtro reconstruye trayectorias en las cámaras (PWC) esto en el espectrómetro M2, y solamente trayectorias con un momento mayor a 15 GeV/c pueden alcanzar a llegar a las cámaras PWC atravesando el imán M2. Un programa de reconstrucción especial busca trayectorias en el detector de vértices, el haz y las trayectorias reconstruidas en el detector de silicio y las cámaras son analizadas en el vértice primario. El filtro en línea pasa aproximadamente 1 evento de cada 8.

Un estudio especial muestra que el filtro en línea es aproximadamente equivalente a realizar un corte en $L/\sigma_L > 3$ donde L es la distancia entre el vértice primario y secundario.

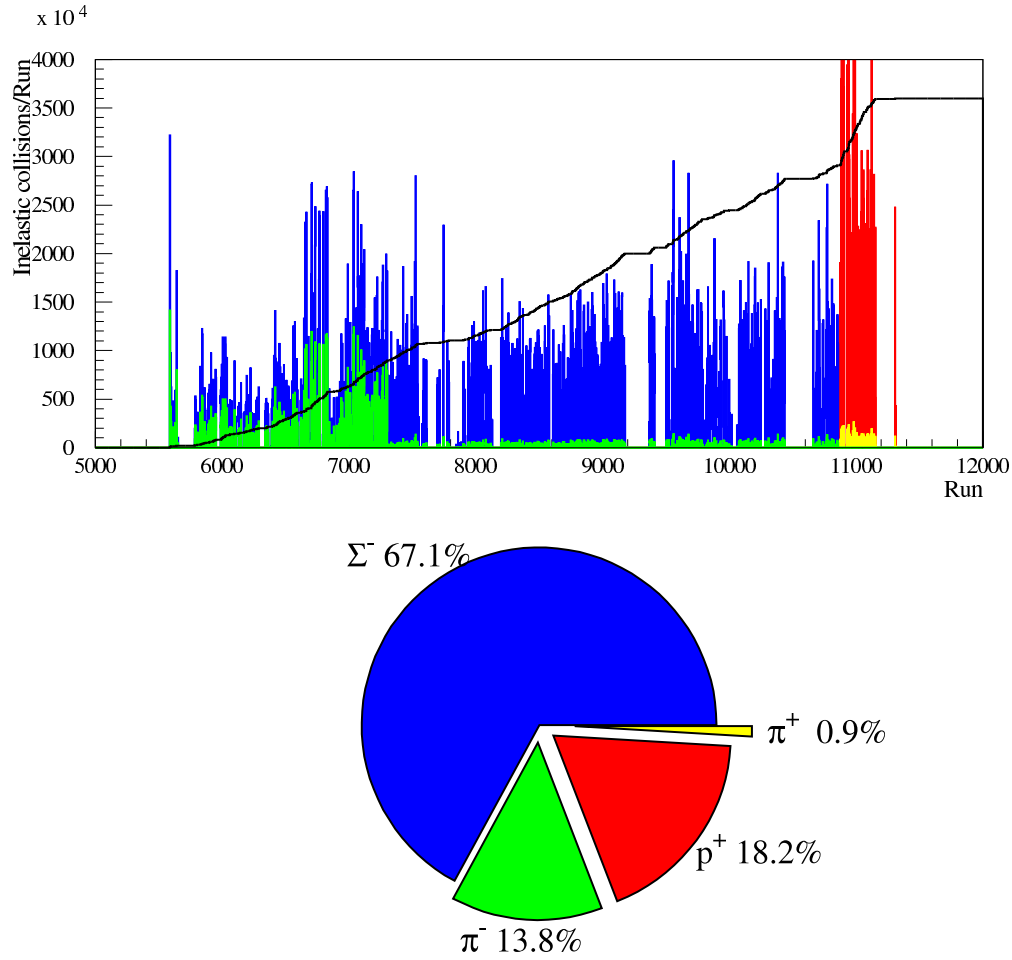
Esto lo que nos quiere decir, es que el filtro en línea reduce el *background* por un factor de 8 y cerca del 50 % de eficiencia en una señal típica de *charm*. Por lo tanto este factor juega un papel muy importante en el análisis de obtener resultados físicos.

3.4. DATOS DE SELEX Y CONJUNTO DE DATOS *CHARM*

SELEX empezó a tomar los datos en Julio de 1996. Primeramente fue para verificar el *trigger*, checar el aparato, y establecer eficiencias, calibrar los detectores de fotones y optimizar el filtro en línea.

En la primera parte el BTRD no fue utilizado en el *trigger*, y las interacciones de π^- y Σ^- fueron escritos. En la segunda parte se prendió el BTRD en respuesta al *trigger* T1 (sección anterior), y fueron escritas más interacciones de Σ^- .

En la tercera parte la polaridad del imán fue cambiada y el haz en su mayoría fue de protones [ver figura 3.9].



Total 15.2 Billion interactions

Figura 3.9: Diagramas de los datos de SELEX.

Los datos utilizados en el presente trabajo están divididos en 13 grupos. El cuadro 3.1 muestra las corridas y el tipo de grupo.

Estos grupos tienen nombres diferentes para clasificarlos, ya que para cada grupo se utilizó una versión de *trigger* y un filtro diferente. Todos estos grupos, excepto el grupo pp, fueron para eventos con un haz negativo, el pp fue con la polaridad positiva del haz.

También existe una corrida especial, el grupo pu, el cual no es mostrado en el cuadro 3.1, fue cuando el experimento corrió sin filtro *unfilter*. Estos datos no fueron tomados en cuenta en este análisis.

Tipo de Grupo	Run
pb1	5587 \rightarrow 6312
pb2	6313 \rightarrow 7012
pc1	7018 \rightarrow 7301
pc2	7302 \rightarrow 7381
pd	7382 \rightarrow 8079
pe	8089 \rightarrow 8673
pf	8683 \rightarrow 9046
pg	9057 \rightarrow 9411
ph	9502 \rightarrow 9789
px	9806 \rightarrow 10215
py	10220 \rightarrow 10243
pz	10244 \rightarrow 10858
pp	10876 \rightarrow 11313

Cuadro 3.1: Cuadro donde se pueden ver los 13 grupos, estos fueron puestos con el nombre de pb1, pb2, pc1, pc2, pd, pe, pf, pg, ph, px, py, pz y el último grupo es el de pp.

3.5. SOAP

SOAP *Selex Offline Analysis Package*. Este paquete es el que utilizamos en nuestro análisis de datos, y consta de varios paquetes para realizar las funciones de: *unpack*, *tracking*, *vertex*, *photon* y *recon*.

En el archivo `soap_data_generic.cmd` se encuentran todos los *switches* para prender y apagar según lo que se desee realizar. Este archivo está en el apéndice A.1.

3.5.1. Tracking

Entre los paquetes que utilizamos esta *tseg*, este algoritmo es llamado segmento de *track*. Este código busca piezas de líneas rectas de trayectorias de las partículas en diferentes partes del espectrómetro.

El algoritmo comienza con 4 *hits* iniciales en 4 diferentes planos, que define una línea recta en el espacio, después de esto cuenta cuántos *hits* hay a lo largo de esta línea, y si hay suficientes *hits* se ajusta a una línea recta, cuando no se ajusta se asume que hubo dispersión múltiple. El error de una medición simple es definida por el espacio entre alambres. Existen varios cortes que son aplicados para asegurar que un conjunto de *hits* en particular formen un buen segmento.

El algoritmo es un algoritmo repetitivo; entonces, el mismo evento es procesado varias veces, hasta que todos los posibles *tracks* son encontrados.

Cada *pass* tiene sus propios cortes, estas son versiones del procesamiento de datos. Una vez que un *hit* es asignado a algún *track*, el algoritmo lo etiqueta como usado, y cuando continua el siguiente algoritmo trata de evitarlo. La estrategia general es que en combinaciones iniciales el programa busque segmentos largos con muchos *hits* que provengan de la región de la interacción primaria con cortes muy suaves, después los cortes son un poco más suaves y así sucesivamente.

3.5.2. *Vertex*

Este es el paquete de reconstrucción que trata de encontrar las coordenadas del vértice primario. El código del vértice secundario toma los *tracks* que no son asignados al vértice primario, y ve si forman buenos vértices secundarios. Puesto que todos los *tracks* son encontradas por el *silicon vertex*, se tratan solamente vértices secundarios cerca del primario, algunos subpaquetes de *vertex* son:

■ v1

Este es un paquete geométrico, cuya meta es separar una lista de los *tracks* $n+1$ (el 1 es el *track* del beam, la n es el número de alambres que prendió vx-m2's en dos listas: $1+p$ en el vértice primario y $n-p$ en el vértice secundario, donde $1+p$ y el $n-p$ deben ser > 1). La idea es tratar de encontrar todas las combinaciones que satisfagan estos requisitos y guarden todas las combinaciones donde ambos vértices χ^2 reducida del vértice primario y χ^2 reducida del vértice secundario es menos que un corte. Los *tracks* se tiran de los vértices primarios basadas sobre el *track* con la contribución más grande de χ^2 .

Fitea todos los *tracks* a un simple vértice. Si pasa el corte de χ^2 reducida del vértice secundario rechaza el evento. El χ^2 es cuando tenemos, x_1, \dots, x_n son variables aleatorias gaussianas, la suma $z = \sum_{i=1}^n (x_i - \mu_i)^2 / \sigma_i^2$ obtenemos la χ^2 con n grados de libertad, que denotamos por $\chi^2(n)$. Bajo una transformación lineal a n variables gaussianas correlacionadas x'_i . Y la χ^2 reducida es χ^2/n donde n es el número de grados de libertad.

Fitea todas las posibles interpretaciones del vértice del evento, guarda todos los pares donde ambos vértice hagan buenos ajustes.

■ v2

Este también es un paquete de *vertex* y es parecido a v1 solo que se le hicieron algunos cambios, este también es un paquete de reconstrucción puramente geométrico, hace una lista de todas las posibles trayectorias, después hace un ajuste de cada trayectoria a un punto, por último tiene un corte implícito $L/\sigma > 3$, esto para verificar que la distancia entre el error sea pequeña, toma 2 de todas las posibles trayectorias, después 3, 4 y 5 hasta verificar que el χ^2 sea bueno, en la práctica esto pasa cuando $n > 5$ y de esta manera verificar que todas las trayectorias vengán de un mismo punto.

■ *candidate c*

Este paquete de reconstrucción solo toma trayectorias que identifica como una hipótesis que se busca, este no es como los paquetes *v2* y *v1* que son paquetes de reconstrucción geométricos, después de que *candidate* toma todas las posibles hipótesis, de todas estas solo toma las trayectorias que tengan un punto en común.

■ *Vees*

En esta sección se discutirá el paquete de reconstrucción *vee stub*, este es parte también del paquete *recon*.

El propósito de este paquete es mejorar el momento y la resolución de *vee*, haciendo uso de la salida del paquete *vee_ds*, este paquete a su vez está contenido en el *ds_defaults.cmd*, y proyectando las partes que componen al *vee* en los detectores adyacentes.

Por lo tanto en general es mejorar el *vee* y reducir el *background* por eliminación de *tracks* de planos que falten en esa trayectoria.

Este paquete lo que hace en general:

- Usa el momento estimado de cada parte del *vee*, y proyecta el *track* hacia el próximo espectrómetro.
- Busca *hits*, sumando al *track* si ellos cumplen ciertos cortes.
- Con la mejoría de los *tracks*, el *vee* puede ser reajustado, refinando la posición del *vee* y mejorando la reconstrucción de los decaimientos.
- Los *vees* que le faltan muchos planos no son considerados.

En las figuras 3.10, 3.11 y 3.12 podemos ver la forma en que se encuentran los *vees*.

3.5.3. *Recon*

Recon es un paquete de reconstrucción, la intención es proveer un código estandar manejado por un lenguaje de alto nivel para reconstruir partículas hipotéticas usando información del *vertex*, identificación de la partícula (*pid*), *tracks* y fotón.

Una hipótesis de las partículas reconstruidas con un conjunto de partículas identificadas como trayectorias (cargadas y/o neutrales) las cuales se supone que se originan de un punto común en el espacio *vertex*.

Los parámetros de una hipotética partícula reconstruida son la localización del *vertex*, la separación del vértice primario (*L*), el error (σ), 4-momento, masa y error, identificación de los *tracks* y su carga.

Para reconstruir la partícula hipotética es construida de otros objetos reconstruidos por SOAP, como son vértices, *kinks*, *vees*, *tracks*, fotones, etc.

El paquete *recon* ejecuta un programa de alto nivel guardado en la tabla *ocs* (recdf).

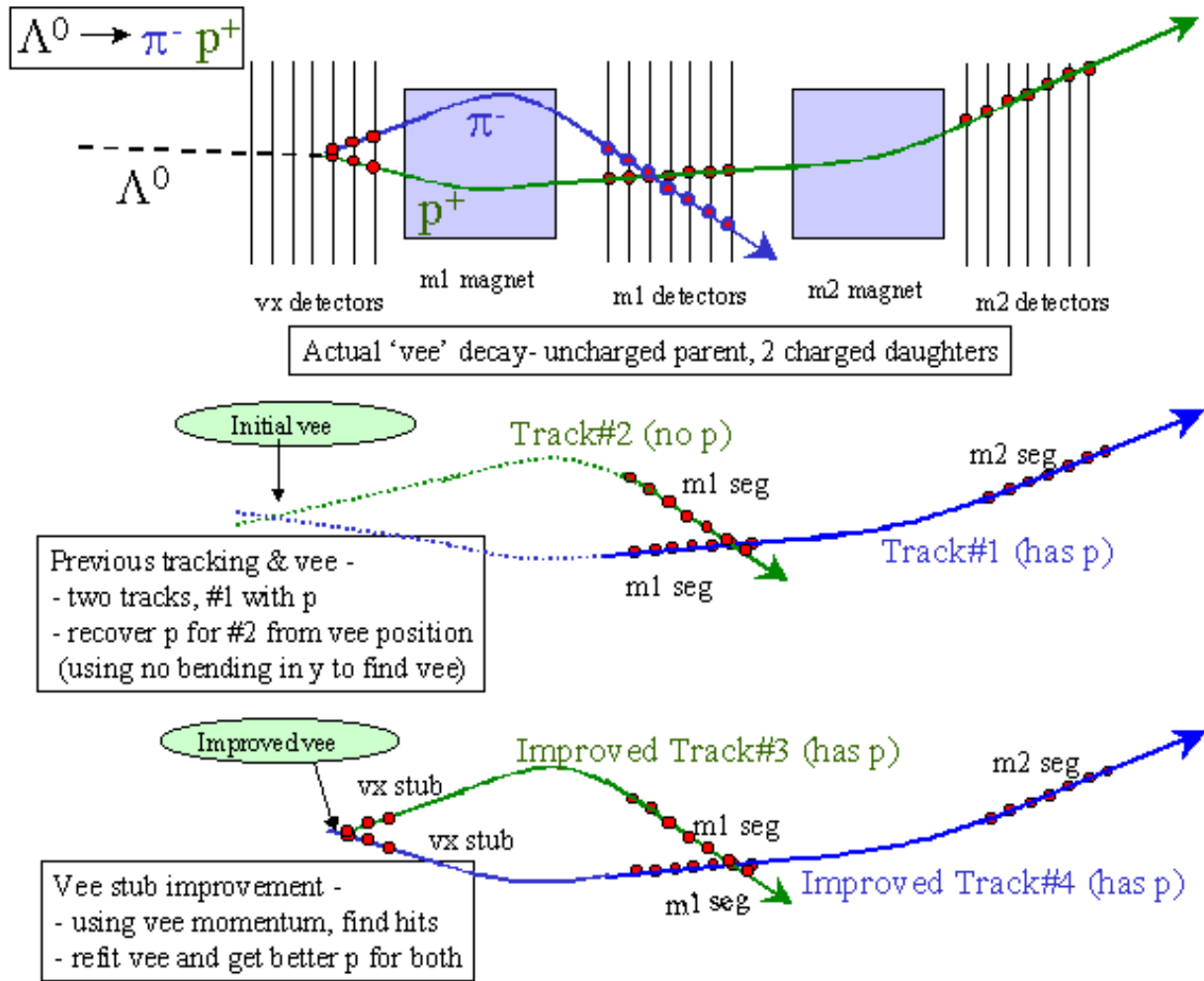


Figura 3.10: Manera en que es reconstruido las lambdas usando los *vees*, [23].

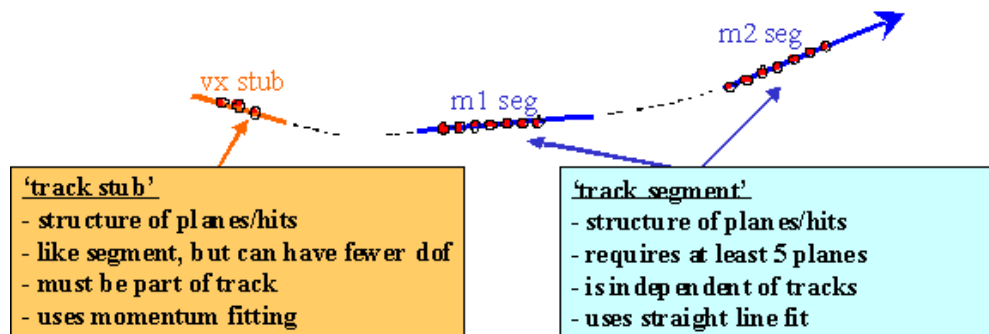


Figura 3.11: Partes importantes de los segmentos del *vee*, [23].

En el apéndice A.3 se encuentra nuestra tabla *recdf.ocs*.

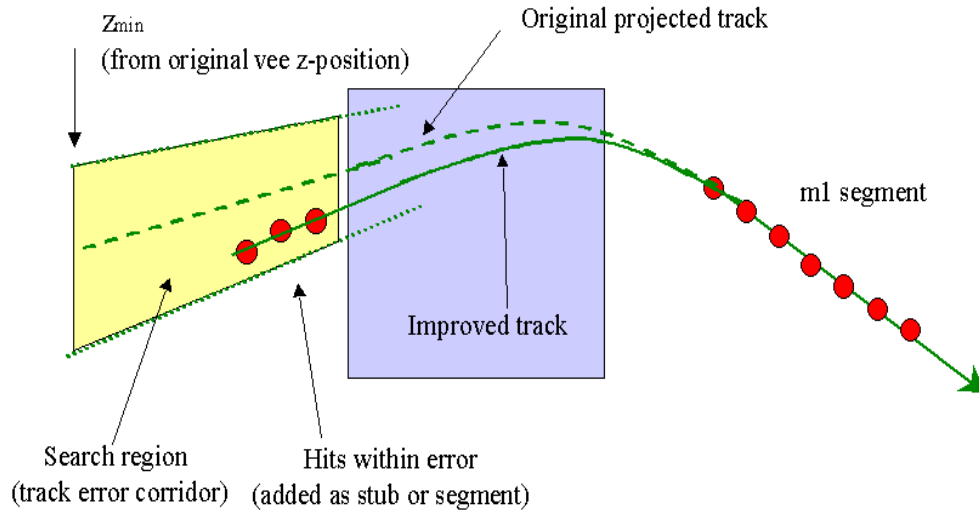


Figura 3.12: Reconstrucción del *vee*, [23].

El paquete *recon recon* también es un paquete de *vertex*.

■ *recon recon*

Este paquete lo que hace es suma dos reconstrucciones juntas, es decir, por un lado una búsqueda y por el otro otra diferente, ambas con un paquete ya sea *v2*, *v1*, *c* o *vees*.

3.5.4. Simulación

Esta es una herramienta incorporada a SOAP, que simula eventos generados en el aparato SELEX. Esta herramienta puede ser usada para desarrollar y probar nuevas reconstrucciones, además estudia la aceptación geométrica de nuestro aparato y la eficiencia de reconstrucción para modos de física interesantes.

En nuestro caso utilizamos el programa *soap_emb_pass2.cmd*, este se encuentra en el apéndice A.4

3.6. DATOS

■ 1 Millón

Estos son datos que contienen 1,000,000 de eventos divididos en 33 archivos y son parte del run10783, estos fueron tomados durante 1 hora, mientras corría el experimento, y corresponden al grupo pz.

- strip 900

Estos son datos seleccionados, son obtenidos de *pass1* con una $\Lambda + \bar{p}$, con las siguientes propiedades; se utilizó v2, con un corte en $1/\sigma > 5$, además con el $\mathcal{L}(p)/\mathcal{L}(\pi) > 2$.

3.7. PRODUCCIÓN DE DATOS

- *pass 1.*

La producción de *pass 1* fue hecha en 1998, al conjunto total de datos experimentales crudos (*raw data*) coleccionados por *SELEX* fueron procesados. En esta versión de *SOAP* se escribieron 5 archivos de salida que contienen eventos correspondientes a 5 principales canales de reconstrucción y omitiendo todos los otros eventos que no caían en estas clases de reconstrucción.

- *pass 2.*

En *pass 2 SOAP* fue significativamente mejorado que incluye reconstrucción *downstream vee*, *kink*, y *photon*. En *pass 2* se decidió conservar todos los eventos en 2 clases de salida (*out1* y *out2*), eventos que caían en un ancho más grande, ahora el conjunto de reconstrucciones físicas y todas las otras. Todos los eventos contienen los resultados de la primera fase de reconstrucción (*tracks*, *vertexes*, etc). Estas dos salidas (*output stream*) son aproximadamente iguales en tamaño y la suma de sus tamaños es cerca de 2 veces más grande que el tamaño de la archivo de datos crudos (*raw data*).

Capítulo 4

ESTUDIO DE $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ Y EL \bar{p}

4.1. INTRODUCCIÓN

En este capítulo se trata en detalle las partículas que componen los diferentes tipos de U, es decir, $\Lambda^0 \bar{p} + \pi' s$.

Para empezar este análisis, una de las partes más importantes a estudiar es la Λ^0 , algunos datos de esta son: se compone de tres quarks (sud), tiene extrañeza $S=-1$, isospín $I=0$, su masa $m=(1115.683 \pm 0.006) \text{ MeV}/c^2$, su tiempo de vida $\tau=(2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10} \text{ s}$, y el tiempo de vuelo o la distancia que vuela la partícula $c\tau=7.89 \text{ cm}$.

Su principal modo de decaimiento es $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ de $(63.9 \pm 0.5) \%$ [9].

Una pregunta es cuánta distancia vuela esta partícula Λ^0 cuando tiene un momento de $100 \text{ GeV}/c$.

Calculamos su energía ya que se conoce su momento y su masa,

$$E = \sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2} \quad (4.1)$$

lo que nos da como resultado

$$E = 1 \times 10^{11} \text{ eV}$$

El factor relativista γ

$$\gamma = \frac{E}{mc^2} \quad (4.2)$$

Con lo cual obtenemos

$$\gamma = 89.63$$

Y finalmente cuanto vuela la partícula

$$L = c\tau\gamma \quad (4.3)$$

Con lo cual obtenemos

$$L = 7.07 \text{ mts}$$

4.2. ESTUDIO DE $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$

Primeramente se hizo un estudio de la Λ^0 , con archivos llamados 1 Millón ya que estos contienen aproximadamente 1,000,000 de eventos divididos en 33 archivos, y son solo 1/1,000 parte de los datos originales del experimento, son una muestra del *run10783*.

Este análisis lo hicimos con dos paquetes de reconstrucción de vértices, el primero es (v2) y el segundo (c).

En la gráfica 4.1 se muestra la reconstrucción de la masa invariante de la $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ a) con (v2) y b) con (c) *candidate*.

La masa invariante para $p\pi^-$ se calcula de la siguiente forma.

$$m_{p\pi^-}^2 = (E_p + E_{\pi^-})^2 - (\vec{P}_p + \vec{P}_{\pi^-})^2 \quad (4.4)$$

Como podemos ver en estas gráficas la de la izquierda (v2) tiene mucho menos entradas que la de la derecha (c), pero en contraste cuando usamos (c) tiene mucho más ruido que cuando usamos (v2), es decir, un factor 6.5 en entradas.

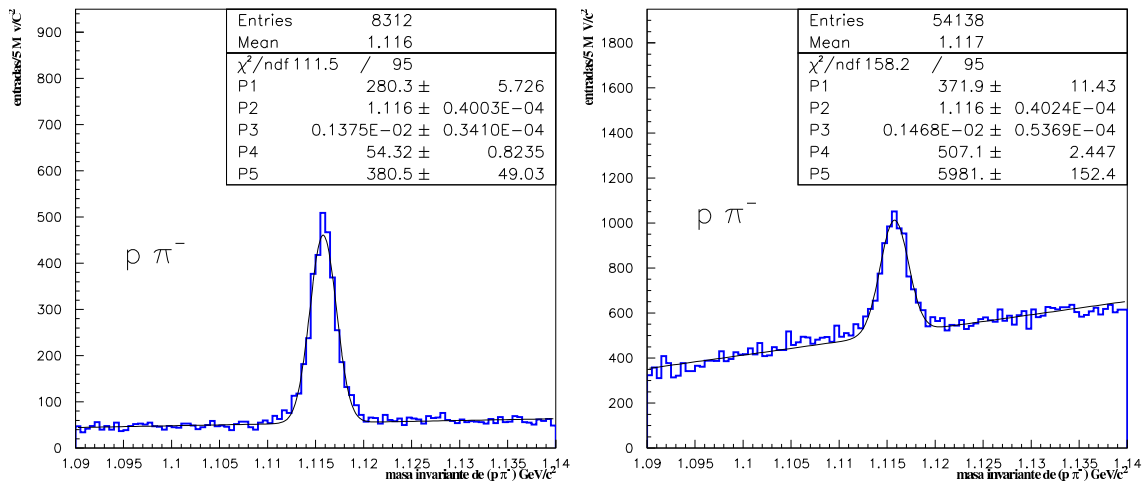


Figura 4.1: Reconstrucción de masa invariante $p\pi^-$ usando (v2) y (c) respectivamente, estos son con los datos del *run10783*.

Al realizar la reconstrucción de $p\pi^-$ se obtienen también eventos que no son parte de la reconstrucción deseada Λ^0 y algunos eventos que por algún error satisfacen los criterios de reconstrucción de $p\pi^-$, en adelante ambos se denominarán ruido *background*, estos eventos presentan una distribución aproximadamente constante respecto a la masa invariante de reconstrucción.

En esta gráfica la línea continua representa la función de ajuste para la distribución sumada a una contribución gaussiana y lineal, los parámetros de la función y sus errores se muestran en el recuadro, donde P1 es la normalización gaussiana al número de eventos de

señal, P2 es la media de la distribución gaussiana, P3 es la sigma de la distribución gaussiana, P4 es el término constante de la distribución líneal con el origen en la media, P5 es el coeficiente líneal.

Una de las razones por la cual estudiamos estas Λ 's es porque es una de las partes más importantes en nuestro análisis y para entender cual es el comportamiento del ruido, esto se verá en el próximo capítulo.

4.3. BÚSQUEDA DE Λ^0 CON *VEES* EN 1 MILLÓN

Aquí se buscaron Λ 's con *vees*, la información acerca de los *vees* se presentó en el capítulo anterior (sección 3.5.2).

En la gráfica 4.2 se muestra la masa invariante de $p\pi^-$. Con este paquete se ve que tenemos mucho más Λ 's. Este estudio se realizó porque más adelante va a ser utilizado para buscar los diferentes tipos de U(3100).

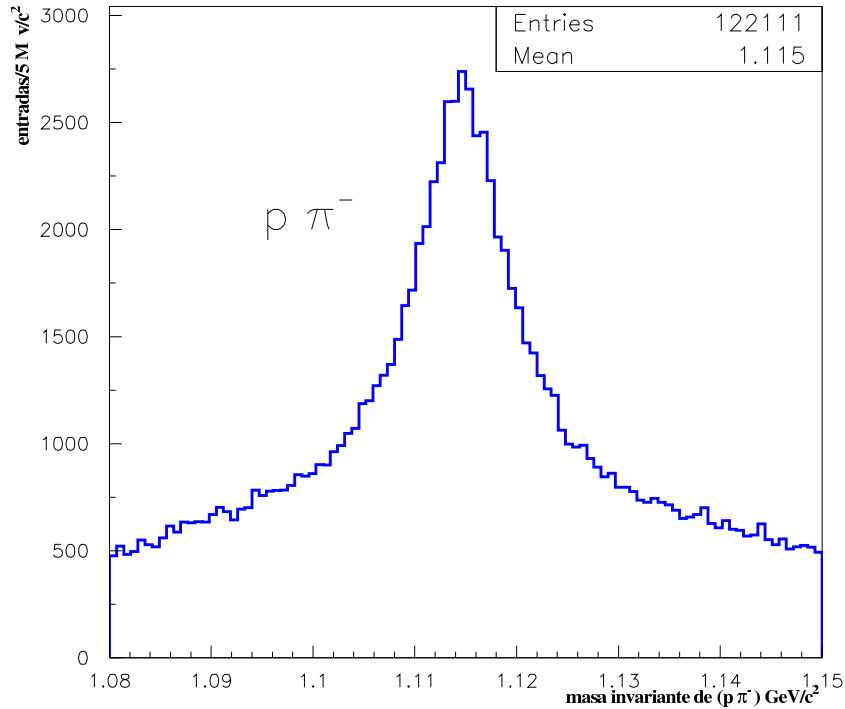


Figura 4.2: Reconstrucción de masa invariante de $p\pi^-$ usando el paquete de reconstrucción de *vees* usando los datos de 1 Millón o *run10783*.

En la gráfica 4.3 se muestra un estudio que se realizó para este tipo de Λ 's ya que se intentó ajustar a una gaussiana, pero esta distribución no se ajusta a una gaussiana, entonces se hizo un estudio de Λ 's *vees* con un corte en el punto de decaimiento de esta partícula (z de la Λ). Se hicieron grupos 0 a 100 cm, 100 a 140 cm, 140 a 210 cm, 210 a 300 cm, 300 a 350 cm, 350 a 400 cm, 400 a 500 cm, 500 a 560 cm, 560 a 620 cm y 620 a 850 cm.

En esta gráfica (4.3) se tienen 12 gráficas numerándolas de 1 a 12 contando de la parte superior empezando de izquierda a derecha, la primera es la reconstrucción de masa invariante de $p\pi^-$, la segunda es la z de la Λ esta dada en centímetros, después son los grupos de Λ 's usando el corte en z de la Λ , como podemos apreciar, hay grupos de candidatos a Λ 's muy buenas y otras muy malas, se hicieron 10 grupos, el mejor grupo es el de 350 a 400 cm en el corte de Λ que corresponde a la 8 gráfica, y el peor es el último grupo ya que aunque tiene un número aceptable de entradas, hay pocas candidatos a Λ 's buenas.

Debido a esto tenemos varios grupos de Λ 's algunos muy bien definidos, es decir, sin ruido y otros con mucho ruido.

Si vemos la figura del experimento (figura 3.1) vemos que estas Λ 's son reconstruidas hasta el imán M2.

Esto se realizó, intentando ajustar la distribución de masa invariante de $p\pi^-$ a una gaussiana y el ajuste no fue muy bueno.

4.4. $\bar{p} + \pi$'s

En lo que respecta a las otras partículas que componen el decaimiento U(3100), que son el \bar{p} y los π 's.

Algunas características del \bar{p} su masa $m = (938.272 \pm 0.00004) \text{ MeV}/c^2$, y esta compuesto de los quarks $(\bar{u}\bar{u}\bar{d})$, y tiene isospín $I=1/2$.

En lo que respecta a los π 's, tenemos 3 clases, π^+ , π^- y π^0 , pero para nuestro análisis solo hacemos uso de los π 's cargados.

Para los π^\pm tienen una masa $m = (139.57018 \pm 0.00035) \text{ MeV}/c^2$, un tiempo de vida medio $\tau = (2.6033 \pm 0.005) \times 10^{-8} \text{ s}$, y una distancia de vuelo de la partícula de $c\tau = 7.8045 \text{ m}$.

Para el π^+ tiene quarks $(u\bar{d})$, y para el π^- tiene los quarks $(\bar{u}d)$.

Cuando reconstruimos para el caso del $\bar{p}\pi^+\pi^+$, obtenemos una distribución, al igual que para el momento del \bar{p} , ambas se muestra en la gráfica 4.4

Aquí solo se muestra esta figura de la distribución de masa invariante de $\bar{p}\pi^+\pi^+$, y la del momento del \bar{p} , en el siguiente capítulo se muestra la importancia del \bar{p} ya que es uno de los cortes más importantes utilizados en el análisis del U(3100), es decir, el \bar{p} es bien identificado en el RICH.

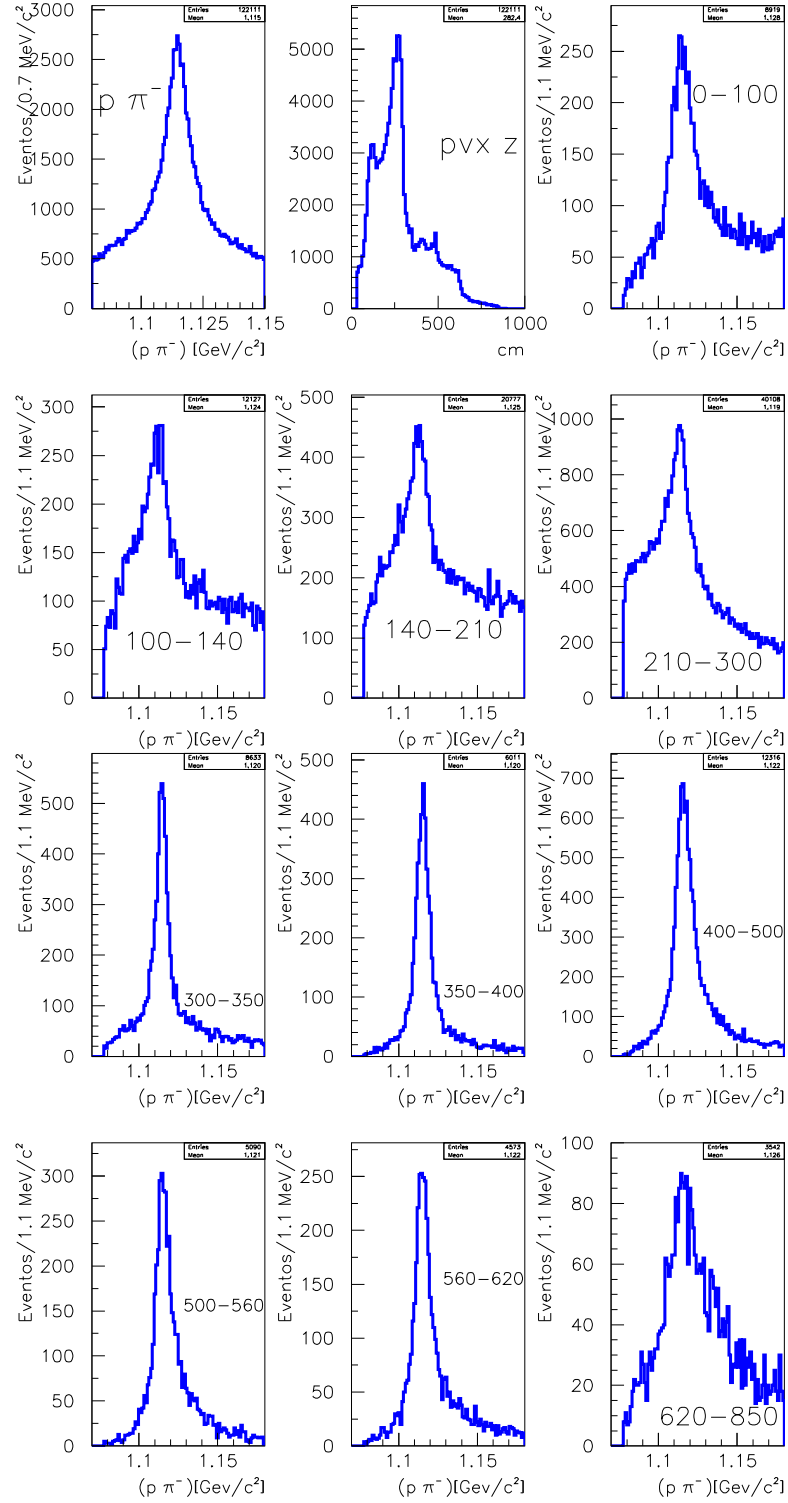


Figura 4.3: Reconstrucción de la masa invariante de $p\pi^-$ usando el paquete de reconstrucción de *vees* en la muestra del *run10783*.

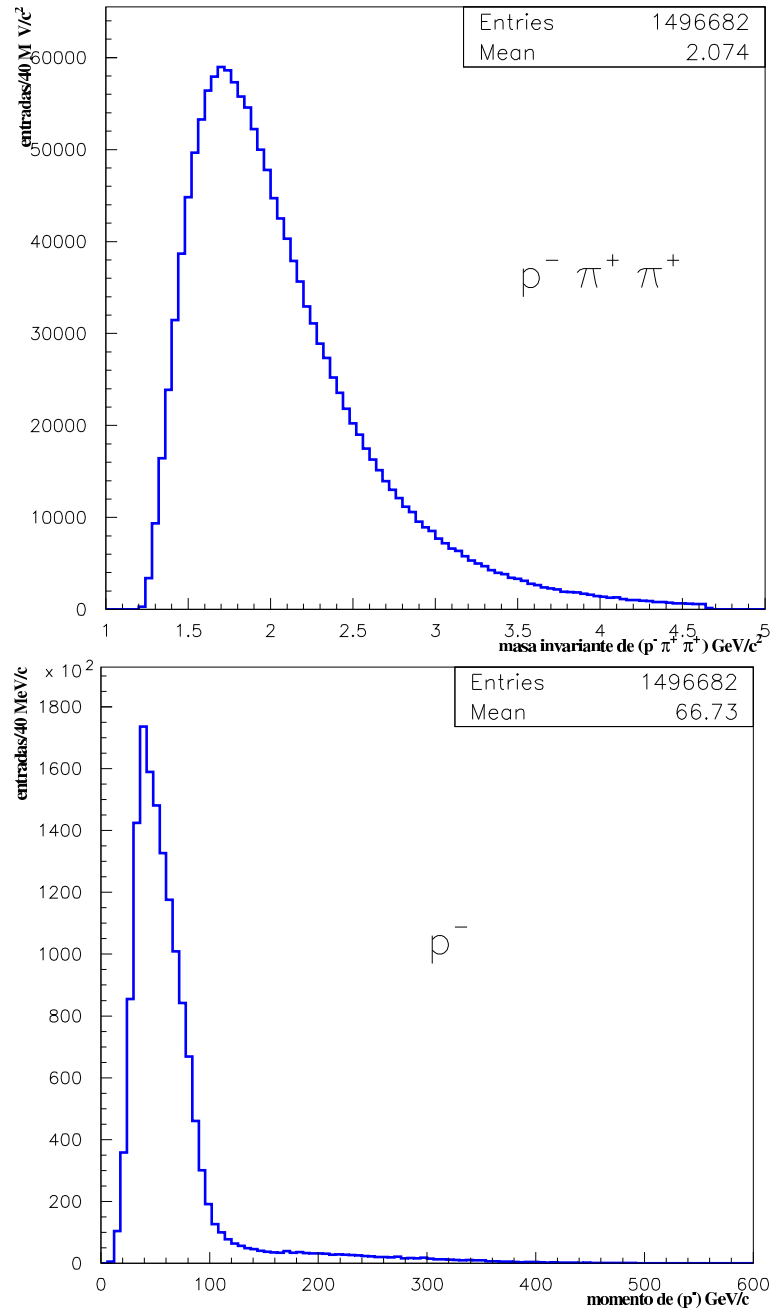


Figura 4.4: Reconstrucción de masa invariante de $\bar{p}\pi^+\pi^+$, y el momento del \bar{p} respectivamente usando la muestra del *run10783*.

Capítulo 5

ESTADO EXÓTICO U(3100)

5.1. INTRODUCCIÓN

En el cuadro 5.1 se muestra los diferentes tipos de decaimientos en los que se buscó el U(3100), su tipo de carga y los quarks que lo componen, como se vió en el capítulo 2 los experimentos WA62 y BIS-2, han encontrado evidencia en algunos de estos decaimientos.

Como se puede ver en este cuadro tenemos 2 opciones para el U^0 , y para el U^{--} ya que solo agregamos un $\pi^+ \pi^-$ y queda la misma carga.

5.2. ESTUDIO DE U(3100) EN 1 MILLÓN

Aquí se reconstruyó el U(3100), en los diferentes modos de decaimiento, aquí se muestra para el U^+ . Usamos el paquete de reconstrucción *c candidate* para reconstruir tanto Λ^0 , como la distribución de $\bar{p} \pi^+ \pi^+$, ya que como se mostró en el capítulo anterior es mejor usar *candidate*.

Tipo de U	CARGA	QUARKS	SELEX
U^+	+1	$sudd$	$U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$
U^0	0	$\bar{s}dq\bar{q}$	$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$
U^0	0	$sdq\bar{q}$	$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$
U^-	-1	$\bar{s}uq\bar{q}$	$U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$
U^{--}	-2	$sd\bar{u}\bar{u}$	$U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$
U^{--}	-2	$sd\bar{u}\bar{u}$	$U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$

Cuadro 5.1: Cuadro de los diferentes tipos del U(3100), donde se muestran los diferentes tipos de decaimientos en los que se buscó esta partícula.

Después se reconstruyó el $U^+ \rightarrow \Lambda^0 p^- \pi^+ \pi^+$ con el paquete de reconstrucción *rr recon* (ver sección 3.5.2), este a diferencia de *v2* y *c* suma 2 reconstrucciones juntas, es decir, por un lado $p\pi^-$ y por otro lado $p^- \pi^+ \pi^+$, con lo cual reconstruimos candidatos a $U^+(3100)$, esto se muestra en la gráfica 5.1.

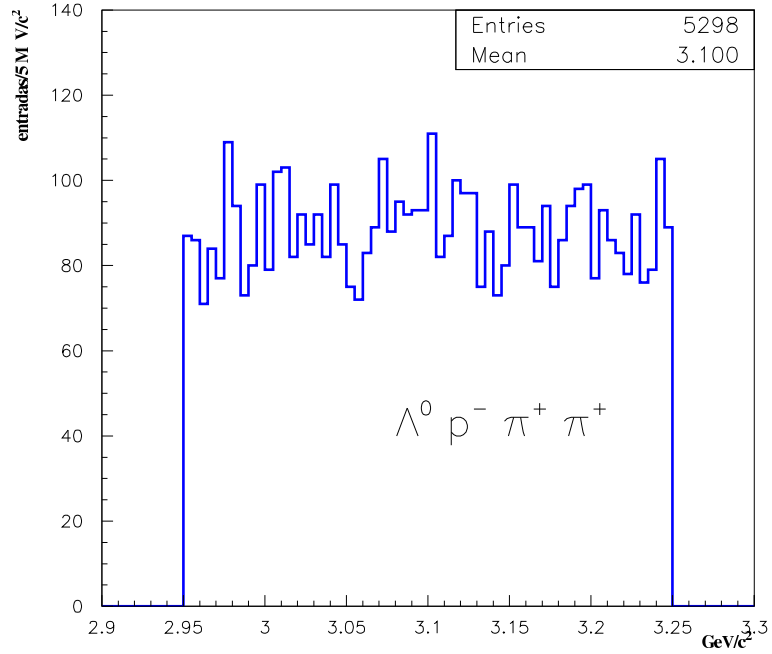


Figura 5.1: Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$ usando la muestra del *run10783*.

5.3. ESTUDIO DE $U(3100)$ EN STRIP 900

Se realizó el mismo estudio anterior utilizando unos datos seleccionados *strip* 900, para información de estos datos (ver sección 3.6), para obtener $U(3100)$ cuando el protón tenga un momento mayor de 100 GeV/c, esto lo que nos indica es que este sea bien identificado en el RICH.

En la gráfica 5.2 se muestra las Λ' s reconstruidas de estos datos, como podemos observar se ven mucho mejor que los datos de 1 Millón, ya que son datos seleccionados, podemos observar que los cortes que se realizaron para obtener estos datos son muy buenos ya que al obtener las Λ' s, la mayoría son Λ' s buenas ya que el ruido disminuye considerablemente con respecto a los datos de 1 Millón.

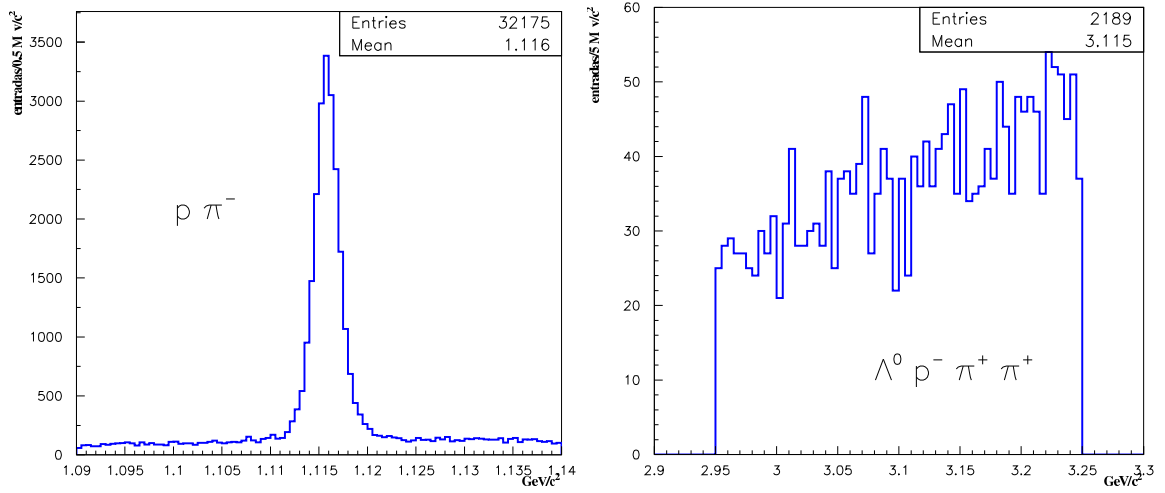


Figura 5.2: En la gráfica de la izquierda se muestra la distribución de masa invariante de $p\pi^-$, y a la derecha se muestra $\Lambda^0 \bar{p}\pi^+\pi^+$, estos es con los datos de *strip* 900.

5.4. ESTUDIO DE $U(3100)$ EN DATOS TOTALES DE SELEX

Existe una selección de eventos que contienen un *downstream vee* por evento, estas son una corrida especial que se dio sobre todos los datos del experimento esto usando el paquete de reconstrucción de *vees* en *pass2* (ver sección 3.5.2), se corrieron todos los diferentes tipos de $U(3100)$ con los diferentes modos de decaimiento (ver cuadro 5.1). Esta es la mayor ventaja que se tiene en SELEX para tratar de encontrar esta partícula exótica de 4 quarks $U(3100)$. Por lo tanto se hizo el mismo estudio mencionado en las secciones anteriores ya que con estos datos contabamos con un número de Λ 's muy superior al que tenemos ya sea en lo *Microstrips* y en la selección de *strip* 900. Esto es debido, a que el *software* en *pass1* no estuvo listo. Ya con este *software vees* en *pass2* las Λ 's son reconstruidas más tarde en el experimento.

Los resultados de estas reconstrucciones estan en la gráfica 5.3, estas gráficas estan sin ningún corte adicional solo los cortes implícitos en el paquete *vees*.

En el cuadro 5.2 podemos ver el número de entradas para los diferentes decaimientos, para U^+ tenemos 8482007 entradas, para U^- tenemos 20482269 entradas, es decir, el U^- tiene un factor 2.4 mayor a el U^+ , la diferencia entre estos dos decaimientos es solo la carga un π^+ por un π^- , con lo cual vemos que encuentra más candidatos cuando tenemos el U^- , esto es debido a que la polaridad de nuestro haz es negativo. Para los otros casos, hay más entradas cuando la carga es negativa, aunque ya no es un factor 2, es solo un poco mayor, cuando tenemos el U^{--} es mayor en el número de entradas a cuando tiene carga neutra como es el caso del U^0 , debido a la misma razón de la polaridad del haz.

Ahora que ya calculamos la masa invariante de los diferentes tipos de decaimientos de la partícula $U(3100)$, se probaran los diferentes cortes para poder ver si existe esta partícula

Decaimiento del U	Número de entradas
$U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$	8,482,007
$U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$	20,482,269
$U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$	5,827,162
$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$	5,692,231
$U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$	12,698,985
$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$	12,203,717

Cuadro 5.2: Cuadro de los diferentes tipos del $U(3100)$, donde se muestran el número de entradas para cada decaimiento, donde cabe señalar que el número de entradas es mayor para cuando el decaimiento tiene carga negativa, esto debido a que el haz que utilizamos es negativo.

exótica.

5.5. CORTES

Los cortes que hacemos se trata de que eliminen el ruido, pero al realizar estos cortes también cortamos señal, la idea de estos cortes es para que al final de aplicarlos quitemos la mayor cantidad de ruido y la menor cantidad de señal.

Nosotros necesitamos usar cortes en los elementos que tenemos ya sea la Λ^0 , el \bar{p} y los $\pi's$.

5.5.1. Cortes que utilizamos para todos los diferentes decaimientos

- Primero necesitamos tener $\Lambda's$ buenas el corte para obtener esto es:
 - En este corte se hace lo siguiente, vemos la distribución de masa invariante del $p\pi^-$, y tomamos su valor medio, después tomamos el valor de la masa reportado en el *Particle Data Group PDG* [9], y tomamos solo las $\Lambda's$ que esten entre $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$, esto para tomar $\Lambda's$ buenas.
- Cortes para el \bar{p} , para que sea bien identificado en el RICH:
 - Este corte lo que nos indica es que el \bar{p} sea bien identificado en el RICH, esto es debido a que la identificación de esta partícula es fundamental en este análisis, ya que los $\pi's$ son usualmente producidos en forma abundante comparado con el \bar{p} , por lo tanto es posible que consideremos una trayectoria de forma equivocada, esto lo podemos evitar al identificar el \bar{p} en el RICH, esto diciendo que el \bar{p} tenga un

momento $> 110 \text{ GeV}/c$, ya que este es el umbral para que sea bien identificado y no se pueda confundir con un K^- o con otra partícula, ya que a menor momento, el RICH no puede distinguir entre un K^- y un \bar{p} , (ver figura 3.7).

- En el segundo corte con el cual establecemos que la identificación de una trayectoria negativa sea un \bar{p} es mayor a la del π . La trayectoria que nosotros mencionemos como un \bar{p} tiene una probabilidad mayor a 0.8, con lo cual tenemos bien identificado a el \bar{p} esto se muestra en la figura 5.4.
- Cortes para los $\pi's$
 - En el corte para el momento del $\pi > 8 \text{ GeV}/c$, esto ya que se producen en forma abundante $\pi's$ con poca energía y como estos por lo general hacen dispersión múltiple dentro del aparato, su trayectoria tiene errores grandes debido a la dispersión y contiene muy poca información sobre el vértice. Por lo tanto extrayendo estas trayectorias se logra reducir el ruido, con la ventaja de que tira pocos eventos buenos.
- Ahora cortamos directamente el Candidato a U.
 - En este corte tomamos solo candidatos a U que sean $> 300 \text{ GeV}/c$ ó $(x_F > 0.5)$, esto con la intención de tener U con momento grande.
- Otro corte adicional es entradas múltiples.
 - En este corte solo evitamos tener entradas múltiples, y solo tomamos el candidato con mayor momento, esto solo nos quita el contar el mismo candidato ya sea 2 o más veces.

En la gráfica 5.4 se muestra la identificación del \bar{p} en el RICH. Como podemos observar el RICH funciona muy bien ya que el número de entradas es grande cuando la probabilidad está entre 0 y 0.04. También el número de entradas es muy pequeño cuando la probabilidad está entre 0.04 a 0.84. Finalmente la mayoría de las entradas son cuando la probabilidad es mayor a 0.85, solo se muestra para el decaimiento del U^+ , ya que los otros decaimientos del $U(3100)$ tienen el mismo comportamiento.

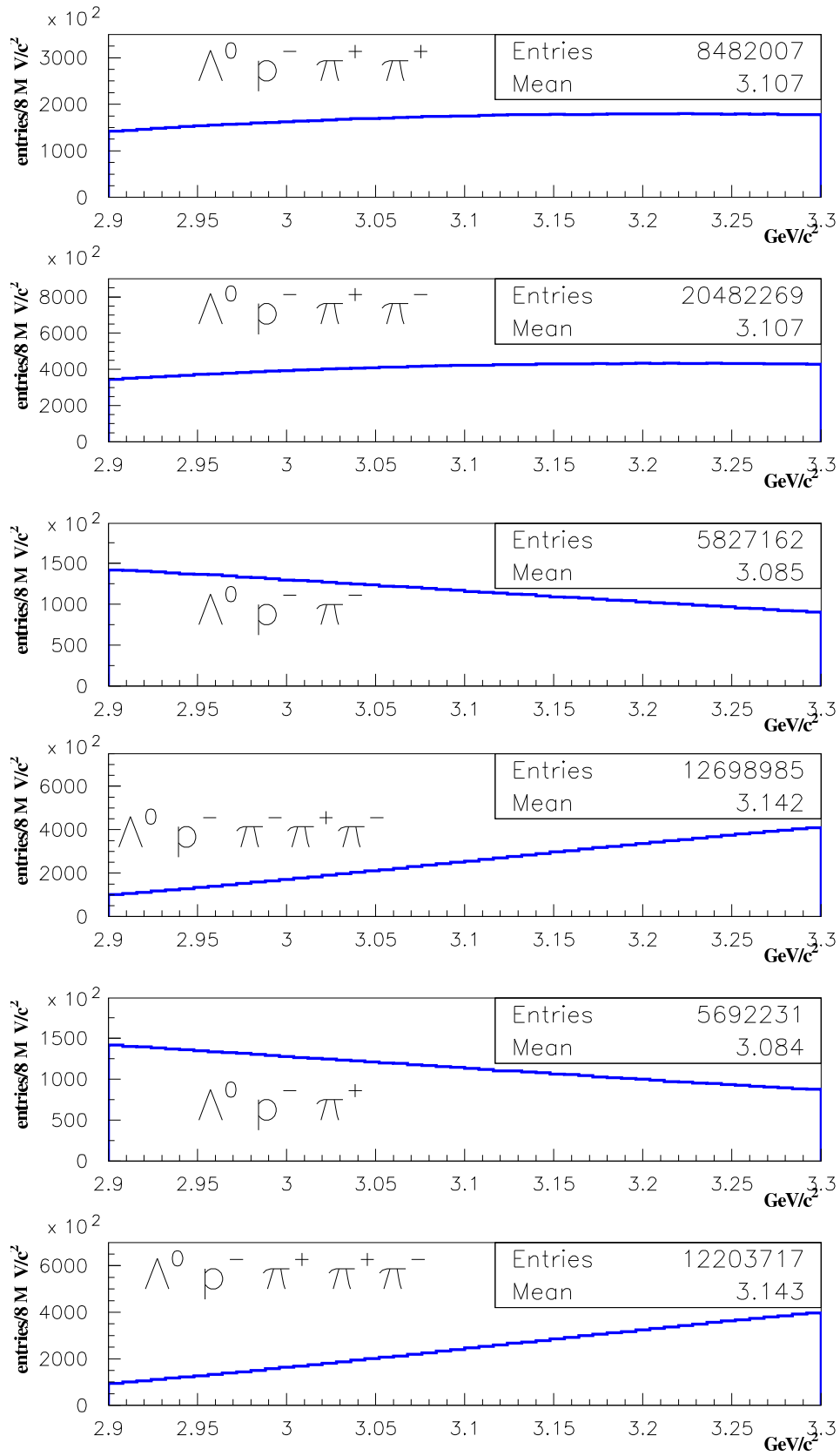


Figura 5.3: Distribución de las masas invariantes de los diferentes tipos de U' s, esto es en la muestra total de eventos con *downstream vee* por evento.

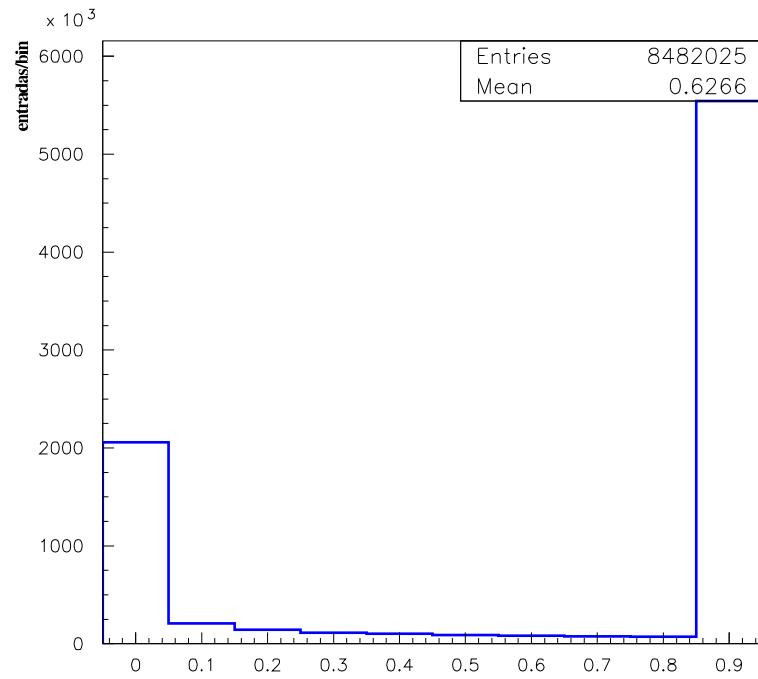


Figura 5.4: En esta gráfica se muestra la probabilidad de que sea un \bar{p} esto es en la muestra total de eventos con *downstream vee* por evento.

Capítulo 6

SIMULACIÓN EN MONTECARLO

6.1. INTRODUCCIÓN

Se hizo simulación en Montecarlo para el $U(3100)$, para esto como la partícula $U(3100)$ no existe en las tablas del PDG *Particle Data Group* [9], se realizó lo siguiente.

Como primer paso se buscó una partícula que pudiera ser utilizada para encontrar este decaimiento, se encontró la partícula J/ψ tiene una masa de 3.1 GeV. Para hacer la simulación se utilizó el programa EDG *Embedded Data Generator*, se necesita definir la partícula en nuestro caso es la J/ψ , que va a $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$ o cualquier otro decaimiento posible para el $U(3100)$, y también el decaimiento de la Λ^0 que va a $p \pi^-$.

También necesitamos definir la siguiente línea:

```
-n 100000 -d 443 -b 3112 -m 600 -t 1.0 -x 4.3,
```

donde la primera cifra (100000, por ejemplo) es el número de eventos que se desean correr, después el número de identificación de la partícula J/ψ (443), después viene el haz que para nuestro caso es de Σ^- , y le corresponde 3112, después el momento del haz que en el caso del experimento SELEX es de 600 GeV/c, por último usamos una función de distribución que tiene 2 parámetros, el primero es la distribución de p_t , y el otro parámetro es la distribución de x_f , ambos de la partícula que andamos buscando.

6.1.1. Simulación para los diferentes tipos del $U(3100)$

Analizando en Montecarlo 500,000 eventos se analizaron los diferentes tipos del $U(3100)$, debido a que se tiene un comportamiento muy parecido en la forma para los diferentes decaimientos solo se muestra para el U^+ , la idea principal es la de ajustar a una gaussiana la masa invariante de los diferentes elementos que la componen.

Como se muestra en la gráfica 6.1 la distribución no se ajusta a una gaussiana, el siguiente objetivo fue realizar un corte en el momento de la Λ^0 , sobre la z de la Λ^0 , en el momento del U^+ , todo esto en grupos y realizando un ajuste a ver si en grupos podíamos ver la σ de

Tipo de U	Ancho GeV	Ancho aproximadamente MeV
$U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$	0.01485 (\pm 0.1020E-03)	15
$U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$	0.01788 (\pm 0.9948E-04)	18
$U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$	0.02000 (\pm 0.1193E-03)	20
$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$	0.01885 (\pm 0.1221E-03)	19
$U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$	0.01692 (\pm 0.9293E-04)	17
$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$	0.01686 (\pm 0.9954E-04)	17

Cuadro 6.1: Cuadro de los diferentes tipos de decaimientos, donde se muestran los anchos (σ 's) correspondientes.

la función gaussiana. Otra cosa que podemos observar es que el ajuste no es muy bueno, ya que como podemos ver el χ^2/ndf es aproximadamente un factor 5, ya que cuando el ajuste es bueno este valor debe tener un valor cercano a 1.

Otra de las razones por las que no se ajusta a una gaussiana podría ser que al parecer el ruido *background* es más grande en unos de los lados del U^+ . El mismo comportamiento tienen todos los diferentes tipos del U(3100).

En el cuadro 6.1 se muestra el tipo del U(3100) y su ancho junto con su error ya que este es importante para conocer si el ajuste es bien realizado.

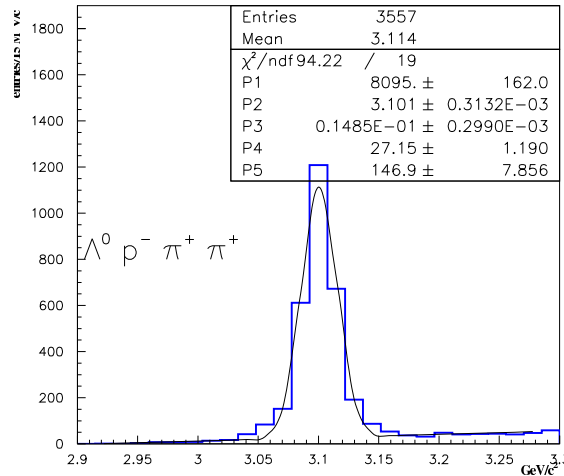


Figura 6.1: Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, generada en simulación después de *soap*.

El análisis que se muestra a continuación es para grupos en el momento del U^+ , se hicieron grupos con una diferencia de 50 GeV/c, esto se muestra en la gráfica 6.2, como podemos ver todos los ajustes no son muy buenos como esperabamos, pero como el ancho que nos da casi siempre es el mismo se concluye que si realizaramos un corte para que se ajustara bien el

ancho no cambiaría mucho. Otra cosa que podemos ver es que cuando tomamos momentos altos la distribución de masa invariante de este decaimiento no es tan buena. Como se menciono anteriormente también se realizó este análisis para grupos de momentos de Λ^0 y la z de la Λ^0 y como tienen el mismo comportamiento solo se muestra para grupos de momento del U^+ .

2003/09/03 11.27

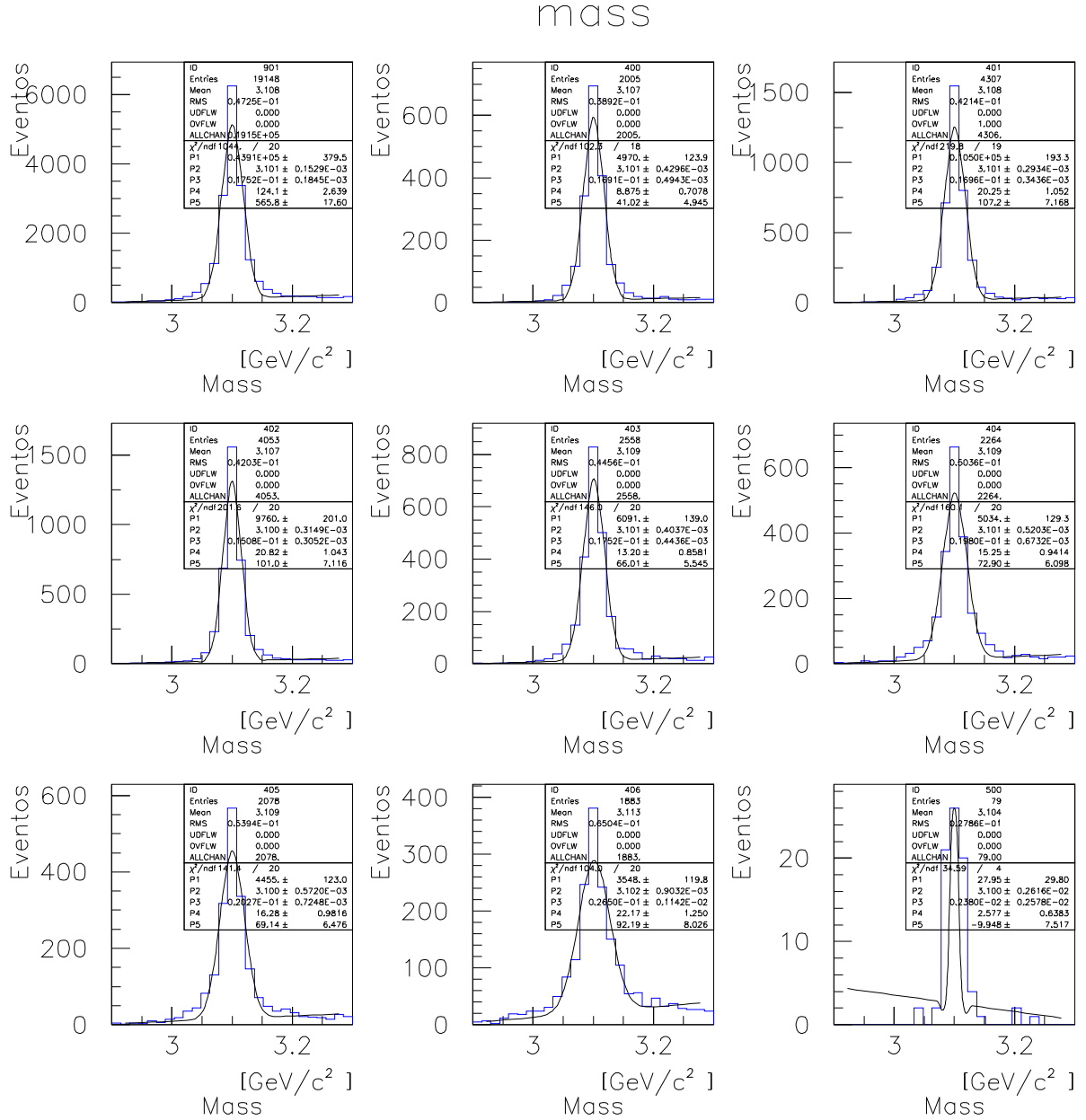


Figura 6.2: Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$ en simulación con corte en el momento del candidato U^+ .

En la gráfica 6.2, se realizó la reconstrucción de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$ en

simulación con el corte en el momento del candidato U^+ , tenemos 9 gráficas comenzando en la parte superior de izquierda a derecha tenemos; la primera con el corte de (0-200) GeV/c, la segunda de (200-250) GeV/c, la tercera de (250-300) GeV/c, la cuarta de (300-350) GeV/c, la quinta de (350-400) GeV/c, la sexta de (400-450) GeV/c, la séptima de (450-500) GeV/c, la octava de (500-550) GeV/c, y la última de (550-600) GeV/c. Vemos en esta gráfica (6.2) que el ajuste no es muy bueno esto es ya que podríamos tener varios grupos, con lo que se concluye que el $U(3100)$ tiene un ancho de 15 MeV, ya que si pudiéramos hacer un ajuste bueno del U^+ , es de esperarse que no cambie mucho este ancho.

6.1.2. Cortes usados para cada tipo de decaimiento

Los cortes que utilizamos son analizados en Montecarlo esto para saber si existiera la partícula cual sería su comportamiento. Entre los cortes más importantes usados en este análisis, se realizaron los mismos cortes que en una tesis doctoral sobre este decaimiento [22]. Estos se discuten a continuación. Cabe señalar que se realizaron para todos los diferentes componentes del $U(3100)$ como son Λ^0 , \bar{p} y π' s. Se hizo un análisis en grupos de momentos, el primer grupo representado por la línea de color (rojo) es de un grupo de (0 a 200) GeV/c, el segundo grupo representado por la línea de color (morado) es del grupo de momento de (200 a 400) GeV/c, y el último grupo representado por el color (azul) es el grupo de (400 a 600) GeV/c, y los grupos están normalizados con respecto a los datos reales representada por la línea negra, en esta distribución de masa solo es aplicado el corte de que sea bien identificado el \bar{p} en el RICH, es decir, el momento del $\bar{p} > 110$ GeV/c, (ver gráficas 6.3-6.11).

- Corte para el $p(\Lambda^0)/p(U)$
 - En este corte tenemos el momento relativo de la Λ^0 entre el momento del candidato a U , y tomamos la intersección entre las gráficas, en este trabajo lo que se hizo fue un análisis en grupos de momentos mencionados anteriormente.
- Corte para el $p(\bar{p})/p(U)$
 - Aquí lo que tenemos es el momento relativo del \bar{p} entre el momento del candidato a U , y como el único corte que tenemos es directamente en el \bar{p} , es de esperarse que ya no podamos realizar este corte, se ve claramente en las gráficas más adelante que no hay traslape entre las diferentes curvas de momentos y por lo cual no es utilizado.

La diferencia entre el π rápido y el π lento es simplemente se tomó como el π rápido a aquel que tuviera más momento.

Tenemos 3 casos

- Para el primer caso, es el más sencillo cuando solo tenemos un solo π en este caso no teníamos problemas en llamarlo π rápido o lento.

- Para el caso dos teníamos 2 π' s y elegíamos al que tuviera más momento de los dos como el π rápido, y el de menor momento π lento.
- Para el último caso teníamos 3 π' s y se hizo el mismo análisis el π que tuviera más momento de los 3 es llamado el π rápido, y el de menor momento fue llamado π lento.
- Corte para el $p(\pi_1)/p(U)$
 - En este corte tenemos el momento relativo de el π_1 llamado lento entre el momento del candidato a U. En este caso se hizo lo mismo que para la Λ^0 , se tomo la intersección entre las diferentes líneas que corresponden a los grupos de momentos mencionados anteriormente.
- Corte para el $p(\pi_2)/p(U)$
 - En este corte tenemos el momento relativo de el π_2 llamado rápido entre el momento del candidato a U. En este caso se hizo lo mismo que para la Λ^0 , se tomo la intersección entre las diferentes líneas que corresponden a los grupos de momentos mencionados en el inicio de esta sección.

6.2. $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$

Aquí se presenta el análisis de la partícula U^+ .

En la gráfica 6.3 del lado izquierdo tenemos el momento relativo de la Λ^0 entre el momento del candidato a U, y tomamos la intersección entre las gráficas que en este caso es de 0.3, en la gráfica del lado derecho tenemos la correspondiente a el \bar{p} en el cual no podemos realizar un corte debido a que no hay traslape entre las curvas de los grupos de momentos de (\bar{p}/U) .

En la gráfica 6.4 de la derecha se muestra el momento del π rápido sobre el momento del candidato a U y vemos que hay un traslape en las curvas alrededor de 0.1, en la parte de la izquierda se muestra el momento del π lento sobre el momento del candidato a U y vemos que hay un traslape en las curvas alrededor de 0.035. Todos estos valores son listados en el cuadro 6.2 para los diferentes decaimientos del $U(3100)$.

6.3. $U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$

Aquí se presenta el análisis de la partícula U^- , esta partícula tiene carga -1, debido a que este decaimiento se diferencia del U^+ , solo cambiando un π^+ por un π^- , aunque solo hay ese pequeño cambio, se muestra que no hay cambios en los cortes.

Como podemos observar no hay cambios para la gráfica 6.5 tiene el mismo comportamiento que las gráficas del U^+ , estas dos primeras son las correspondientes a el momento relativo de la Λ^0 y el del \bar{p} con respecto a el momento del candidato U^- respectivamente (de

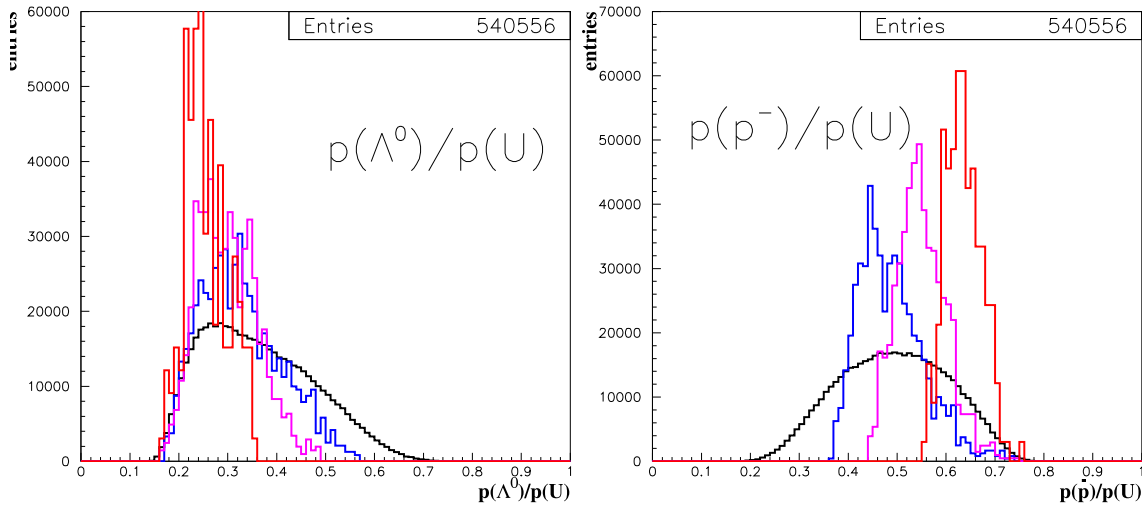


Figura 6.3: Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, para la Λ^0 , y el \bar{p} respectivamente de izquierda a derecha.

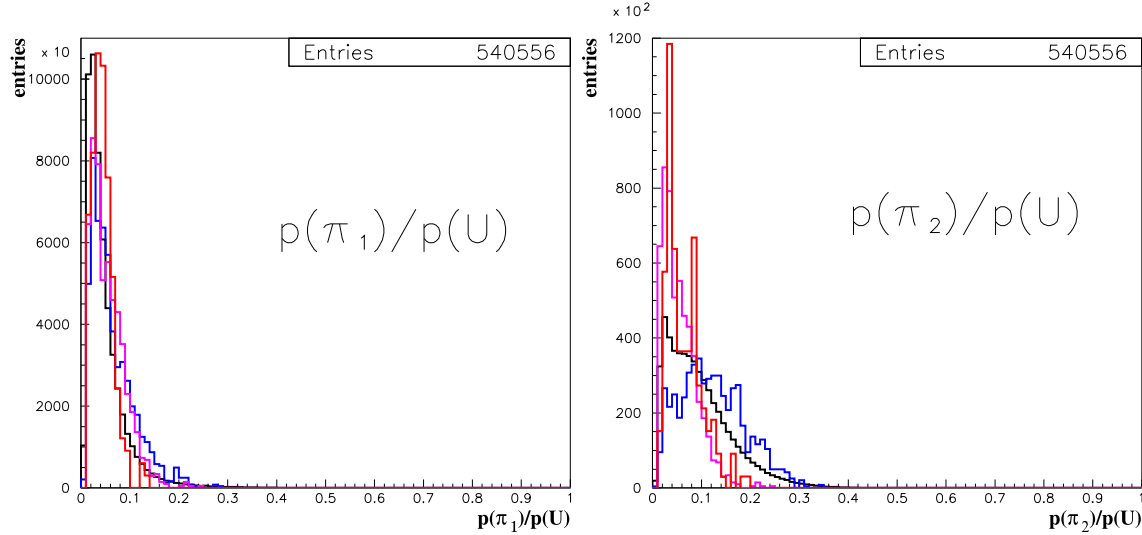


Figura 6.4: Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, para el π_1 o llamado lento, y para el π_2 o llamado rápido respectivamente de izquierda a derecha.

izquierda a derecha) y notar también que se realizaron los mismos grupos de momentos y tiene un comportamiento igual lo único que cambia son que cuando tenemos este decaimiento U^- , en la gráfica de los datos reales tenemos más entradas.

En la gráfica 6.6 se muestra para el π lento y el π rápido, y concluimos que no hay cambios para estos cortes, es decir, son iguales que los del U^+ .

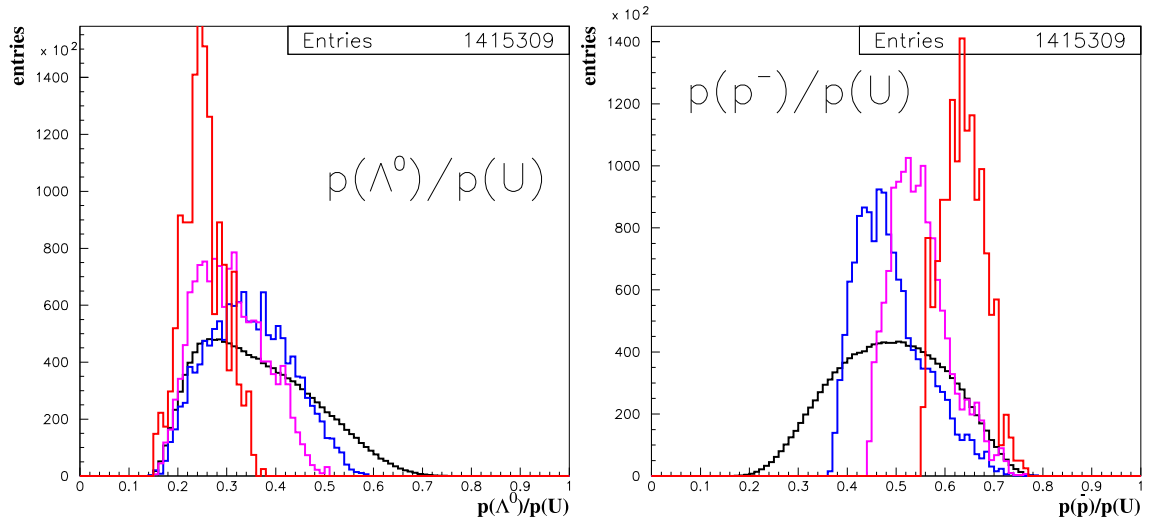


Figura 6.5: Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$, para la Λ^0 , y el \bar{p} respectivamente de izquierda a derecha.

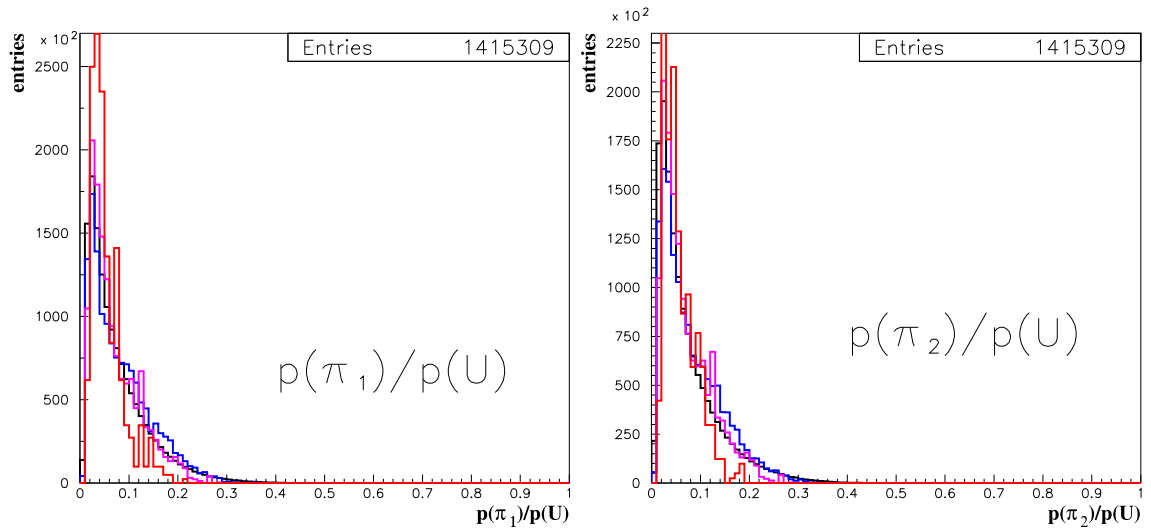


Figura 6.6: Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$, para el π_1 o llamado lento, y para el π_2 o llamado rápido respectivamente de izquierda a derecha.

6.4. U^{--}

En este decaimiento $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^-$ tiene carga -2 y si le aumentamos $\pi^+ \pi^-$, obtenemos $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$, y nos queda la misma carga.

6.4.1. $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$

Aquí se presenta el análisis de la partícula U^{--} , debido a que este decaimiento solo contiene un solo π^- no hay diferencia en llamarlo π rápido o lento, simplemente se le llama π .

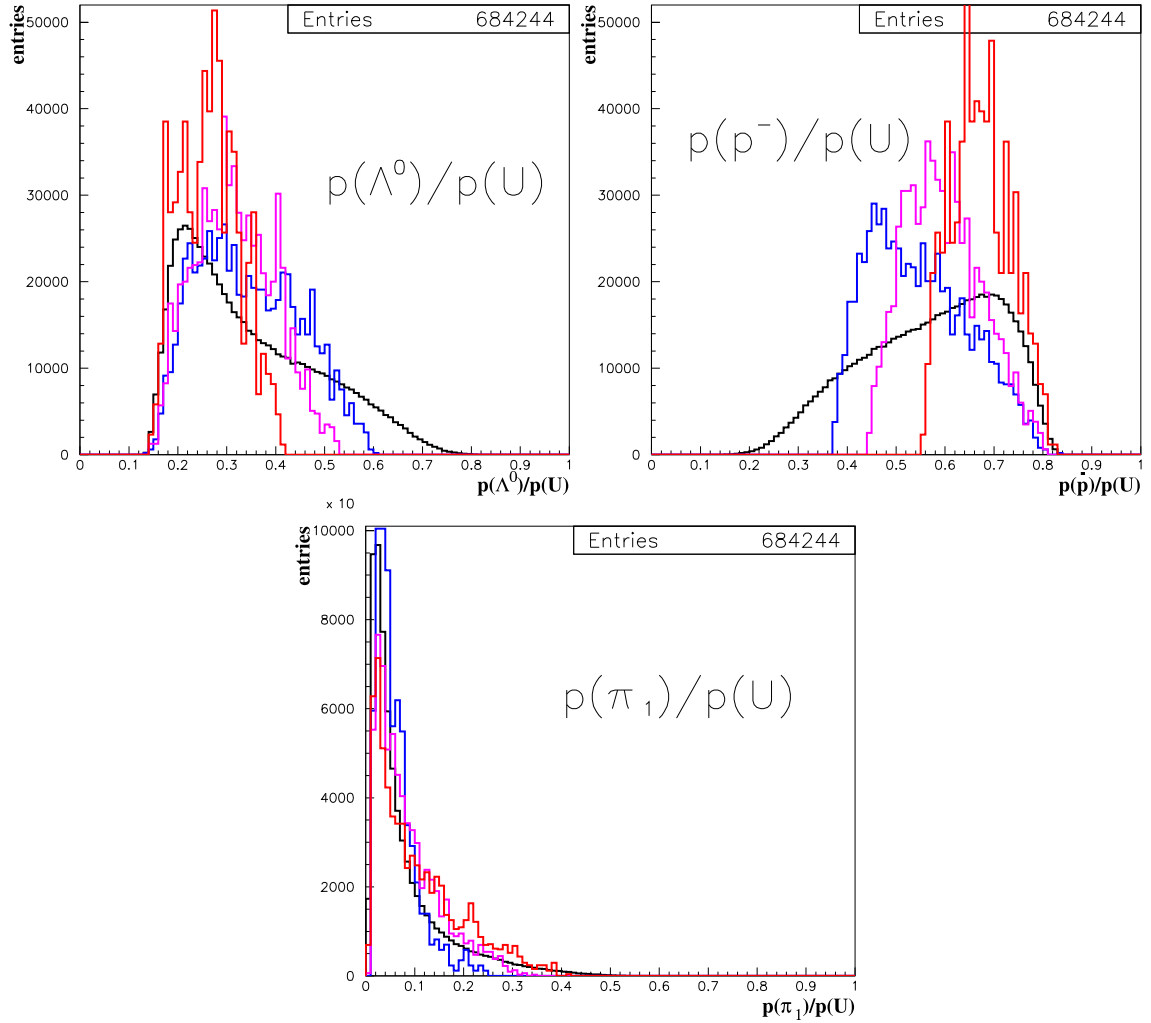


Figura 6.7: Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$, para la Λ^0 , el \bar{p} y el π respectivamente de izquierda a derecha.

Como podemos observar hay cambios para la gráfica 6.7 ya que es de esperarse ya que ahora solo contamos con un π . Estas tres son las correspondientes a el momento relativo de la Λ^0 , del \bar{p} y el π con respecto a el momento del candidato U respectivamente (de izquierda a derecha). Los valores de los cortes están en el cuadro 6.2.

6.4.2. $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$

Aquí se presenta el análisis de la partícula U^{--} , al igual que el decaimiento anterior la diferencia esta en el número de π 's que se tienen, ya que en este decaimiento son 3 π 's, y se toma exactamente igual que los casos anteriores cuando se tenían 2 π 's, el que tiene más momento es el π rápido y el que tiene menor momento es llamado π lento, aquí como se utiliza el mismo método cuando tenemos 2 π 's que cuando tenemos 3 π 's es por eso que el corte sale muy parecido en los dos casos, pero en el π rápido sale exactamente igual.

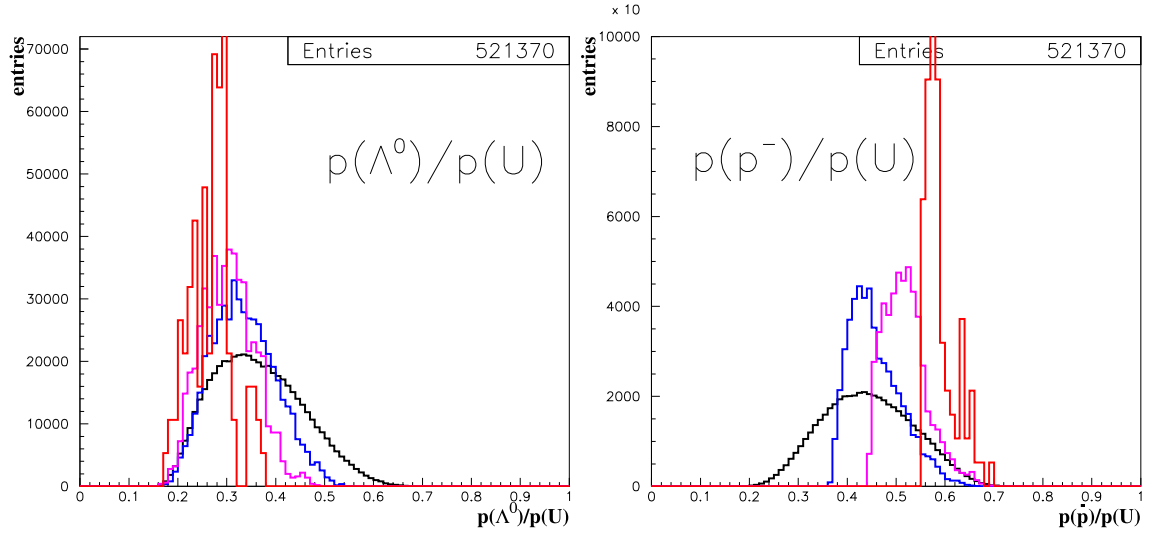


Figura 6.8: Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$, para la Λ^0 , y el \bar{p} respectivamente de izquierda a derecha.

Como podemos observar no hay cambios para la gráfica 6.8 tiene el mismo comportamiento que las gráficas del U^+ , estas dos primeras son las correspondientes a el momento relativo de la Λ^0 y del \bar{p} con respecto a el momento del candidato U respectivamente (de izquierda a derecha) y notar también que se realizaron los mismos grupos de momentos y tiene un comportamiento igual, lo único que cambia es que cuando tenemos este decaimiento U^- , en la gráfica de los datos reales tenemos más entradas.

En la gráfica 6.9 se muestra para el π lento y el π rápido, y concluimos que no hay cambios para estos cortes son iguales que los del U^+ .

6.5. U^0

En este tipo de decaimiento también tenemos 2 posibilidades, su carga es 0, ya que aumentando un $\pi^+\pi^-$, nos queda la misma carga.

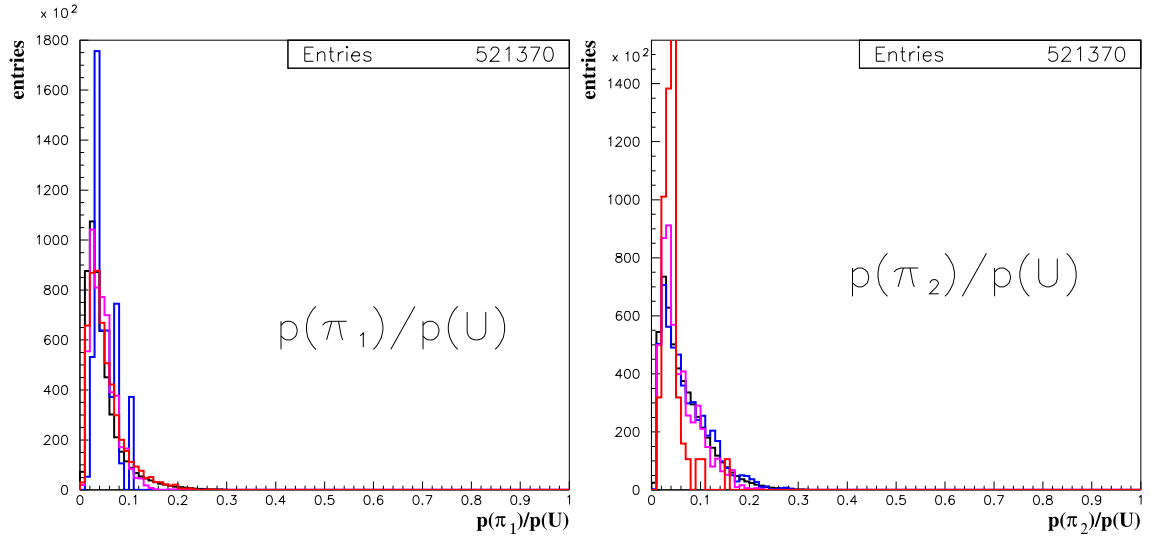


Figura 6.9: Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$, para el π_1 o llamado rápido, y para el π_2 o llamado lento respectivamente de izquierda a derecha.

6.5.1. $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$

Podemos observar que cuando tenemos un solo π el corte en el momento del π es mayor, esto se ve de manera clara ya que el momento de la U se divide en tres partes, el momento de la Λ^0 , el \bar{p} y el π , esto se muestra en la gráfica 6.10, donde tenemos el momento relativo de estas partículas con respecto al candidato a U .

6.5.2. $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Aquí se presenta el análisis de la partícula U^0 , debido a que este decaimiento se diferencia del U^{--} , solo cambiando un π^+ por un π^- , debido solo hay ese pequeño cambio, se muestra que no hay cambios en los cortes. También podemos observar que en cuando tenemos 3 π 's el corte en el momento del π lento es menor, esto se ve de manera clara ya que el momento de la U se divide en 5 partes el momento de la Λ^0 , el \bar{p} , el π_1 , el π_2 y el π_3 .

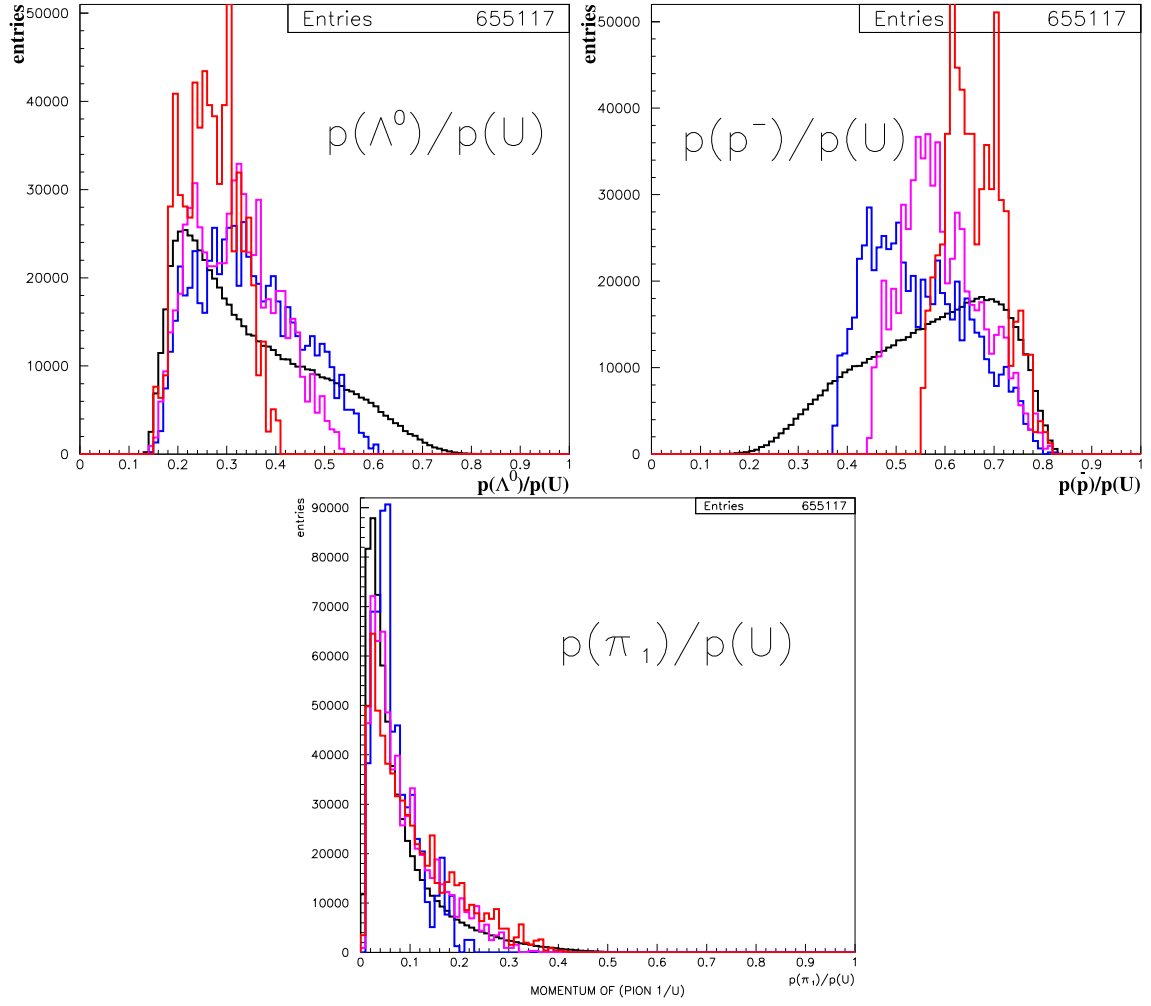


Figura 6.10: Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$, para la Λ^0 , el \bar{p} y el π respectivamente de izquierda a derecha.

En el cuadro 6.2 se hace el resumen de todos los valores de los cortes obtenidos para los diferentes tipos de decaimientos.

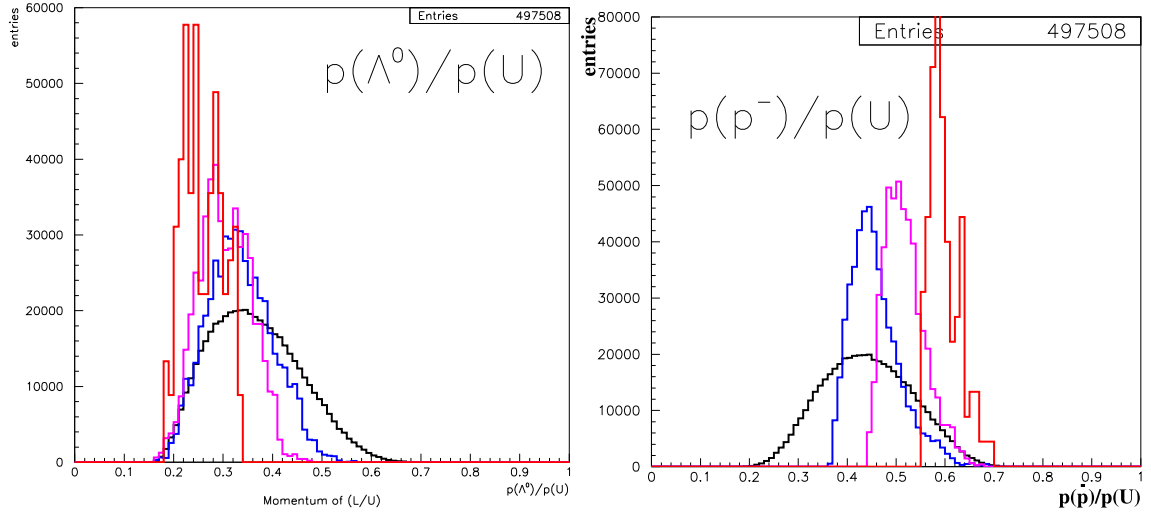


Figura 6.11: Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$, para la Λ^0 , y el \bar{p} respectivamente de izquierda a derecha.

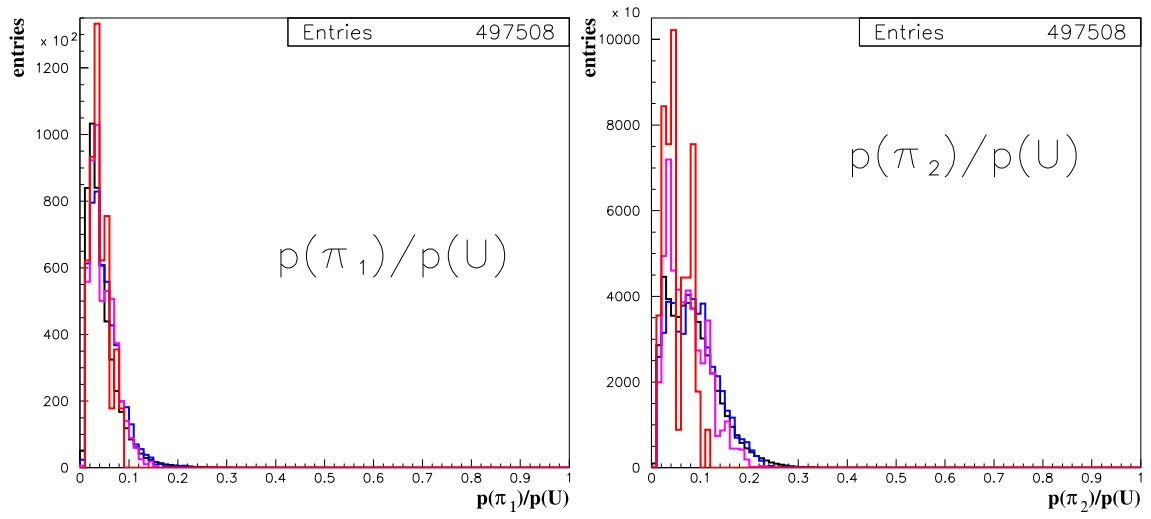


Figura 6.12: Justificación de los cortes en Montecarlo para el $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$, para el π_1 o llamado rápido, y para el π_2 o llamado lento respectivamente de izquierda a derecha.

Tipo de U	Mom. de Λ^0/U	Mom. π_1/U	Mom. π_2/U
$U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$	< 0.3	> 0.035	> 0.1
$U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$	< 0.3	> 0.035	> 0.1
$U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$	< 0.26	> 0.1	
$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$	< 0.26	> 0.1	
$U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$	< 0.28	> 0.06	> 0.040
$U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$	< 0.28	> 0.06	> 0.040

Cuadro 6.2: Cuadro de los diferentes tipos de decaimientos, donde se muestran los cortes en el momento relativo.

Capítulo 7

RESULTADOS

7.1. INTRODUCCIÓN

En este capítulo presentamos los resultados de los diferentes decaimientos del $U(3100)$. En los estudios empleamos los datos obtenidos en el experimento SELEX con los criterios de selección discutidos en el capítulo anterior. Usando el programa de análisis SOAP y con los cortes probados haciendo uso del programa MONTECARLO (*EMBEDDING*).

7.2. $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$

En la gráfica 7.1 a) se muestra la reconstrucción de masa invariante $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, sin ningún corte aplicado, solo los cortes implícitos en el paquete *vees*.

En la gráfica 7.1 b) se muestra la reconstrucción de masa invariante $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, solo aplicando el corte para el \bar{p} , para que sea bien identificado en el RICH, esto tomando que el \bar{p} tenga un momento $> 110 \text{ GeV}/c$, aquí podemos notar que es un corte muy bueno ya que nos elimina mucho ruido.

En la gráfica 7.1 c) se muestra la reconstrucción de masa invariante $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, aplicando todos los cortes mencionados en las secciones 5.5, 6.1.2 y los últimos mostrados en el cuadro 6.2, exepcto el de $\bar{p} > 110 \text{ GeV}/c$.

Finalmente aplicando todos los cortes, obtenemos la distribución final para este decaimiento en este caso es el U^+ , esto se muestra en la gráfica 7.2.

En esta gráfica podemos observar una pequeña fluctuación en $3.175 \text{ GeV}/c^2$, por lo que hicimos el siguiente trabajo de ver si en realidad era una pequeña señal o era una fluctuación.

Primero se hizo un ajuste gaussiano el cual es mostrado en esta gráfica 7.2, lo que se hizo para ver si realmente era un pico es variar el corte en el momento del \bar{p} para ver que tan confiable es.

Los resultados se muestran en el cuadro 7.1.

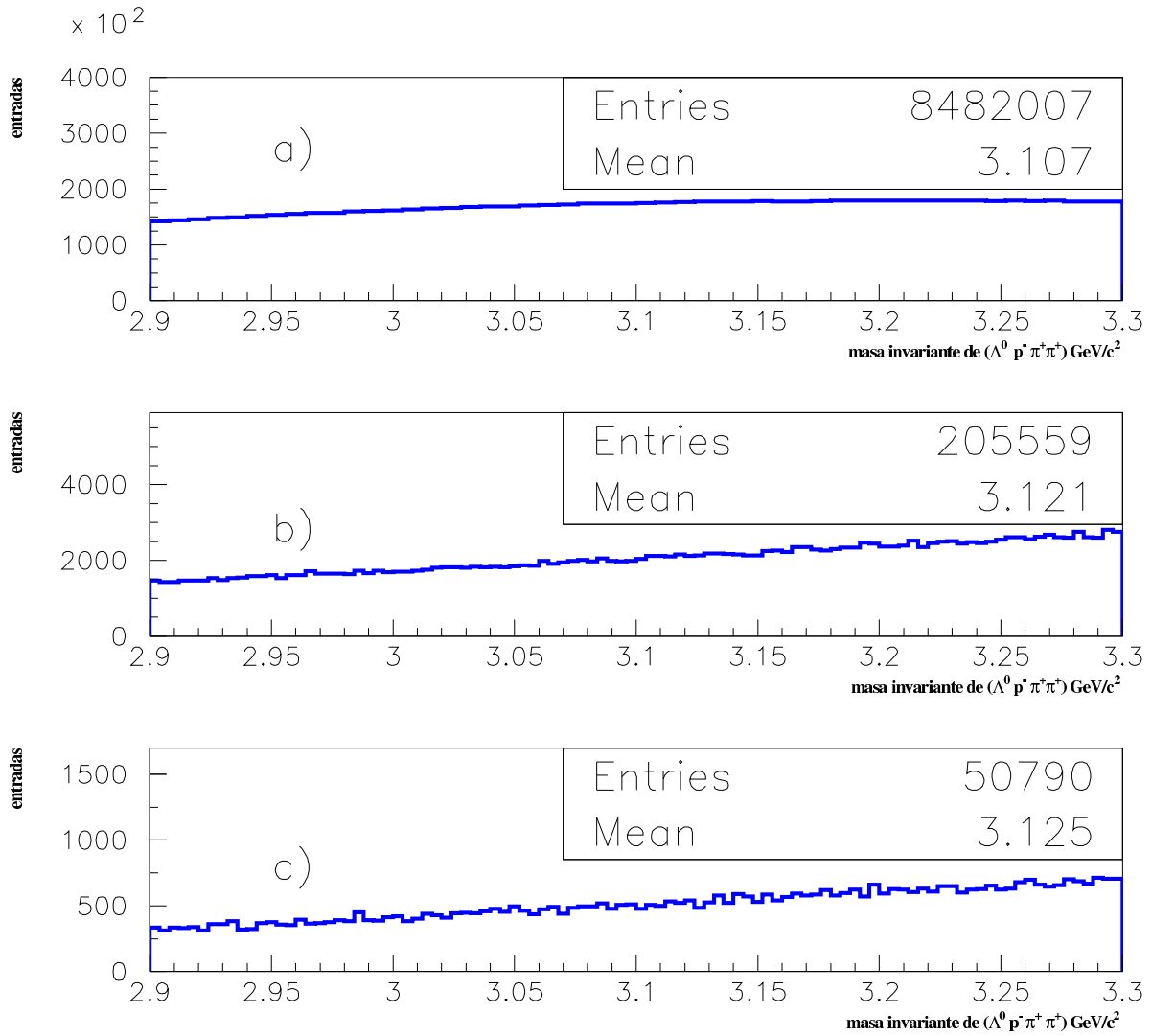


Figura 7.1: Reconstrucción de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, a) sin ningún corte, b) solo con el corte para que el \bar{p} tenga un momento $> 110 \text{ GeV}/c$ y c) con todos los cortes mencionados en las secciones 5.5, 6.1.2 y los últimos mostrados en el cuadro 6.2, excepto el de $\bar{p} > 110 \text{ GeV}/c$.

En este cuadro, en la primera columna se muestra el tipo de U que es U^+ , en la segunda columna se muestra el corte que se realizó en el momento del \bar{p} , en la tercera columna se da el número de eventos contenidos en el pico, y en la cuarta columna el ruido. Como podemos ver en este cuadro para el corte original que es en 110 (mostrado en la gráfica 7.2).

Si no fuera una fluctuación se esperaría que el número de eventos fuera en aumento, pero estos van fluctuando, como podemos ver el ruido si va en aumento en cuanto hacemos el corte en el \bar{p} , y como podemos observar el ruido siempre es mayor que el número de eventos. Además en el capítulo anterior, sección 6.1, concluimos que el ancho es de 15 MeV y en este ajuste tiene solo 4.5 MeV, por lo tanto concluimos que es una fluctuación.

Tipo de U	Corte del \bar{p} GeV/c	Número de eventos	Ruido
U^+	> 110	103.1 ± 34.36	148.2 ± 1.996
U^+	> 100	129.7 ± 35.97	180.5 ± 2.050
U^+	> 90	130.8 ± 31.00	213.9 ± 2.185
U^+	> 80	109.4 ± 44.22	244.5 ± 2.403
U^+	> 78	114.2 ± 30.83	254.2 ± 2.378
U^+	> 70	122.9 ± 36.61	292.5 ± 2.461
U^+	> 60	100.2 ± 35.061	334.3 ± 243.8

Cuadro 7.1: Cuadro del número de eventos contra el ruido del decaimiento $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, donde se realizó un corte en el momento del \bar{p} .

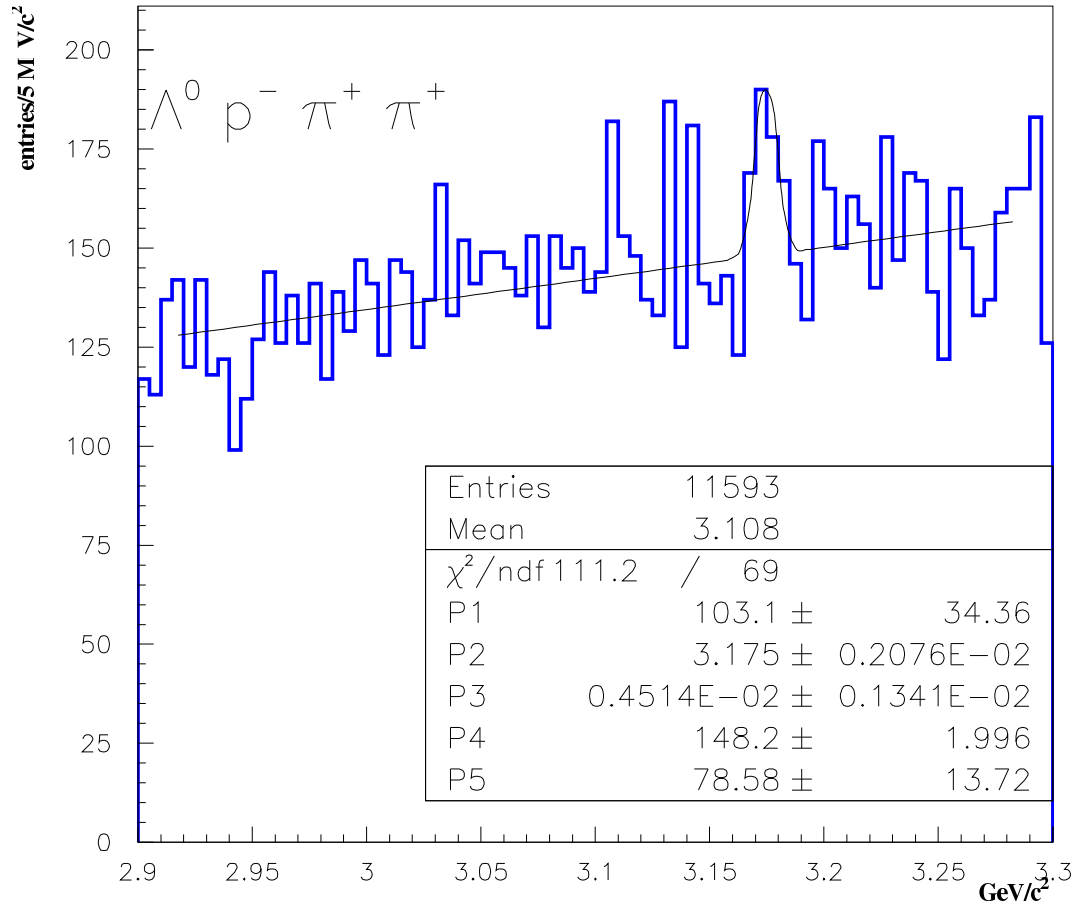


Figura 7.2: Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen *downstream vee*.

En esta gráfica 7.2 la línea continua representa la función de ajuste para la distribución sumada a una contribución gaussiana y lineal, los parámetros de la función y sus errores se muestran en el recuadro, donde P1 es la normalización gaussiana al número de eventos de

señal, P2 es la media de la distribución gaussiana, P3 es la sigma de la distribución gaussiana, P4 es el término constante de la distribución líneal con el origen en la media, P5 es el coeficiente líneal.

7.3. $U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$

Aquí se presenta el análisis de la partícula U^- , aplicando los cortes mencionados en las secciones 5.5, 6.1.2 y los últimos mostrados en el cuadro 6.2, a la distribución de masa invariante $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$, obtenemos el resultado que se muestra en la gráfica 7.3 .

En la gráfica 7.3 se muestra la reconstrucción final para este decaimiento.

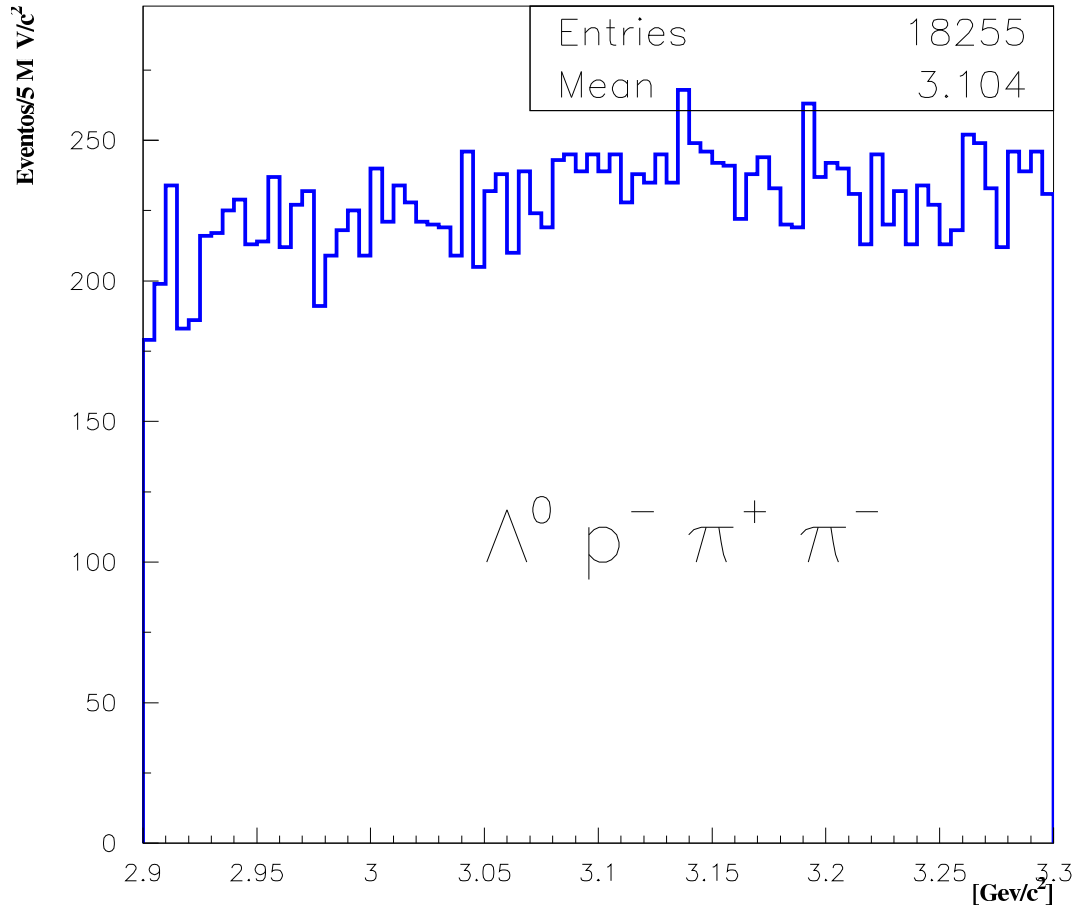


Figura 7.3: Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen *downstream vee*.

7.4. U^{--}

Para este tipo de decaimiento tenemos dos posibilidades ya que aumentando en $\pi^+ \pi^-$, como se explico anteriormente nos queda la misma carga.

7.4.1. $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$

Aquí se presenta el análisis de la partícula U^{--} , aplicando los cortes mostrados en las secciones anteriores (5.5 y 6.1.2 estos últimos mostrados en el cuadro 6.2) a la distribución de masa invariante $\Lambda^0 \bar{p} \pi^-$, obtenemos el resultado que se muestra en la gráfica 7.4.

En la gráfica 7.4 se muestra la reconstrucción final para este decaimiento.

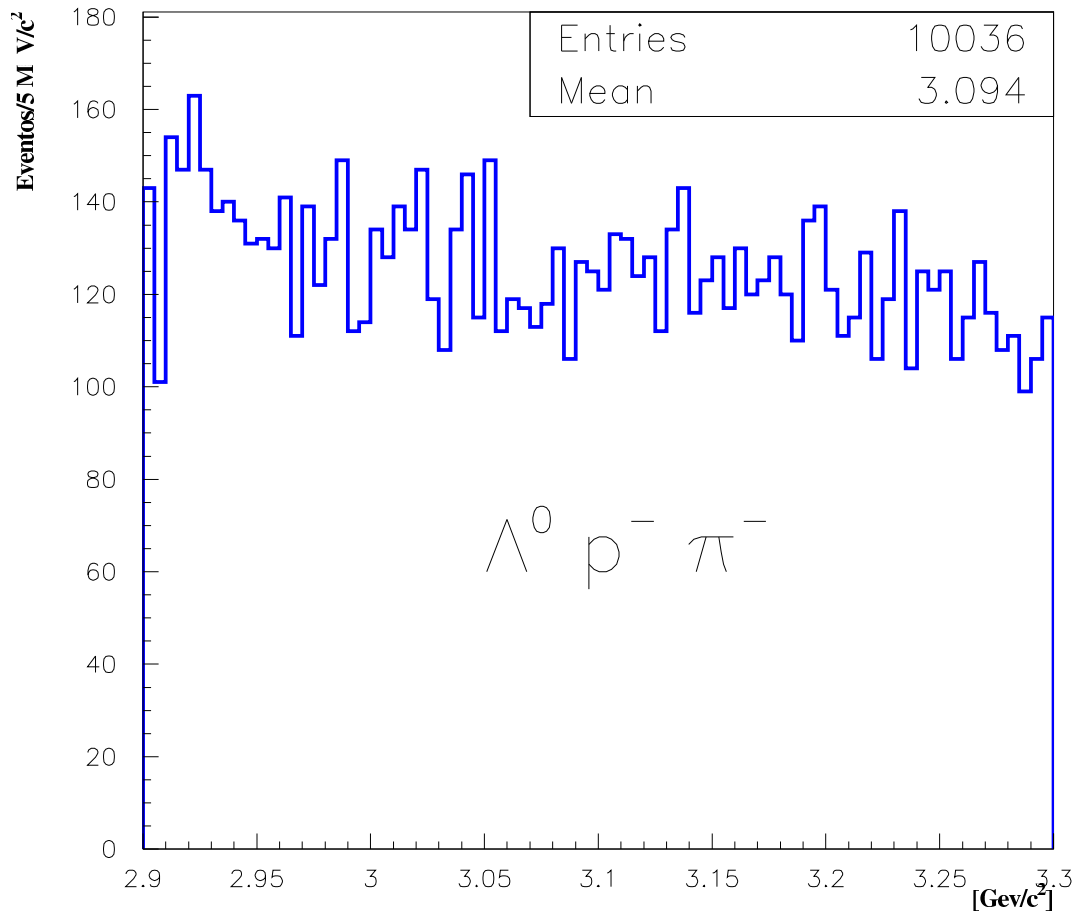


Figura 7.4: Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^-$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen *downstream vee*.

7.4.2. $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$

Aquí se presenta el análisis de la partícula U^{--} , aplicando los cortes mostrados en las secciones anteriores (5.5 y 6.1.2 estos últimos mostrados en el cuadro 6.2) a la distribución de masa invariante $\Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$, obtenemos el resultado que se muestra en la gráfica 7.5.

En la gráfica 7.5 se muestra la reconstrucción final para este decaimiento.

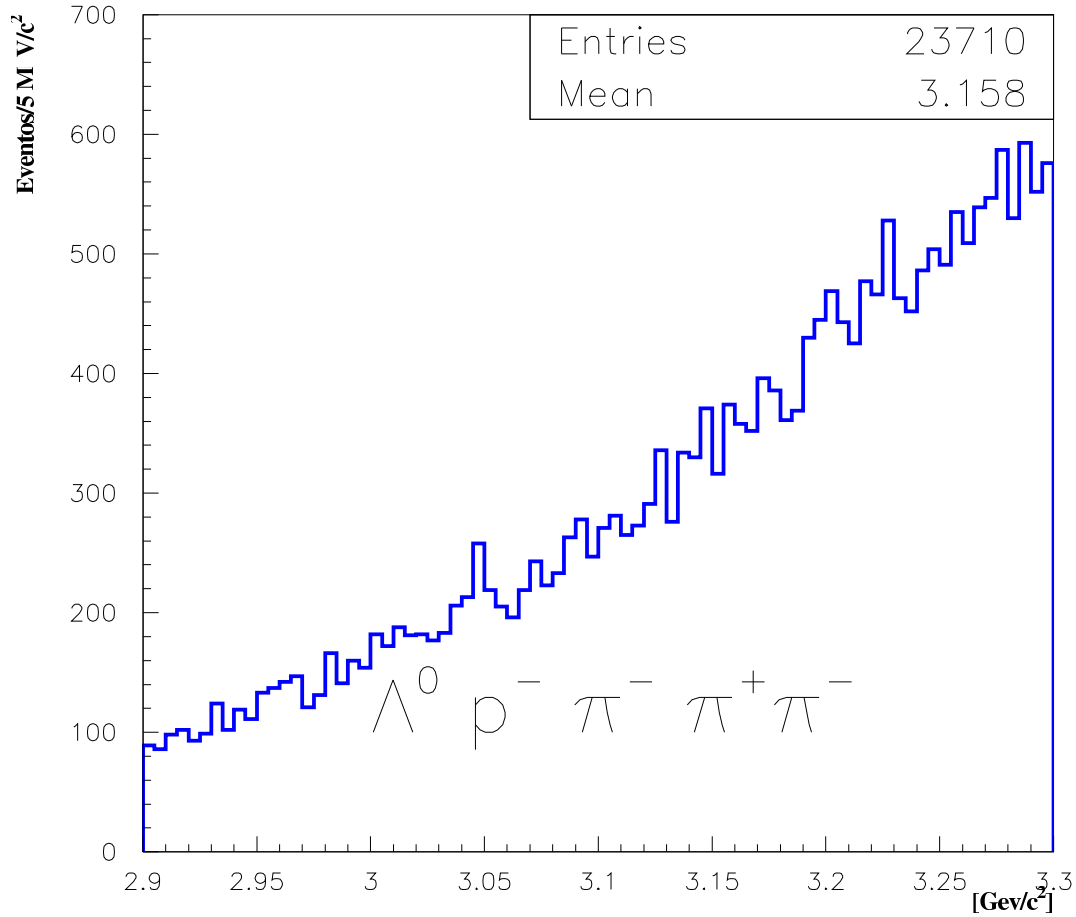


Figura 7.5: Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen *downstream vee*.

7.5. U^0

En este tipo de decaimiento también tenemos 2 posibilidades, su carga es 0, ya que aumentando un $\pi^+\pi^-$, nos queda la misma carga.

7.5.1. $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$

Aquí se presenta el análisis de la partícula U^0 , aplicando los cortes mostrados en las secciones anteriores (5.5 y 6.1.2 estos últimos mostrados en el cuadro 6.2) a la distribución de masa invariante $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+$, obtenemos el resultado que se muestra en la gráfica 7.6.

En la gráfica 7.6 se muestra la reconstrucción final para este decaimiento.

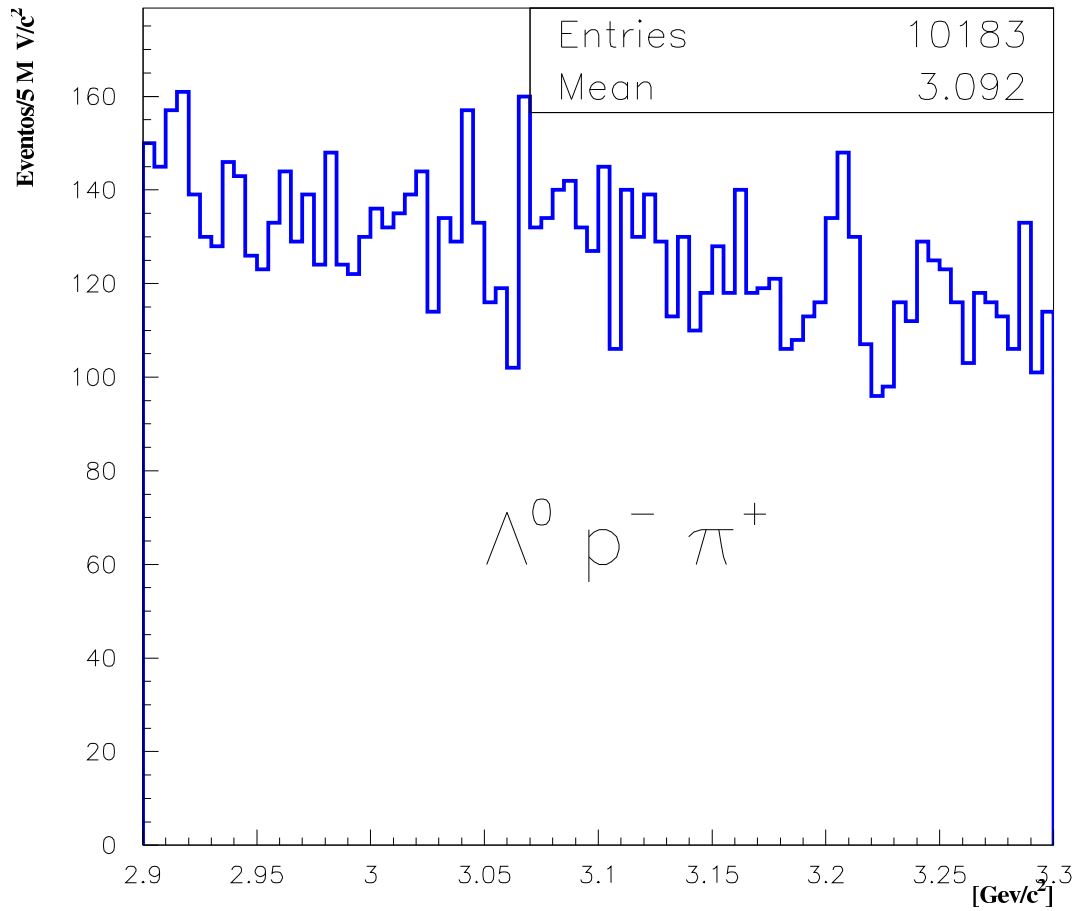


Figura 7.6: Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen *downstream vee*.

7.5.2. $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Aquí se presenta el análisis de la partícula U^0 , aplicando los cortes mostrados en las secciones anteriores (5.5 y 6.1.2 estos últimos mostrados en el cuadro 6.2) a la distribución de masa invariante $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$, obtenemos el resultado que se muestra en la gráfica 7.7.

En la gráfica 7.7 se muestra la reconstrucción final para este decaimiento.

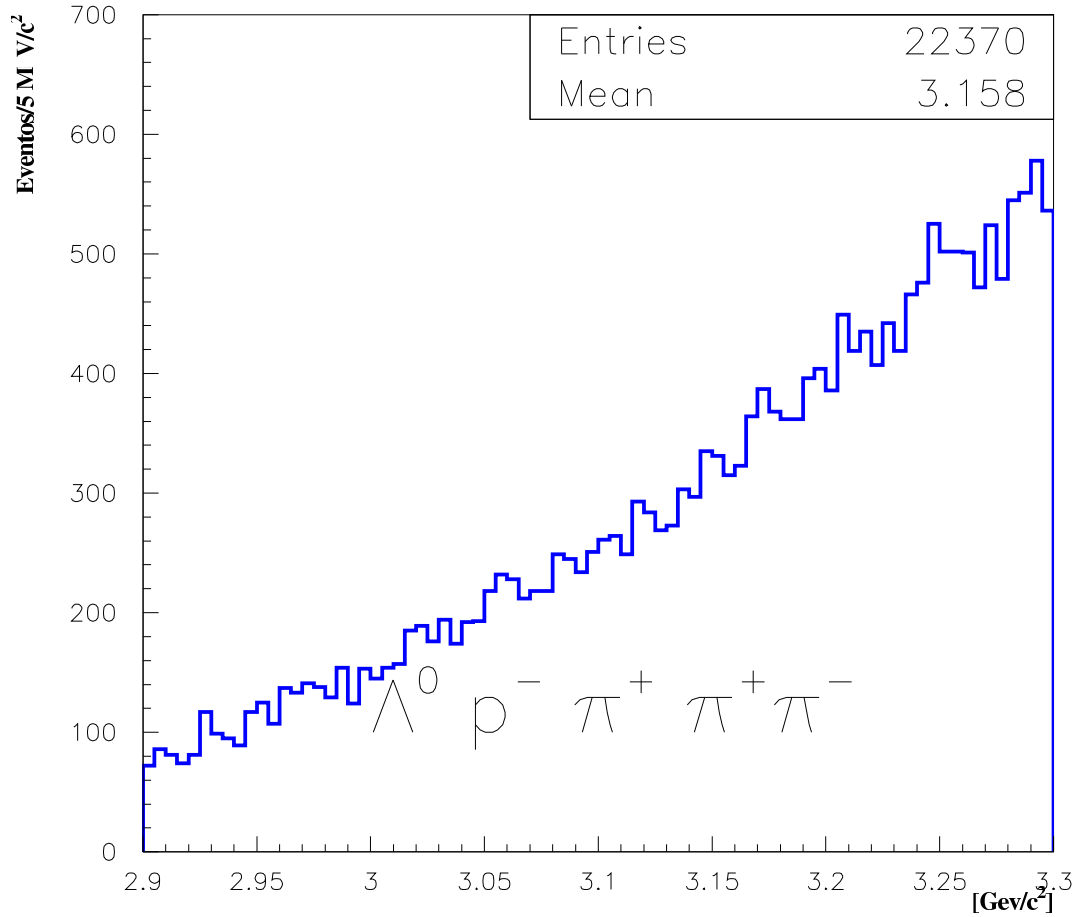


Figura 7.7: Distribución de masa invariante de $\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$, aplicando todos los cortes explicados anteriormente esto con todos los datos que contienen *downstream vee*.

Capítulo 8

CONCLUSIONES

1. Se hizo un estudio para el decaimiento de $U(3100)$ que decae en $\Lambda^0 \bar{p} + \pi's$, realizados con datos del experimento SELEX.
 - Existen seis decaimientos que se analizaron los cuales son:
 - a) $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$,
 - b) $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+$,
 - c) $U^0 \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$,
 - d) $U^- \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$,
 - e) $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$,
 - f) $U^{--} \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$.
 - Una de las partículas más importantes que componen estos decaimientos es el \bar{p} , se mostró que este es muy bien identificado con el detector RICH.
 - Para el caso de la Λ^0 tenemos datos que contienen *downstream vee* por evento.
 - Se realizaron cortes probados en Montecarlo, para tratar de encontrar este estado exótico.
2. Después de aplicar los cortes se obtuvieron los resultados para cada tipo de decaimiento.
 - Se encontró un pequeño "pico" en el decaimiento de $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$, en $3.175 \text{ GeV}/c^2$, después de un estudio realizado se llegó a la conclusión de que es una fluctuación estadística.
 - Para los restantes decaimientos del $U(3100)$, no se encontró evidencia experimental.
 - Por lo tanto no se encontraron picos que pudieran ser estados de 4 quarks, en $3.1 \text{ GeV}/c^2$ ni cerca de este valor.
 - WA62 y BIS-2 reportaron evidencia experimental del $U(3100)$, en SELEX no se encuentra este decaimiento.

Apéndice A

PAQUETES

A.1. SOAP_DATA_GENERIC.CMD

Aquí se muestra el programa soap_data_generic.cmd, en este decimos cuales *switches* estan prendidos, este fue utilizado para el análisis del U(3100) en Iowa.

```
! Command file pass2.cmd
!
! CVS/RCS keywords
! $Id: pass2.cmd,v 1.4 2000/12/04 21:34:27 syjun Exp $
! $Author: syjun $
!
! command file used for passII production
!
noexec filter

! set on driver wrt_savebk save_all prod

execute unpack
set on unpack adc cros rmh svx ! hist

execute tracking
set on tracking segment link fit0 silmatch silm3d guided fit hist
set on tracking vx_radial m1_guide vx_lasd tr_seg2 ! tr_subset tr_user
! set on tracking tr_addlasd tr_crack ! tr_kink ! sil_vee Dauwe m1kink
set on tracking m1_share ! m1pwc s-y hit share
set cut tracking lasd_wid 2. ! inflate LASD res by factor 2
set cut tracking max_bmsi 250.
set cut tracking max_vxsi 1000.
set cut tracking max_pwc 260.
```

```

set cut tracking max_svx      1000.
set cut tracking segment      0    ! all spectrometers on in track_segment
set cut tracking ptm1        0.7371 ! use fixed spectrometer pt_kicks
set cut tracking ptm2        0.8285 ! use fixed spectrometer pt_kicks
set cut tracking trajectory parabolic ! parabolic trajectory as a default
prog      tracking pass2.tseg

ocs class main anal
!ocs sets out ncal_                ! vdc_

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

exec      partid
set on partid rich btr etr etr_track ! etr_hist

execute user
set on user hist
set cut user report      1000
! set cut user report      1

exec      vertex
set on vertex vtx2 err2 secint prim sec
set cut vertex prong      2
set cut vertex vtxd      4.0
set cut vertex vtx2      9.0
set off vertex secint
! set on vertex vees_ds kinks_ds secint_ds ! hist
! set cut vertex zkink      90.        ! minimum z-vtx for downstream kinks
! set cut vertex zvee      90.        ! minimum z-vtx for downstream vees
! set cut vertex xyz_chi2    10.        ! maximum 3d chisq downstream vertices
! set cut vertex yz_chi2    100.       ! minimum 2d chisq downstream vertices
! set cut vertex pty_vee     0.05      ! maximum psumy for recovering vees

exec      recon
! set on recon hist vtuple vtup1 vtup2 vtup3 !strip2 ntuple
set on recon hist ftuple ftup1 ftup2
set cut recon tgt_rec      0.05
set cut recon pscale      1.0000 ! pass11_11_v1
set cut recon cand_csec    5.0
set cut recon cand_cpri    5.0
! set on recon ntuple strip ! hist

```



```

set on recon strip

! exec      ncal
! set  on  ncal nctr nwc l2trk l2pht hist

      in  ds_defaults.cmd
! in  v0_defaults.cmd

! disk in  reset

disk in  infile
! disk out a2.tmp recon2

!ocs sets out mag_par      ! using run_010783.ocs

ana      1; idump tseg -d; tseg; trk; vertex -d; vertex; partid; phtgam; recn; q
ana      1; idump tseg -d; tseg; trk; vertex -d; vertex; partid; phtgam; recn; q
ana      0
! ana    0
exit
!
! $Log: pass2.cmd,v $
! Revision 1.4  2000/12/04 21:34:27  syjun
! update ncal and tables config
!
! Revision 1.3  2000/10/19 21:53:46  syjun
! change cut vtx2 from 5 to 9 as suggested by russ
!
! Revision 1.2  2000/08/24 16:11:59  syjun
! turn off mlkink and rearrange lasd
!
! Revision 1.1  2000/08/24 16:08:50  syjun
! command file for passII production
!

```

A.2. PASS2.TSEG

Aquí se muestra el paquete pass2.tseg.

```
spec: bm vx m1 m2 m3                ! all.tseg - general purpose tracking
!
! $Id: all.tseg,v 1.13 1997/11/17 21:35:36 mattson Exp $
! $Author: mattson $
!
! 08-Mar-96  psc V1_0  tuned on MC
! 23-Aug-96  psc V2_0  tuned on data
!                      linking cuts tuned - zfix offsets removed
!                      improved bm, vx, m1, m2 combinations
!                      tightened chi2 cuts
! 28-Aug-96  psc V2_1  modified for new xs and ytgt cuts, track_guided added
comb: bm_comb1
    planelist:  bm_ssd_ 1x1y1u2x2y3x3y3u
    planeinit:  bm_ssd_1y bm_ssd_3y bm_ssd_1x bm_ssd_3u
!    cut names  xl   xh   txl   txh   yl   yh   tyl   tyh   xs   ytgt   chi2   npl
    cuts:       0.,  0.,-.0012,.0012, 0., 0.,-.0012,.0012,0.0, 0.2,  4.0,  7
*end

comb: bm_comb2
    planeinit:  bm_ssd_1y bm_ssd_2y bm_ssd_1u bm_ssd_3x
!    cut names  xl   xh   txl   txh   yl   yh   tyl   tyh   xs   ytgt   chi2   npl
    cuts:       0.,  0.,-.0015,.0015, 0., 0.,-.0015,.0015, 0.0, 0.2,  9.0,  7
*end

comb: bm_comb3
    planeinit:  bm_ssd_2y bm_ssd_3y bm_ssd_2x bm_ssd_3u
!    cut names  xl   xh   txl   txh   yl   yh   tyl   tyh   xs   ytgt   chi2   npl
    cuts:       0.,  0., -.002, .002, 0., 0.,-.002, .002, 0.0, 0.2,  9.0,  7
*end

comb: vx_comb1
    planelist:  vx_ssd_ 1x1y1u1v2x2y2u2v
    planelist:  vx_msd_ 1x1y1u1v2x2y2u2v3x3u3v4x
    planeinit:  vx_ssd_1u vx_ssd_1v vx_msd_2x vx_msd_2y
!    cut names  xl   xh   txl   txh   yl   yh   tyl   tyh   xs   ytgt   chi2   npl
    cuts:       0.,  0.,-.025, .025,  0., 0.,-.025, .025,      ,      , 5.0, 12
*end
```

```

comb: vx_comb2
    planeinit: vx_ssd_2x vx_ssd_2y vx_msd_3u vx_msd_3v
!    cut names  xl   xh   txl   txh   yl   yh   tyl   tyh   xs   ytgt   chi2 npl
    cuts:      0.,  0.,-.100, .100,  0.,  0.,-.100, .100,      ,      , 20.0, 10
*end
!
! The following combinations that use all silicon initial planes are quite
! slow, and may also be unreliable. They are now turned off by default.
!
! M. Procario 14 Oct 1997
!comb: m1_ss1
!    planelist: m1_pwc_ 1x1y2x2y3x3y
!    planelist: m1_pwc_ 1u1v2u2v3u3v      3
!    planelist: m1_dsd_ 1x1y2x2y3x3y4x4y
!    planelist: m1_ssd_ 1v2u3v4u      3
!    planeinit: m1_ssd_1v m1_ssd_2u m1_ssd_3v m1_ssd_4u
!!    cut names  xl   xh   txl   txh   yl   yh   tyl   tyh   xs   ytgt   chi2  npl  nhit
!    cuts:      -5.,  5.,-.025,.025,-5.,  5.,-.023,.023,  0.,  0.,  2.0,  16, 600
!*end
!
!comb: m1_ss2
!    planeinit: m1_dsd_1x m1_dsd_1y m1_dsd_3x m1_dsd_3y
!!    cut names  xl   xh   txl   txh   yl   yh   tyl   tyh   xs   ytgt   chi2 npl
!*end
!
!comb: m1_ss3
!    planeinit: m1_dsd_2x m1_dsd_2y m1_dsd_4x m1_dsd_4y
!!    cut names  xl   xh   txl   txh   yl   yh   tyl   tyh   xs   ytgt   chi2 npl
!*end

! M1 combinations for Cascades search
!

comb: m1_lasd1a
    planelist: m1_dsd_ 1x1y2x2y
    planelist: m1_ssd_ 1v2u      1
    planeinit: m1_dsd_1x m1_dsd_2x m1_ssd_1v m1_ssd_2u
!    cut names  xl   xh   txl   txh   yl   yh   tyl   tyh   xs   ytgt   chi2  npl  nhit
    cuts:      -5.,  5.,-.025,.025,-5.,  5.,-.023,.023,  0.,  0.,  10.,  5, 900,,,7
*end

comb: m1_lasd1b
    planeinit: m1_dsd_1y m1_dsd_2y m1_dsd_1x m1_ssd_2u
*end

```

```

comb: m1_lasd1g
  planeinit: m1_dsd_1x m1_ssd_1v m1_dsd_2y m1_ssd_2u
*end

comb: m1_lasd1h
  planeinit: m1_dsd_1y m1_dsd_2y m1_ssd_1v m1_ssd_2u
*end

!comb: m1_lasd1i
!   planeinit: m1_dsd_1x m1_dsd_1y m1_dsd_2y m1_ssd_1v
!*end

comb: m1_lasd1j
  planelist: m1_dsd_ 1x2x
  planelist: m1_ssd_ 1v2u      1
  planeinit: m1_dsd_1x m1_dsd_2x m1_ssd_1v m1_ssd_2u
!   cut names  xl  xh   txl  txh  yl  yh  tyl  tyh  xs  ytgt chi2  npl nhit
  cuts:        -5., 5.,-.025,.025,-5., 5.,-.023,.023,  0., 0.,  8.,  4, 900,,7
*end

comb: m1_lasd2a
  planeinit: m1_dsd_1x m1_dsd_2x m1_ssd_1v m1_ssd_2u
!   cut names  xl  xh   txl  txh  yl  yh  tyl  tyh  xs  ytgt chi2  npl nhit
  cuts:        -5., 5.,-.025,.025,-5., 5.,-.023,.023,  0., 0., 22.5,  5, 900
*end

comb: m1_lasd2b
  planeinit: m1_dsd_1y m1_dsd_2y m1_ssd_1v m1_ssd_2u
*end

comb: m1_lasd2h
  planeinit: m1_dsd_1x m1_dsd_1y m1_dsd_2y m1_ssd_2u
*end

comb: m1_lasd2i
  planeinit: m1_dsd_1x m1_dsd_1y m1_dsd_2y m1_ssd_1v
*end

comb: m1_lasd3a
  planelist: m1_dsd_ 3x3y4x4y
  planelist: m1_ssd_ 3v4u      1

```

```

        planeinit: m1_dsd_3x m1_dsd_4x m1_ssd_3v m1_ssd_4u
!      cut names   xl  xh   txl  txh  yl  yh  tyl   tyh  xs  ytgt chi2  npl nhit
        cuts:      -5., 5.,-.025,.025,-5., 5.,-.023,.023, 0., 0., 10., 5, 900,,7
*end

comb: m1_lasd3b
        planeinit: m1_dsd_3y m1_dsd_4y m1_ssd_3v m1_ssd_4u
*end

comb: m1_lasd3c
        planeinit: m1_dsd_3y m1_dsd_4y m1_dsd_3x m1_ssd_4u
*end

comb: m1_lasd3d
        planeinit: m1_dsd_3y m1_dsd_4y m1_dsd_3x m1_ssd_3v
*end

comb: m1_lasd4a
        planeinit: m1_dsd_3x m1_dsd_4x m1_ssd_3v m1_ssd_4u
!      cut names   xl  xh   txl  txh  yl  yh  tyl   tyh  xs  ytgt chi2  npl nhit
        cuts:      -5., 5.,-.025,.025,-5., 5.,-.023,.023, 0., 0., 22.5, 5, 900
*end

comb: m1_lasd4b
        planeinit: m1_dsd_3y m1_dsd_4y m1_ssd_3v m1_ssd_4u
*end

comb: m1_lasd4c
        planeinit: m1_dsd_3y m1_dsd_4y m1_dsd_4x m1_ssd_4u
*end

comb: m1_lasd4d
        planeinit: m1_dsd_3y m1_dsd_4y m1_dsd_4x m1_ssd_3v
*end

comb: m1_pp1
        planelist: m1_pwc_ 1x1y2x2y3x3y
        planelist: m1_pwc_ 1u1v2u2v3u3v          3
        planeinit: m1_pwc_1y m1_pwc_3y m1_pwc_1x m1_pwc_3x
!      cut names   xl  xh   txl  txh  yl  yh  tyl   tyh  xs  ytgt chi2  npl nhit
        cuts:      -25.,25.,-.2,  .2, -10.,10.,-.1,  .1,  0., 1.5,  2.0,  9, 300
*end

```

```

comb: m1_pp2
      planeinit: m1_pwc_2y m1_pwc_3y m1_pwc_2x m1_pwc_3x
!      cut names          chi2
      cuts:          ,,,,,,,,,, 2.5,,
*end

comb: m1_pp3
      planeinit: m1_pwc_1y m1_pwc_2y m1_pwc_1x m1_pwc_2x
!      cut names          chi2
      cuts:          ,,,,,,,,,, 3.0,,
*end

comb: m2_30gev_1
      planelist: m2_pwc_ 7x6x5u5v4x3u3v2x1x7y6y4y2y1y
      planeinit: m2_pwc_1y m2_pwc_7y m2_pwc_1x m2_pwc_7x
!      cut names  x1  xh   tx1  txh y1 yh   ty1  tyh xs  ytgt chi2 npl nhit ptx  p
      cuts:      0., 0.,-.090,.090,0.,0.,-.023,.023, 0., 1., 2.3, 13,  0, 1., 30.
*end

comb: m2_30gev_2
      planeinit: m2_pwc_2y m2_pwc_6y m2_pwc_2x m2_pwc_6x
*end

comb: m2_forceuv1
      planelist: m2_pwc_ 5u5v3u3v  3
      planelist: m2_pwc_ 7x6x4x2x1x7y6y4y2y1y
      planelist: m2_dsd_ 5x5y6x6y
      planelist: m2_ssd_ 5v6u
      planeinit: m2_pwc_2y m2_pwc_6y m2_pwc_2x m2_pwc_6x
!      cut names  x1  xh   tx1  txh y1 yh   ty1  tyh xs  ytgt chi2 npl nhit ptx  p
      cuts:      0., 0.,-.090,.090,0.,0.,-.023,.023, 0., 1., 2.3, 11, 210, 0., 0.
*end

comb: m2_forceuv2
      planeinit: m2_pwc_2y m2_pwc_7y m2_pwc_2x m2_pwc_7x
*end

comb: m2_forceuv3
      planeinit: m2_pwc_1y m2_pwc_6y m2_pwc_1x m2_pwc_6x
*end

comb: m2_3-3uv5uv
      planeinit: m2_pwc_3u m2_pwc_3v m2_pwc_4x m2_pwc_5v

```

```

!      cut names   xl      xh      yl      chi2
cuts:      -0,      0.,.,.,0.,.,.,0.,0.,.,150
*end

comb: m2_5-7xy1xy
planeinit: m2_pwc_7x m2_pwc_7y m2_pwc_1x m2_pwc_1y
!      cut names               chi2      npl
cuts:      ,.,.,.,.,.,.,., 3.0,      11
*end

comb: m2_6-15uv3uv
planeinit: m2_pwc_4x m2_pwc_5v m2_pwc_3u m2_pwc_3v
!      cut names               chi2      npl
cuts:      ,.,.,.,.,.,.,., 3.0,      8
*end

comb: m2_lowp
panelist: m2_pwc_ 7x6x5u5v4x7y6y4y 7
panelist: m2_pwc_ 3u3v2x1x2y1y
planeinit: m2_pwc_4y m2_pwc_7y m2_pwc_4x m2_pwc_7x
!      cut names   xl      xh      txl      txh      yl      yh      tyl      tyh      xs      ytgt      chi2      npl
cuts:      0.,      0.,      .0,      .0,      0.,      0.,,-.030,.030, 0.,      1.,      2.5,      7
*end
!
comb: m3_comb1
panelist: m3_pwc_ 1v1y1x1u2y2x3x3v
planeinit: m3_pwc_1v m3_pwc_1y m3_pwc_2y m3_pwc_3x
!      cut names   xl      xh      txl      txh      yl      yh      tyl      tyh      chi2      npl
cuts:      0.,      0.,      -0.5,      0.5,      0.,      0.,,-0.05, 0.05,,2.0,      6
*end

comb: m3_comb2
planeinit: m3_pwc_1u m3_pwc_1x m3_pwc_2y m3_pwc_3x
!      cut names   xl      xh      txl      txh      yl      yh      tyl      tyh      chi2      npl
cuts:      0.,      0.,      -0.5,      0.5,      0.,      0.,,-0.05, 0.05,,2.0,      5
*end

link   prog bmdown
link   copy bm                                ! convert beam tseg into track

link   prog m2down
link   copy m2                                ! copy M2 segments

link   prog m1down

```

```

link    add    m1 to m2    10.0      ! add    M1 segments
link    add    m1 to vx    5.0
link    copy   m1          ! copy   M1 segments

link    prog   vx          ! vertex linking program
link    add    vx to m1    10.0      ! add on vertex segments
link    add    vx to m2    10.0      ! cover the case of missing m1 segments
link    copy   vx          ! use unmatched vx segments as new tracks

link    prog   silm        ! link info for silmatch -- DO NOT REMOVE
link    add    vx to m1    5.0      ! link silmatch segments to M1
link    add    vx to m2    5.0      ! link silmatch segments to M2

link    prog   m1guide     ! link info for guided2  -- DO NOT REMOVE
link    add    vx to m1    5.0      ! link M1s to vx
link    add    m1 to m2    5.0      ! link M1s to M2
link    add    vx to m2    5.0      ! link vxs to M2
link    add    bm to vx    5.0      ! stale beam tracks

tracking findcl    all      ! tracking program
!tracking fbk_guide ! clusterize all planes
tracking tr_seg2    m2      ! find tracks in filter block
tracking segment    bmm2    ! alternate M2 segment finder
tracking link       bmdown   ! find segments in all specs but vx
tracking guided     bm>vx_comb1 ! prepare bm Tsegs for silmatch
tracking fit0       bm      ! find old beam tracks in vx
tracking beam       ! momenta for beam tracks
tracking link       m2down   ! choose interacting beam track
tracking fit0       m2      ! prepare M2 Tsegs for silmatch
tracking silmatch    m2      ! estimate momenta for m2 tracks
tracking silmatch    target  ! find/link vx segments for m2+/- tracks
tracking vx_radial   ! choose target for primary interaction
!tracking tr_subset  m1_l    ! MM vx alone seg routine
!tracking link       vx      ! only run M1-lasd combinations
tracking m1_guide    ! add or link vx segs to tracks
!tracking guided     m2>m1_ss1 ! alternate guiding of vx and m2 into m1
!tracking guided     m2>m1_sp2 ! propagate tracks in M1 spec
tracking guided     m2>m1_pp2 ! propagate tracks in M1 spec
tracking segment     m1
tracking tr_addlasd   ! L. Dauwe 1/20/99 for m1 lasd addon
tracking vx_lasd     ! look for links between vx and M1-lasd
!tracking tr_user
tracking link        m1down   ! prepare M1 Tsegs for silmatch

```



```

tracking  fit0      m1      ! estimate momenta for m1 tracks
tracking  silmatch  m1      ! find/link vx segments for m1+/- tracks
tracking  sil_vee    m1      ! L. Dauwe 11/4/98
tracking  silmatch  target  ! choose target for primary interaction
tracking  pnt_seg    ! KDN routine
tracking  dc_segment a2b2c2  ! find segments in dc spectrometers
tracking  fit        ! momentum fit all fittable tracks
tracking  tr_crack   kink    ! LD 5/27/99 separate from track_user
tracking  tr_kink    kink    ! LD 5/27/99 separate from track_user
tracking  lasd_add   ! add lasd hits to m1/m2 tsegs (RMB code)
!
! $Log: all.tseg,v $
! Revision 1.13  1997/11/17  21:35:36  mattson
! Find filter block tracks
!
! Revision 1.12  1997/10/14  17:01:19  procario
! Turn on track_segment for all m1 combinations except those with all LASD initial pla
!
! Revision 1.11  1997/09/24  00:16:52  mattson
! Info for guide2 routines
!
! Revision 1.10  1997/08/26  19:10:03  mattson
! Allow m1guided calling
!
! Revision 1.9   1997/07/31  17:15:03  mattson
! Add calls for MM and KDN routines
!
! Revision 1.8   1997/04/04  05:08:42  kushnir
! Added X-coridor search combinations
!
! Revision 1.7   1997/01/30  17:11:30  kushnir
! Forcing U,V planes usage, as suggested by V.Kurshetsov
!
! At revision 1.9, removed older comments to shorten file
!-----

```

A.3. RECDF.OCS

Aquí se muestra nuestra tabla recdf.ocs, aquí se define cuales partículas vamos a buscar y que decaimientos.

```
#recdf      0      0 fill anal v03.12 Ago 13 2002 14:31 ablanco ! pass11 mode recon lis
! pass11 production - change from _11: add vx_vees to charm recons
  id  name      from pr q  pid    ls_min ls_max mass_min mass_max out ! frac
!                                     [%]
! Strange states
!   5  lambda    c  2  0  p+i-      0.00  800.0   1.090   1.140  $200002
!   3  pii       c  3 +1  p-i+i+    -5.0   +5.00   1.150   4.650  $200002
!   4  Usudd     rr  5 +1  piilambda -5.0   +5.00   2.950   3.250  $200002
! Vees
!   21 lambda    vk1 2  0  p+i-      0.00  9999.   1.070  1.160  $200002
!    3  pii      c  3 +1  p-i+i+    -5.0   +5.00   1.150  4.650  $200002
!    4  U+       rr  5 +1  piilambda -5.0   +5.00   2.900  3.300  $200001
!
!   21 lambda    vk1 2  0  p+i-      0.00  9999.   1.070  1.160  $200002
!    3  pii      c  3 -1  p-i+i-    -5.0   +5.00   1.150  4.650  $200002
!    4  U2-      rr  5 -1  piilambda -5.0   +5.00   2.900  3.300  $200001
!
!   21 lambda    vk1 2  0  p+i-      0.00  9999.   1.070  1.160  $200002
!    3  pi       c  2 -2  p-i-      -5.0   +5.00   1.150  4.650  $200002
!    4  U--      rr  4 -2  pilambda  -5.0   +5.00   2.900  3.300  $200001
!
!   21 lambda    vk1 2  0  p+i-      0.00  9999.   1.070  1.160  $200002
!    3  piii     c  4 -2  p-i-i+i-   -5.0   +5.00   1.150  4.650  $200002
!    4  U2--     rr  6 -2  piiiilambda -5.0   +5.00   2.900  3.300  $200001
!
!   21 lambda    vk1 2  0  p+i-      0.00  9999.   1.070  1.160  $200002
!    3  pi       c  2  0  p-i+      -5.0   +5.00   1.150  4.650  $200002
!    4  U0       rr  4  0  pilambda  -5.0   +5.00   2.900  3.300  $200001
!
!   21 lambda    vk1 2  0  p+i-      0.00  9999.   1.070  1.160  $200002
!    3  piii     c  4  0  p-i+i+i-   -5.0   +5.00   1.150  4.650  $200002
!    4  U20      rr  6  0  piiiilambda -5.0   +5.00   2.900  3.300  $200001
*end
!
#recpid      0      0 fill anal v03.2  21-Nov-1997 23:00 psc ! Particle id list
!
name system cut pmin pmax mdistmin mdistmax ptmin ptmax spectro logic
e  etrd  e>0.5  0.  0.  0.      0.      0.      0.  m2      none ! default electron
```

```

i  rich  i<0.1  0.  0.  0.      0.      0.      0.  any  not  ! not non-pi
p  rich  p/i>=1 0.  0.  0.      0.      0.      0.  m2   none ! default proton
e1 etrd  e>0.5  0.  0.  0.002  0.05    0.30  2.  vxm2 none ! non-pvtx electron
p1 rich  p/i>2. 100. 600. 0.      0.      0.      0.  any  none !
p2 rich  p/i>2.  0.  0.  0.      0.      0.      0.  m1m2 none ! lambda daughter prot
p3 none  none   0.  0.  0.      0.      0.      0.  any  none ! any track
x  none  none   30. 600. 0.      0.      0.      0.  vxm1nm2 none ! m1_kink
o  none  none   30. 600. 0.      0.      0.      0.  vxm1nm2 none ! m1_kink
*end

```

En esta tabla recdf.ocs. Aquí se muestran todos los diferentes tipos del U(3100) que se buscaron, cabe mencionar que al correr se realizó uno por uno.

Una parte importante en esta tabla es recpid.

```

c  include file recpid_cbk.inc
*-----
*  Table: recpid  The list of particlde id definitions for reconstructions
*  Author: Jurgen Engelfried
*  Date:  10 October 1997
*
*  $Id: recpid_cbk.inc,v 1.5 1998/08/15 02:17:01 pcooper Exp $
*  $Author: pcooper $
*
      integer      lrecpid
      parameter ( lrecpid = 24 )                ! number of words across the table
      integer      mrecpid
      parameter ( mrecpid = 80 )                ! max number of the records
      integer      nrecpid
      real         recpid
*
*  Type declarations for equivalences:
*
      character*4
      $      name_recpid      (lrecpid, mrecpid), ! name of pid definition
      &      system_recpid    (lrecpid, mrecpid), ! pid system
      &      logic_recpid     (lrecpid, mrecpid)  ! logic between pids
      character*24
      $      spectro_recpid   (lrecpid/6,mrecpid) ! spectrometer bits cut
      character*12
      $      cut_recpid       (lrecpid/3,mrecpid) ! string describing cut
*

```

```

      real*4
      $      pmin_recpid (lrecpid, mrecpid),      ! minimum momentum cut
      $      pmax_recpid (lrecpid, mrecpid),      ! maximum momentum cut
      $      mdistmin_recpid (lrecpid, mrecpid),  ! miss distance cut min
      $      mdistmax_recpid (lrecpid, mrecpid),  ! miss distance cut max
      $      ptmin_recpid (lrecpid, mrecpid),     ! minimum transverse momentum cut
      $      ptmax_recpid (lrecpid, mrecpid),     ! maximum transverse momentum cut
      $      spare_recpid (lrecpid, mrecpid)      ! unused

      equivalence
c ddl      recpid
      $      ( name_recpid , recpid( 1,1) ),      ! c4
      $      ( system_recpid , recpid( 2,1) ),     ! c4
      $      ( cut_recpid , recpid( 3,1) ),        ! c12
      $      ( pmin_recpid , recpid( 6,1) ),       ! r4
      $      ( pmax_recpid , recpid( 7,1) ),       ! r4
      $      ( logic_recpid , recpid( 8,1) ),      ! c4
      $      (mdistmin_recpid , recpid( 9,1) ),     ! r4
      $      (mdistmax_recpid , recpid(10,1) ),     ! r4
      $      ( ptmin_recpid , recpid(11,1) ),      ! r4
      $      ( ptmax_recpid , recpid(12,1) ),      ! r4
      $      ( spectro_recpid , recpid(13,1) ),     ! c24
c endddl
      $      ( spare_recpid , recpid(19,1) )       ! r4*6
*
      common /recpid_cbk/ nrecpid, recpid(lrecpid,mrecpid)
*
*      $Log: recpid_cbk.inc,v $
*      Revision 1.5  1998/08/15 02:17:01  pcooper
*      fix c24 change to spectro_recpid
*
*      Revision 1.4  1998/07/16 15:59:33  pcooper
*      stretch spec_recpid to c*20
*
*      Revision 1.3  1997/11/24 00:41:39  pcooper
*      fix recon_appear/recon_missdist, add ptmin/max to recpid
*      Revision 1.2  1997/11/12 21:25:10  jurgen
*      speed up recon_pid by avoiding string compares, add spectrometer check.
*      fix small bug in recon_track.F, recon_cand.F.
*      add recon_appear and recon_user
*
*      Revision 1.1  1997/10/17 22:37:10  jurgen
*      new entry for new recon_pid
*-----

```

A.4. SOAP_EMB_PASS2.CMD

Este es el programa para simular eventos en el experimento SELEX, tiene la mismos comandos y *switches* que el soap_data-generic.cmd y solo se le agregan las siguientes líneas.

```
execute mcmatch
  set on mcmatch embed match smear addvtx !smear
  disk embed u\_lp11.emb

disk in  reset
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_001
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_002
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_003
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_004
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_005
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_006
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_007
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_008
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_009
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_010
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_011
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_012
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_013
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_014
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_015
disk in  /usr/people/ehp6/e781/1M/charm_run010783_016
```

Bibliografía

- [1] J.E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**. (1974) 1406.
- [2] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, *Phys. Rev. Lett.* **B47**. (1973) 365.
- [3] J. Goldstone, *Nuovo Cim*, *Nuovo Cim.19*. (1961) 154.
- [4] A. Chodos et al., *Phys. Rev.* **D10** (1974) 2599.
- [5] N. Isgur and G. Karl *Phys. Rev.* **D20** (1979) 1191.
- [6] N. Isgur and J. Paton *Phys. Lett.* **B124** (1983) 247.
- [7] Eberhard Klempt arXiv:hep-ex/0101031 v1 19 Jan 2001.
- [8] T. Nakano, D.S. Ahn Evidence for a Narrow $S = +1$ Baryon Resonance in Photoproduction from the Neutron. *Phys. Lett.* 91012002.
- [9] K. Hagiwara *et al.* Particle Data Group, 2000.
- [10] F. E. Close and P. R. Page *Nuc. Phys.* **B443** (1955) 233.
- [11] D. R. Thompson *et al.* [E852], *Phys. Rev. Lett.* **79**, (1997) 1630.
- [12] Joachim Heintze, New's on the U's, Les Rencontres de Physique de la Vallée d' Aoste "Results and Perspectives in Particle Physics", La Thuile, Aosta Valley, 1-7 March 1987.
- [13] S. Ono, S. Furui, "Properties of narrow U(3.1) based on the M-diquonium (color $6 \times \bar{6}$) interpretation", *Z. Phys.* **C36** (1987) 651.
- [14] M. Bourquin et al., "Evidence for narrow states decaying into ($\Lambda p^- +$ pions) at $3.1 GeV/c^2$ with charges +1, 0 and -1", *Phys. Lett.* **172B** (1986) 113.
- [15] Observation of Narrow Baryonium in the experiment BIS-2, XXIV International Conference on High Energy Physics, FRG, August, 1988.
- [16] Juan Medellín Zapata, Investigación del decaimiento $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$. Tesis de Maestría, Instituto de Física, UASLP, 2002.
- [17] SELEX Collaboration, S. Y. Jun et al., *Observation of the Cabibbo suppressed decay $\Xi_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$* . *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1857 (2000).

-
- [18] SELEX Collaboration, M. Mattson et al., *First Observation of the Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^+* . *Phys. Rev. Lett.* **89**, (112001).
- [19] SELEX Collaboration, U. Dersch et al., *Total cross section measurements with π^- , Σ^- and protons on nuclei and nucleons around 600 GeV/c.*, *Nucl. Phys.* **B579**, (2000) 277, hep-ex/9910052.
- [20] SELEX Collaboration, I. Eschrich et al., *Measurement of the Σ^- Charge Radius by Σ^- Electron Elastic Scattering*. *Physics Letters B* 522 (2001).
- [21] J. Engelfried et al., *The SELEX Phototube RICH Detector*. *Nucl. Instr. and Meth.* **A431**, 53-69 (1999).
- [22] J. Engelfried, *Tesis Doctoral, Universidad Heidelberg, (1992). Einsatz eines Ringabbildenden Cherenkovzählers zur Suche nach dem exotischen Zustand U(3100)*.
- [23] <http://www.physics.uiowa.edu/hzheng/research/bob/bobp.html>
- [24] U. Dersch et al., “Mechanical design of the large angle silicon detectors,” *H-Note 804*, SELEX Internal Report, 1998.
- [25] SELEX Collaboration, J. Engelfried et al., “The E781 (SELEX) RICH detector,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A409**, (1998) 439.