Observación de Bariones Doblemente Encantados en Varios Modos de Decaimiento

Ibrahim Daniel Torres Aguilar

7 de junio de 2006

Agradecimientos

Quiero expresar mi agradecimiento al Dr. Jürgen Engelfried por su excelente labor en la dirección de la presente tesis. Su apoyo y dedicación mostrados en todo momento han influido no solo en mi formación como científico sino también como persona. Por sus muestras de sincera amistad, confianza incondicional y profesionalismo.

A toda la colaboración de SELEX por lograr que el experimento se haya llevado a cabo de una manera exitosa.

A Peter Cooper, Jim Russ por todo su apoyo y comentarios. Así como a mis compañeros de grupo Jorge, Eric, Alejandro, Angel, Jose Luis, Nora, Erica y Luz.

Al CONACyT por la beca-crédito, con número de registro 158662, que me otorgó para la realización de mis estudios de posgrado.

También agradezco el financiamiento otorgado por la Subsecretaría de Educación Superior e Investigación Científica, convenio 2003-24-001-026.

Así mismo mi gratitud al Instituto de Física de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí y a sus profesores que colaboraron en mi formación académica.

Miembros de la colaboración de SELEX

G.P. Thomas
Ball State University, Muncie, IN 47306, U.S.A.
E. Gülmez
Bogazici University, Bebek 80815 Istanbul, Turkey
R. Edelstein, S.Y. Jun, A.I. Kulyavtsev[1], A. Kushnirenko, D. Mao[1], P. Mathew[2], M. Mattson, M. Procario[3], J. Russ, J. You[4]
Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA 15213, U.S.A.
A.M.F. Endler
Centro Brasiliero de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil
P.S. Cooper, J. Kilmer, S. Kwan, J. Lach, E. Ramberg, D. Skow, L. Stutte
Fermilab, Batavia, IL 60510, U.S.A.
V.P. Kubarovsky, V.F. Kurshetsov, A.P. Kozhevnikov, L.G. Landsberg, V.V. Molchanov, S.B.Ñurushev, S.I. Petrenko, A.N. Vasiliev, D.V. Vavilov, V.A. Victorov
Institute for High Energy Physics, Protvino, Russia
Li Yunshan, Mao Chensheng, Zhao Wenheng, He Kangling, Zheng Shuchen, Mao Zhenlin
Institute of High Energy Physics, Beijing, P.R. China
M.Y. Balatz[5], G.V. Davidenko, A.G. Dolgolenko, G.B. Dzyubenko, A.V. Evdokimov, M.A. Kubantsev, I. Larin, V. Matveev, A.P.Ñilov, V.A. Prutskoi, A.I. Sitnikov, V.S. Verebryusov, V.E. Vishnyakov
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia
U. Dersch[6], I. Eschrich[7], I. Konorov[8], H. Krüger[9], J. Simon[10], K. Vorwalter[11]
Max-Planck-Institut für Kernphysik, 69117 Heidelberg, Germany
I.S. Filimonov[5], E.M. Leikin, A.V.Ñemitkin, V.I. Rud
Moscow State University, Moscow, Russia
A.G. Atamantchouk, G. Alkhazov, N.F. Bondar, V.L. Golovtsov, V.T. Kim, L.M. Kochenda, A.G. Krivshich, N.P. Kuropatkin, V.P. Maleev, P.V.Ñeoustroev, B.V. Razmyslovich, V. Stepanov, M. Svoiski, N.K. Terentyev[12], L.N. Uvarov, A.A. Vorobyov
Petersburg Nuclear Physics Institute, St. Petersburg, Russia
I. Giller, M.A. Moinester, A. Ocherashvili, V. Steiner
Tel Aviv University, 69978 Ramat Aviv, Israel
J. Amaro, E. A. Blanco C., J. Engelfried[4], A. Morelos, I. Torres, E. Vazquez-Jauregui
Universidad Autónoma de San Luis Potosí, San Luis Potosí, Mexico
M. Luksys
Universidade Federal da Paraíba, Paraíba, Brazil

V.J. Smith
University of Bristol, Bristol BS8 1TL, United Kingdom

M. Kaya, E. McCliment, K.D.Ñelson[13], C.Ñewsom, Y. Onel, E. Ozel,
S. Ozkorucuklu, P. Pogodin
University of Iowa, Iowa City, IA 52242, U.S.A.

L.J. Dauwe
University of Michigan-Flint, Flint, MI 48502, U.S.A.

M. Gaspero, M. Iori
University of Rome "La Sapienza" and INFN, Rome, Italy

L. Emediato, C.O. Escobar[14], F.G. Garcia[4], P. Gouffon, T. Lungov[15],
M. Srivastava, R. Zukanovich-Funchal
University of São Paulo, São Paulo, Brazil

A. Lamberto, A. Penzo, G.F. Rappazzo, P. Schiavon
University of Trieste and INFN, Trieste, Italy

[1]Present address: Lucent Technologies, Naperville, IL
[2]Present address: SPSS Inc., Chicago, IL
[3]Present address: DOE, Germantown, MD
[4]Now at Fermilab, Batavia, IL 60510, U.S.A.
[5]deceased
[6]Present address: SAP, Walldorf, Germany
[7]Now at Imperial College, London SW7 2BZ, U.K.
[8]Now at Physik-Department, Technische Universität München, 85748 Garching, Germany
[9]Present address: The Boston Consulting Group, München, Germany
[10]Present address: Siemens Medizintechnik, Erlangen, Germany
[11]Present address: Deutsche Bank AG, Eschborn, Germany
[12]Now at Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA 15213, U.S.A.
[13]Now at University of Alabama at Birmingham, Birmingham, AL 35294
[14]Now at Instituto de Física da Universidade Estadual de Campinas, UNICAMP, SP, Brazil
[15]Now at Instituto de Física Teórica da Universidade Estadual Paulista, São Paulo, Brazil

Resumen

En este trabajo se confirma la existencia del barión Ξ_{cc}^{+} en tres modos de decaimiento diferentes y se obtiene la primera evidencia del barión Ω_{cc}^{+} en dos modos de decaimiento diferentes.

Dando como masa promedio 3520.2 ± 0.7 MeV/c^2 y 3700 ± 7 MeV/c^2 respectivamente.

Las fracciones de decaimiento relativas encontradas son:
$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to D^{+} p K^{-})}{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Lambda_{c}^{+} K^{-} \pi^{+})} = 0.07 \pm 0.03 \pm 0.008$, $\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Xi_{c}^{+} K^{-} \pi^{+})}{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to D^{+} p K^{-})} = 3.13 \pm 2.48 \pm 1.44$
$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Xi_{c}^{+} K^{-} \pi^{+})}{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Lambda_{c}^{+} K^{-} \pi^{+})} = 0.26 \pm 0.22 \pm 0.07$, y $\frac{\Gamma(\Omega_{cc}^{+} \to \Xi_{c}^{+} K^{-} \pi^{+})}{\Gamma(\Omega_{cc}^{+} \to \Xi_{c}^{+} K^{-} \pi^{+} \pi^{-} \pi^{+}} = 11.2 \pm 7.95$

In this thesis is confirmed the existence of the doubly charmed baryon Ξ_{cc}^{+} with the observation of a new third decay mode and first evidence for the Ω_{cc}^{+} in two decay modes. The average mass for these states is 3520.2 ± 0.7 MeV/c^2 and 3700 ± 7 MeV/c^2 respectively.

The relatives branching ratio are:
$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to D^{+} p K^{-})}{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Lambda_{c}^{+} K^{-} \pi^{+})} = 0.07 \pm 0.03 \pm 0.008$, $\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Xi_{c}^{+} K^{-} \pi^{+})}{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to D^{+} p K^{-})} = 3.13 \pm 2.48 \pm 1.44$
$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Xi_{c}^{+} K^{-} \pi^{+})}{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Lambda_{c}^{+} K^{-} \pi^{+})} = 0.26 \pm 0.22 \pm 0.07$ y $\frac{\Gamma(\Omega_{cc}^{+} \to \Xi_{c}^{+} K^{-} \pi^{+})}{\Gamma(\Omega_{cc}^{+} \to \Xi_{c}^{+} K^{-} \pi^{+} \pi^{-} \pi^{+})} = 11.2 \pm 7.95$

Índice general

I Introducción **17**

1. Introducción **1**
1.1. Introducción 1
1.2. El descubrimiento de la partícula Ω^-. 3
1.3. Descubrimiento de Bariones con doble charm 8

II Teoría **11**

2. Teoría **13**
2.1. Modelo Estándar 13
2.1.1. Propiedades de las partículas fundamentales 14
2.1.2. Cromodinámica Cuántica (QCD) 17
2.1.3. Los quarks u, d, s y el modelo $SU(n)_F$ para hadrones . 18
2.1.4. Interacción Débil 21
2.2. Predicciones para bariones doblemente encantados 23
2.2.1. Masas 23
2.2.2. Tiempo de Vida 27
2.2.3. Modos de Decaimiento 27

III Experimento SELEX **31**

3. Experimento SELEX **33**
3.1. Introducción 33
3.2. Descripción de Aparato 35
3.2.1. Espectrómetro del Haz 35
3.2.2. Espectrómetro de Vértices 41

3.2.3. Magnetos 42
3.2.4. RICH 44
3.3. Sistema de Disparador (Trigger) 45
3.4. Filtro en Linea 46
3.5. Toma de Datos 47
3.6. Programa de análisis (SOAP) 48
3.6.1. Procesamiento de Datos 48
3.6.2. Incluyendo una trayectoria virtual al vértice secundario 55
3.6.3. Pass 58
3.7. Simulación de los datos 60
3.8. Strips 62

IV Análisis 63

4. Análisis 65
4.1. Introducción 65
4.2. Análisis Post-recon 66
4.2.1. Mezcla de eventos 66
4.3. $\Xi_{cc}^{+} \to \Lambda_c^{+} K^{-} \pi^{+}$ 67
4.4. $\Xi_{cc}^{+} \to D^{+} p K^{-}$ 73
4.4.1. Análisis sobre Monte Carlo 73
4.4.2. Análisis sobre Datos 75
4.5. $\Xi_{cc}^{+} \to \Xi_c^{+} \pi^{+} \pi^{-}$ 82
4.5.1. Análisis sobre Monte Carlo 83
4.5.2. Análisis sobre Datos 87
4.6. $\Omega_{cc}^{+} \to \Xi_c^{+} K^{-} \pi^{+}$ 89
4.6.1. Análisis sobre Monte Carlo 89
4.6.2. Análisis sobre Datos 91
4.7. $\Omega_{cc}^{+} \to \Xi_c^{+} K^{-} \pi^{+} \pi^{-} \pi^{+}$ 94
4.7.1. Análisis sobre Monte Carlo 94
4.7.2. Análisis sobre Datos 96

V Resultados y Conclusiones 99

5. Resultados y Conclusiones 101
5.1. Masa 101

5.2. Razones de Decaimiento 102
5.3. Perspectivas del trabajo 105

Apéndices **106**

A. Comparación entre VERTEX1 VTX2 y C **107**

B. Desplazamiento de las masas invariantes con respecto al momento **113**

Índice de figuras

2.1. Diferentes tipos de quarks y leptones 13
2.2. Octete formado por los Bariones más ligeros con Spin 1/2 . . . 19
2.3. Decuplete formado por los Bariones con Spin 3/2 20
2.4. Bariones con spin 1/2 predichos por el modelo estándar [30] . 21
2.5. Bariones con spin 3/2 predichos por el modelo estándar [30] . 22

3.1. Esquema del experimento SELEX. 34
3.2. Esquema de los espectrómetros de SELEX. 36
3.3. Vista superior del sistema de coordenadas global de SELEX . 37
3.4. Esquema del espectrómetro del haz. 37
3.5. Esquema de un módulo del BTRD 38
3.6. Distribución típica del número de planos k activados en el BTRD por el haz secundario negativo [27]. 39
3.7. Estaciones del detector de la trayectoria del haz 40
3.8. Esquema de la región del vértice. 41
3.9. Esquema del espectrómetro M1. 42
3.10. Esquema del espectrómetro M2. 43
3.11. Esquema del tanque del RICH [18]. En un diagrama a escala las secciones que componen el espejo esférico tendrían un radio de curvatura menor y sus centros de curvatura estarían en el mismo lugar. Sin embargo en este esquema se modificó para una mejor visualización de los espejos. 44
3.12. Esquema del hardware del trigger 45
3.13. Esquema de la toma de datos 49
3.14. En este esquema se muestra la topología del decaimiento del Ξ_{cc}^{+} 54

3.15. Comparación entre las variables σ (arriba izquierda), L (arriba derecha) y L/σ obtenidas con el nuevo programa y con el programa anterior, donde podemos ver que el error en ajuste del vértice es mejor si incluimos la trayectoria virtual. Todas las distribuciones presentadas en esta figura fueron obtenidas de Monte Carlo. 57

4.1. Distribución de la masa invariante de $pK^-\pi^+$ ajustada a una función gaussiana y una recta. La región azul muestra los candidatos a Λ_c^+ que se utilizaron para la reconstrucción del Ξ_{cc}^+ . 70

4.2. Distribución de masa invariante de $\Lambda_c^+K^-\pi^+$, con un corte en $L/\sigma_{\Xi_{cc}^+} > 1$, obtenemos con un ajuste a una gaussiana y una recta un exceso de 48 eventos en 3.517 GeV/c^2 71

4.3. Resultados de la búsqueda de Ξ_{cc}^+ publicados por SELEX [2] . 72

4.4. Masa Invariante de $K^-\pi^+\pi^+$. La región azul muestra los candidatos a D^+ utilizados para formar el Ξ_{cc}^+. El ajuste se hizo utilizando una gaussiana mas una recta. 76

4.5. Masa Invariante de D^+pK^- con un corte de $L/\sigma_{\Xi_{cc}^+} > 0$. La grafica en azul corresponde a la mezcla de eventos y vemos que modela perfectamente el comportamiento del ruido. 77

4.6. En esta grafica se sustraído la mezcla de eventos del histograma obtenido de datos mostrado en la figura 4.5. Encontramos un pico en 3.518 Gev/c^2 usando un corte de $L/\sigma_{\Xi_{cc}^+} > 0$. . . . 78

4.7. En esta grafica se muestra el comportamiento del Ξ_{cc}^+ para diferentes cortes en $L/\sigma_{\Xi_{cc}^+}$ 79

4.8. Distribución de $\sigma_{\Xi_{cc}^+}$ obtenida de Monte Carlo. 80

4.9. Distribución del momento del Ξ_{cc}^+ obtenida de Monte Carlo. . 81

4.10. Esquema del decaimiento de un barión con doble Charm . . . 82

4.11. Distribución de masa invariante de $pK^-\pi^+$ obtenida de Monte Carlo. 85

4.12. Distribución de masa invariante de $\Xi_c^+\pi^+\pi^-$ obtenida de Monte Carlo sin corte en $L_{\Xi_{cc}^+}/\sigma$. 86

4.13. Distribución de masa invariante de $pK^-\pi^+$ obtenida de Datos. La región en azul son los candidatos a Ξ_c^+ usados en la reconstrucción del Ξ_{cc}^+. 87

4.14. Distribución de la masa invariante de $\Xi_c^+\pi^+\pi^-$ (en negro), donde podemos observar un pico en 3.521 GeV/c^2 y en azul la distribución obtenida de la mezcla de eventos. El ajuste se hizo utilizando una gaussiana mas una recta. 88
4.15. En la figura superior se muestran los candidatos a Ξ_c^+ utilizados para reconstruir la masa invariante $\Xi_c^+K^-\pi^+$ mostrada en al figura inferior con un corte de $L/\sigma_{\Omega_{cc}^+} > 1$. Estas figuras fueron tomadas de Monte Carlo. 90
4.16. En negro se muestra la distribución de masa invariante de $\Xi_c^+K^-\pi^+$ obtenida de los datos y en azul la obtenida de la mezcla de eventos. Claramente se distingue un pico al rededor de 3.7 GeV/c^2 y la mezcla de eventos no muestra ninguna estructura en esta región. Los eventos en verde serán utilizados para probar la reflexión del Ξ_{cc}^+. 91
4.17. En estas gráficas se muestra la masa invariante de $\Xi_c^+\pi^+\pi^-$ para los eventos en verde de la figura 4.16 92
4.18. En estas gráficas se muestra el comportamiento del Ω_{cc}^+ para diferentes cortes de $L/\sigma_{\Omega_{cc}^+}$ 93
4.19. En la figura superior se muestran los candidatos a Ξ_c^+ utilizados para obtener la mas invariante de $\Xi_c^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ mostrada en la parte inferior. Estas gráficas se obtuvieron de Monte Carlo. 95
4.20. En negro se muestra la distribución de masa invariante de $\Xi_c^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ obtenida de el análisis de los datos, en azul la misma distribución pero obtenida de la mezcla de eventos y vemos que esta describe bien el comportamiento del ruido. Podemos observar que existe un pico alrededor de 3.7 GeV/c^2. 96
4.21. Esta grafica se obtuvo de sustraer la mezcla de eventos de la distribución obtenida de datos. Podemos observar un pico en 3.7 GeV/c^2. 97

5.1. Mediciones de la masa invariante del Ξ_{cc}^+ en tres modos de decaimiento diferentes. 102

A.1. Λ ajustadas con **C** 109
A.2. Λ ajustadas con **VERTEX1** 110
A.3. Λ ajustadas con **VTX2** 111
A.4. Comparación entre **C, VERTEX1** y **VTX2** 112

B.1. Masa de Λ_c^+ como función del momento del K^- 114
B.2. Masa de D^+ como función del momento del K^- 115
B.3. Masa de D^0 y $\bar{D}^0$ como función del momento del K^- 116

Índice de Tablas

2.1. Isospin e Hipercarga de los quarks u, d, s 19
2.2. Masa estimada para bariones con J=3/2 y J=1/2. Los errores para J=1/2 son estimados con relación al valor central de los valores para J=3/2 25
2.3. Predicciones de la masa del Ξ_{cc}^{++}. 26
2.4. En esta tabla se muestran los modos de decaimientos a buscar en el análisis. Q es la energía libre del decaimiento. La descripción detallada de los elementos de la tabla se hace en el texto. 30

3.1. Composición de las fracciones bariónicas y mesónicas para el haz secundario positivo y negativo 39

Parte I

Introducción

Capítulo 1

Introducción

1.1. Introducción

La física de las partículas elementales ocupa sin lugar a dudas un lugar muy importante en la investigación científica. Esto se debe al creciente desarrollo de este campo de investigación especialmente después de la segunda guerra mundial y se refleja en la construcción de numerosos laboratorios de gran prestigio dedicados al estudio de las propiedades de los mas pequeños constituyentes de la materia. Basta mencionar la Organización Europea de Investigación Nuclear "CERN", fundado en 1954, el Laboratorio Nacional de Brookhaven que se estableció en 1947, el laboratorio CEBAF en New Port News, Virginia fundado en 1984 y renombrado en 1996 como el Laboratorio Nacional "Thomas Jefferson". Entre ellos se encuentra el Laboratorio Nacional de Fermi "FermiLab", fundado en 1967 por Robert W. Wilson, cuyo objetivo ha sido desde el principio el estudio de la materia en altas energías. FermiLab es el laboratorio con el acelerador más energético del mundo. Varios de los descubrimientos que revolucionaron nuestro entendimiento de la física de las partículas se hicieron precisamente en el FermiLab siendo los mas importantes:

- Descubrimiento del quark "top"
- Descubrimiento del quark "bottom" y el estudio de sus propiedades

- Determinación de las masas del quark "top" y bosón "W" con gran precisión
- Observación directa de la violación de CP en decaimientos de Kaones
- Medición con alta precisión del tiempo de vida de partículas con "charm"
- Primera evidencia directa del neutrino "tau"
- Mapeo de la estructura de protones y neutrones usando un haz de neutrinos
- Medición del momento magnético de partículas con quark "strange"

La misión del FermiLab esta basada en la construcción de aceleradores, detectores y otros aparatos para estudios de la física de altas energías. Uno de los detectores es el llamado detector "SELEX" que se dedica al estudio de hadrones con "charm".

Lo más atractivo de la colaboración SELEX es el descubrimiento de nuevos fenómenos en el mundo de las partículas sobre la base de mediciones de alta precisión más que sobre el empleo de detectores de gran tamaño. Las aportaciones de SELEX al campo de la física de altas energías son numerosas, a continuación se presentan las publicaciones de la colaboración:

- Observation of the Cabibbo-suppressed decay $\Xi_c^+ \to pK^-\pi^+$. Phys. Rev. Lett. 84, 1857 (2000).
- Precision measurements of the Λ_c^+ and D^0 lifetimes. Phys. Rev. Lett. 86, 5243 (2001).
- Measurement of the D_s lifetime. Physics Letters B 523 (2001) 22-28.
- Hadronic Production of Λ_c from 600 GeV/c π^-, Σ^- and p beams. Physics Letters B 528 (2002) 49-57.
- Production Asymmetry of D_s from 600 GeV/c Σ^- and π^- beam. Physics Letters B 558 (2003) 34-40.
- First observation of a narrow charm-strange meson $D_{sJ}^+(2632) \to D_s\eta$ and D^0K^+. Phys. Rev. Lett. 93, 242001 (2004)
- Total Cross Section Measurements with π^-, Σ^- and Protons on Nuclei and Nucleons around 600 GeV/c. Nucl. Phys. B579 (2000) 277-312.

- Measurement of the Σ^- Charge Radius by Σ^{--} Electron Elastic Scattering. Physics Letters B 522 (2001) 233-239.
- Polarization of Σ^+ Hyperons Produced by 800 GeV/c Protons on Cu and Be. Physical Review D 70, 112005 (2004).
- Upper limit on the decay $\Sigma(1385)^- \to \Sigma^-\gamma$ and cross section for $\gamma\Sigma^- \to \Lambda\pi^-$. Physics Letters B 590 (2004) 161-169.
- First Measurement of $\pi^- e \to \pi^- e\gamma$ Pion Virtual Compton Scattering. Phys.Rev.C66:034613,2002.
- Radiative decay width of the $a_2(1320)^-$ meson. Physics Letters B 521 (2001) 171-180.

y recientemente:

- First Observation of the Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^+. Phys. Rev. Letters 89 (2002) 112002.
- Confirmation of the Double Charm Baryon Ξ_{cc}^+ via its Decay to pD^+K^-. Physics Letters B 628 (2005) 18-24.

El tema del presente trabajo se relaciona con la confirmación del barión Ξ_{cc}^+ y el descubrimiento del barión Ω_{cc}^+.

1.2. El descubrimiento de la partícula Ω^-.

El descubrimiento de la partícula Ω^- es muy interesante porque abrió la puerta a una física completamente nueva cuando la opinión dominante había sido que la física de aquella época ya había alcanzado su cumbre. En el año de 1947 se pensaba que los problemas de los físicos de partículas experimentales habían acabado, ya que se había encontrado el mesón predicho por Yukawa (el π), el positrón de Dirac y el Neutrino que Pauli había predicho.

Sin embargo en Diciembre de ese mismo año Rochester y Butler publicaron una foto de una cámara de burbujas y su análisis mostró que habían encontrado una partícula neutra que decaía en $\pi^+\pi^-$, lo que quiere decir que esta nueva partícula tenía al menos el doble de masa que un π y la llamaron K^0 ("Kaón"). En 1949 Powell publicó el descubrimiento de un Kaón positivo

que decaía en $\pi^+\pi^-\pi^+$. Los Kaones se comportan en algunos aspectos como piones pesados y así, se extendió la familia de los mesones para incluir a los Kaones. Posteriormente otros mesones fueron descubiertos - el η, el ϕ, el ω, los ρ's, etc.

Mientras tanto en 1950 el grupo de Anderson en Caltech encontró otra partícula neutra (Λ) pero esta decaía en p y π^-. Esta partícula pertenecía, junto con el protón y el neutrón a la familia de los bariones. En los años siguientes se encontraron nuevos bariones pesados - los Σ's, los Ξ's y los Δ's.

Estos mesones y bariones pesados se conocieron como "extraños" (strange). En 1952 comenzó a operar el primer acelerador de partículas, el "Brookhaven Cosmotron" y fue posible producir partículas extrañas en el laboratorio para su mejor entendimiento.

Las nuevas partículas no solo eran inesperadas, sino que se comportaban de manera "extraña" hablando técnicamente. Se producían copiosamente pero su tiempo de vida era largo. En el lenguaje moderno sabemos que las partículas "extrañas" se producen mediante interacciones de la fuerza fuerte, mientras que su decaimiento es debido a la fuerza débil. La evidencia experimental estaba lejos de tener una explicación clara, pero en 1953 Gell-Mann y Nishijima encontraron una explicación muy simple. Ellos asignaron a cada partícula una nueva propiedad, Gell-Mann la llamó "extrañeza" (strangeness), que como la carga eléctrica, el número bariónico y el número leptónico, se conserva en cualquier interacción fuerte.

Con las nuevas partículas extrañas los físicos solo pudieron formar dos grandes grupos para tratar de agruparlas - mesones y bariones - y los miembros de cada familia eran distinguidos por su carga, su extrañeza y su masa, pero fuera de esto, no parecían guardar un orden, todo parecía caótico. Esto hizo que los físicos se acordaron de la situación que se vivió a principios del siglo XIX con los elementos químicos en los días antes de la tabla periódica. En 1960 las partículas elementales esperaban por tener su propia Tabla Periódica.

Los Mendeleyev's de las partículas elementales fueron Sakurai, Gell-Mann y Zweig pero fué Gell-Mann, quien introdujo el término del "Eightfold Way"

(Sendero Óctuple[1]) en 1961. El "Eightfold Way" ordena a los bariones y a los mesones en figuras geométricas en el plano Isospin e Hipercarga. Las 8 partículas de la materia existentes para este tiempo se ajustaban a un exágono con dos partículas en su centro. Este grupo se conoce como el octete de bariones. El octete mas ligero de mesones se arregla de manera muy similar al octete de bariones en un hexágono formando el octete de mesones.

No solo se ocuparon hexágonos para ordenar las partículas elementales, también existen por ejemplo un arreglo triangular incorporando 10 bariones, conocido como el decuplete de bariones.

En el momento en que Gell-Mann proponía el decuplete de bariones, solo nueve de las 10 partículas en el decuplete eran conocidas experimentalmente, pero la décima partícula llamada Ω^- (la que se acomoda en el pico del triángulo, con carga eléctrica -1 y extrañeza -3) no había sido encontrada experimentalmente. Gell-Mann de manera muy osada predijo que esa partícula sería encontrada y dijo a los experimentales exactamente como producirla. Aún mas, calculo su masa y su tiempo de vida. En 1964 la famosa partícula Ω^- fué descubierta exactamente como Gell-Mann había predicho.

Desde el descubrimiento de la Ω^- nadie dudaba que el "Eightfold Way" era correcto. Sin embargo aún había una pregunta que contestar, ¿ Por qué los hadrones se arreglan en ese patrón tan curioso?. El completo entendimiento del "Eightfold Way" llego en 1964 cuando Gell-Mann y Zweig propusieron de manera independiente, que los hadrones estaban compuestos por otras partículas (Gell-Mann las llamó "quarks"). A este modelo se le conoce como el modelo de quarks.
En este tiempo se propusieron tres tipos de quarks "u", "d" y "s" que de acuerdo con las reglas del Eightfold se arreglan en un triángulo. El modelo de quarks afirma que:

- Cada barión esta formado por tres quarks y cada antibarión esta formado por tres antiquarks.
- Cada mesón esta compuesto por un quark y un antiquark.

Sin embargo el modelo de quarks, a pesar de responder porqué los hadrones se arreglan de manera tan curiosa, no era aceptado del todo ya que nadie

[1] Gell-Mann hizo una alusión a un concepto Budista al tomar este nombre

había observado un quarks de manera individual. Esto causaba mucho escepticismo en la comunidad científica de finales de los 60's. Con el fin de conciliar este fenómeno, se introdujo la noción de "confinamiento de quarks", probablemente por alguna razón hasta aquella época desconocida los quarks están completamente confinados dentro de los hadrones. Ahora sabemos que es un efecto debido al mecanismo de antiapantallamiento producido por la autointeracción de los gluones.

Pero aún si los quarks están confinados dentro de los hadrones no significa que son inaccesibles experimentalmente. Uno puede "observar" dentro de los hadrones de igual manera que los hizo Rutherford con los átomos. Este experimento se llevó a cabo a finales de los 60's usando electrones con gran energía en el laboratorio "Stanford Linear Accelerator Center" (SLAC). A principios de los 70's se realizó un experimento similar en el "CERN". Los resultados de los llamados experimentos de dispersión elástica profunda, presentaron resultados parecidos a los encontrados por Rutherford. La mayoría de las partículas incidentes atravesaban los hadrones en linea recta mientras que unos pocos eran dispersados. Esto significa que la carga del protón está concentrada en pequeños paquetes. Sin embargo en el caso del protón la evidencia sugirió no un paquete sino tres. Esto apoyaba totalmente el modelo de quarks.

En al década del 64 al 74 el modelo de quarks se había quedado en el olvido. Este había tenido grandes aportaciones: explicaba el Eightfold, y predijo correctamente que los hadrones tenían estructura interna. Sin embargo tenía dos grandes defectos: la ausencia de quarks libres y era inconsistente con el principio de exclusión de Pauli.

Curiosamente lo que rescató al modelo de quarks no fué el descubrimiento de quarks libres ni la explicación del confinamiento de quarks, sino algo totalmente diferente e inesperado: el descubrimiento del mesón "psi". El mesón Ψ fué observado por primera vez en el laboratorio Brookhaven por el grupo de C.C. Ting en el verano de 1974, pero el descubrimiento se guardó en secreto hasta el 10 de Noviembre, cuando la partícula fué descubierta de manera independiente por el grupo de Burton Richter en SLAC. Ting la llamó "J" y Richter la llamó Ψ. La partícula J/Ψ era eléctricamente neutra y era un mesón extremadamente pesado. Pero lo que hacía inusual a esta partícula era su tiempo de vida que era extremadamente grande. Ahora es bien aceptado

que la partícula Ψ es un estado ligado de un nuevo quark, el "c" (charm) y su antiquark: $\Psi = (c\bar{c})$.

Así que cuando la partícula J/Ψ fué descubierta, el modelo de quarks estaba listo con una explicación. Además, la explicación del modelo de quarks tenia otras implicaciones. Si existía un cuarto quark, debería de existir una nueva generación de bariones y mesones con el quark "c". A fin de confirmar esta hipótesis era muy importante producir partículas con "charm". La primera evidencia de bariones con "charm" (Λ_c^+=udc y Σ_c^{++}=uuc) llegó en 1975 y los primeros mesones con "charm" ($D^0 = c\bar{u}$ y $D^+ = c\bar{d}$) se encontraron en 1976 y el mesón con "charm" y con "strange" ($D_s = c\bar{s}$) se encontró en 1977.

Los nuevos grados de libertad de los quarks han sido confirmados independientemente por los experimentos de dispersión profunda inelástica en el CERN donde al medir la razón de las secciones eficaces de la aniquilación de un electrón con un positrón en hadrones entre su aniquilación en ($\mu^+\mu^-$), es decir

$$R = \frac{\sigma(e^-e^+ \to \text{hadrones})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}, \tag{1.1}$$

se observaron escalones bien formados de acuerdo con el aumento del sabor de los quarks. Esto sucede porque la sección eficaz en el numerador de hecho brinda información sobre los grados de libertad de los quarks de tal modo que

$$\sigma(e^+e^- \to \text{hadrones}) = \sum \sigma(e^+e^- \to q\bar{q}) \tag{1.2}$$

$$= 3\sum e_q^2 \sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)\,, \tag{1.3}$$

donde el factor 3 toma en cuenta los tres colores de los quarks y e_q es la carga eléctrica del quark de sabor q. Así se obtiene la siguiente predicción simple

$$R = 3\sum_q e_q^2\,. \tag{1.4}$$

Claramente, uno encuentra para R el valor 2 cuando participan solo los quarks u, d y s (con $e_u = 2/3$, $e_d = -1/2$, y $e_s = -1/3$). Cuando el quark charm con $e_c = 2/3$ se une a la sumatoria, el valor de R se aumenta de repente (en el umbral de la producción de un c quark) a $R = 10/3$.

1.3. Descubrimiento de Bariones con doble charm

Con el descubrimiento del J/Ψ con contenido de quarks $c\bar{c}$, se abre la opción a encontrar no solo mesones sino bariones con dos quarks "charm" mas un quark ligero.

Sin embargo aún quedan bariones con doble "charm" que aún no han sido encontrados. La importancia de encontrar estos bariones con doble "charm" es crucial para completar el modelo de quarks. También el conocimiento generado del estudio de bariones con doble Charm nos dará evidencia del potencial que se ejercen en los estados ligados con quarks pesados. En el 2002, el experimento SELEX reportó la primera evidencia experimental de candidatos a bariones con doble Charm en el modo de decaimiento $\Xi_{cc}^{+} \to \Lambda_c^{+} K^{-} \pi^{+}$. El valor de la medición de la masa de este estado fué de 3519 ± 2 MeV$/c^2$, a fin de confirmar la interpretación de este estado como un barión con doble Charm, es esencial observar el mismo estado por otras vías. Otros experimentos de blanco fijo con muestras grandes de partículas con Charm, por ejemplo FOCUS y E-791, no han confirmado la existencia de este estado. Otra manera de confirmar este descubrimiento es encontrar los mismos estados en otros modos de decaimiento.

En este trabajo se estudian los bariones con doble "charm" descritos anteriormente en varios modos de decaimiento.
Las aportaciones de este trabajo son:

- Implementación de nuevas técnicas computacionales para la búsqueda de bariones doblemente encantados.

- La confirmación de la existencia del barión Ξ_{cc}^{+} con dos modos de decaimiento diferentes.

- Medición de las razones parciales de decaimiento del Ξ_{cc}^{+}.

- Descubrimiento del barión Ω_{cc}^{+} en dos modos de decaimiento diferentes.

- Medición de la razón de decaimiento parcial.

La presentación de esta trabajo esta organizada en la siguiente manera. En el capítulo uno se dará una introducción a conceptos de Física de partículas, se expondrá de una manera general lo que es el Modelo Estándar, Cromodinámica Cuántica y el modelo de $SU(n)_F$. También se expondrán las predicciones teóricas que existen sobre la espectroscopia de las masas de los bariones con doble Charm, tiempos de vida y modos de decaimientos.
En el segundo capítulo se describe el funcionamiento de experimento SELEX y se dará una explicación detallada de cada uno de sus detectores. En este capítulo también se describen los programas utilizados para realizar nuestra búsqueda.

En el tercer capítulo se expone la metodología usada en el análisis de los datos, así como los resultados arrojados en esta investigación.

En el último capítulo se discuten los resultados arrojados por este análisis así como las conclusiones.

Parte II

Teoría

Capítulo 2

Teoría

2.1. Modelo Estándar

Para describir toda la materia y las fuerzas existentes en el universo, se desarrolló una teoría llamada Modelo Estándar basada en observaciones experimentales. En esta teoría se establece que la materia está formada por seis partículas "fundamentales" llamadas quarks y de partículas llamadas leptones, así como de sus respectivas antipartículas (ver figura 2.1). Las partículas formadas por quarks se llaman "hadrones".

FERMIONS matter constituents spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...

Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c^2	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c^2	Electric charge
ν_e electron neutrino	$<1\times10^{-8}$	0	u up	0.003	2/3
e electron	0.000511	−1	d down	0.006	−1/3
ν_μ muon neutrino	<0.0002	0	c charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	−1	s strange	0.1	−1/3
ν_τ tau neutrino	<0.02	0	t top	175	2/3
τ tau	1.7771	−1	b bottom	4.3	−1/3

Figura 2.1: Diferentes tipos de quarks y leptones

En el Modelo Estándar también existen partículas portadoras de fuerza:

- Fotones- Portadores de la fuerza electromagnética
- W^+, W^- y Z^0- Portadores de la fuerza débil
- Ocho gluones- Portadores de la fuerza fuerte
- Gravitón- Portador de la fuerza gravitacional

El modelo estándar presenta un descripción especialmente elegante y simple de las interacciones: estas interacciones aparecen como consecuencia de la simetría de los sistemas frente a un conjunto de transformaciones. Las propiedades de la interacción quedan totalmente determinadas por el grupo de simetría, y su intensidad viene dada por una constante (o dos en el caso de la teoría electrodébil). La teoría de la gravitación de Einstein, aunque es supuestamente una teoría clásica, es una teoría de norma local. En este caso, el grupo de simetría corresponde a las transformaciones de Lorentz. El campo grativatorio preserva esta simetría haciendo, por ejemplo, que un sistema en movimiento acelerado sea completamente equivalente a un sistema en reposo mas un campo gravitacional.

2.1.1. Propiedades de las partículas fundamentales

Leptones. Se caracterizan por no sentir la interacción fuerte. El electrón, el muón y el tau tienen carga eléctrica negativa. Los neutrinos tienen carga cero. Todos tienen spin 1/2, y son por tanto fermiones.

Hadrones. Sienten la interacción fuerte. Pueden dividirse en mesones (bosones, es decir partículas con spin entero) y bariones (fermiones, es decir partículas con spin fraccionario).

Bariones:
Los bariones son hadrones constituidos por tres quarks (qqq)

Mesones:
Los mesones contienen un quark y un antiquark ($q\bar{q}$)

Decaimiento

En mecánica cuántica, una partícula inestable o sistema compuesto que tenga una energía suficiente, puede descomponerse o **decaer**, produciendo varios fragmentos (partículas). Para describir este proceso, se utiliza un hamiltoniano $H = H_0 + H'$, donde H_0 es la parte que define la partícula o el sistema y H' es la parte que provoca el decaimiento.

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

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

donde $\langle i|H'|f\rangle$ es el elemento de matriz de la parte del hamiltoniano responsable del decaimiento, entre el estado inicial i y el estado final f, $\rho(E)$ es la densidad de autoestados de H_0 que pueden producirse tras el decaimiento, es decir, el número de estados finales entre E y $E + dE$, dividido por dE. A la probabilidad de que una partícula decaiga a un estado "f", se le llama razón de decaimiento y esta dada por:

$$\Gamma = \frac{\Gamma_f}{\sum_{\text{Todos los estados finales}} \Gamma_f}.$$

Sin embargo, frecuentemente se presentan razones parciales de decaimiento, esto es la probabilidad de que el sistema decaiga al estado final "a" sobre la probabilidad de que el sistema decaiga al estado final "b".

Tiempo de Vida

El número de decaimientos por unidad de tiempo está dado por:

$$A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t}; \quad \text{donde } N_0 = N(\text{Número de partículas en t=0}) \tag{2.1}$$

El tiempo de vida se define como

$$\tau = \frac{1}{\lambda},$$

donde λ es el exponente en la ecuación 2.1 y

$$\Gamma = \frac{1}{\tau}$$

.

Isospin

Es un número cuántico que se introduce a partir del hecho de que los hadrones aparecen en grupos de partículas, llamados multipletes, con masas muy parecidas y con propiedades muy similares, excepto que tienen cargas eléctricas diferentes. Por ejemplo, está el protón y el neutrón, los piones (π^+, π^0, π^-), etc.
Para describir este hecho, se definen tres operadores, I_+, I_-, I_3, que cumplen las reglas de conmutación de momento angular. I_3 está relacionado con la carga eléctrica como $I_3 = -Y/2 + Q/e$, donde Y es la *hipercarga*, que es dos veces la carga media del multiplete. La teoría de grupo que describe el Isospin al igual que la teoría de spin es $SU(2)$.

Masa Invariante

Ya que el cuadrado de cualquier cuadrivector es un invariante de Lorentz, es decir que es válido para cualquier sistema de referencia, tomamos el producto del cuadrimomento (P^μ) con él mismo y obtenemos

$$P^2 = P^\mu P_\mu = \frac{E^2}{c^2} - p^2.$$

Ahora nos trasladamos al marco de referencia donde la partícula que estamos considerando está en reposo, entonces $p = 0$, utilizamos el hecho de que $E = mc^2$, por consiguiente tenemos que

$$m = \sqrt{P^2}/c.$$

A esta cantidad se le conoce como *masa invariante*.

Paridad P

Esta es una propiedad muy importante y se define por el comportamiento de la función de onda bajo reflexión espacial. Entonces se dice que el sistema tiene paridad negativa o positiva si la función de onda cambia de signo o no. Por ejemplo, la función de onda de un sistema ligado con momento angular $l\hbar$ tiene paridad $P = (-1)^l$.
El concepto de paridad se ha generalizado a mecánica cuántica relativista, solo que aquí se le llama paridad intrínseca. Bosones y antibosones tienen la misma paridad intrínseca, fermiones y antifermiones tienen paridad intrínseca opuesta.

2.1.2. Cromodinámica Cuántica (QCD)

"Cromodinámica Cuántica" (Quantum Chromodynamics) es la teoría que describe la fuerza fuerte, mediada por los gluones. El grupo de simetría que describe el color es $SU(3)_C$. Los puntos más importantes de QCD para este trabajo son:

- Los quarks tienen una carga llamada "color", que puede ser "azul", "verde" y "rojo". Los antiquarks tienen "anticolor". Esta carga fué necesaria para explicar la existencia de partículas como Δ^{++} con spin=3/2, la cuál esta formada por tres quarks idénticos (u↑ u↑ u↑) con los spines de los quarks alineados; esta partícula es un fermión, por lo tanto debe de tener una función de onda antisimétrica. Las funciones de onda espacial, de spin y de sabor son simétricas, así que la función de onda de color nos permite tener una función de onda completamente antisimétrica.

- Las partículas observables deben formar un singlete de color. Esto se logra por ejemplo, teniendo tres quarks, uno de cada color o un par de quark y antiquark del mismo color. En el grupo de simetría $SU(3)_C$, los quarks corresponden a un antitriplete de color $\bar{3}$ y los antiquark a un triplete de color 3, es por eso que los bariones y mesones forman un singlete en color, ya que $\bar{3} \bigotimes 3 = 8 \bigoplus 1$ y
$3 \bigotimes 3 \bigotimes 3 = 10 \bigoplus 8 \bigoplus 8 \bigoplus 1$

- La dispersión profunda inelástica muestra que los quarks dentro de un hadrón, se comportan como partículas libres en el límite $Q^2 \to \infty$, donde Q^2 es el cuadrado del cuadrimomento transferido en la interacción. Se toma el cuadrado del cuadrimomento porque obviamente es un invariante de Lorentz. Este fenómeno es conocido como "libertad asintotica" (asymptotic freedom).

- La "constante" de acoplamiento fuerte α_s, realmente no es una constante ya que tiene una dependencia con el momento transferido. α_s decrece cuando Q^2 crece y crece para valores pequeños de Q^2. Cuando el momento transferido es del orden de 200 MeV[1], α_s es casi 1 y no se puede aplicar teoría de perturbaciones. Sin embargo existen otras alternativas, como son teorías quirales, teorías efectivas de quarks pesados, teorías N_c, etc.

[1] A este valor se le conoce como Λ_{QCD}

2.1.3. Los quarks u, d, s y el modelo $SU(n)_F$ para hadrones

Los experimentos mostraron que los hadrones aparecían en una gran variedad. Inmediatamente, se buscó alguna forma de ordenar sus propiedades, de manera análoga a la tabla periódica de Mendeleyev. Se observó que los valores de Isospin y de hipercarga de los hadrones no aparecían de manera arbitraria, sino de manera correlacionada, de forma que los hadrones (mesones y bariones) aparecían en grupos, con el mismo spin, paridad y masas similares (para $SU(3)_F$), denominados singletes (una partícula), octetes (ocho partículas) y decupletes (diez partículas). Por ejemplo si consideramos los bariones de spin 1/2 y paridad positiva, $J = 1/2^+$, aparecen:

- Los nucleones, protón y neutrón, (Y=1, I=1/2) con masas promedio 938.5 Mev/c^2
- Las Σ's ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$) (Y=0,I=1) con masas promedio 1192 MeV/c^2
- La Λ (Y=0,I=0) con masa 1115 MeV/c^2
- Los Ξ's (Ξ^0, Ξ^-) (Y=-1,I=1/2) con masas promedio 1317 MeV/c^2

Gell-Mann fué quien introdujo este concepto que ahora se conoce como multipletes de SU(n). Esta teoría arregla a los mesones y bariones en figuras geométricas sobre el plano Isospin e Hipercarga, la primera figura que apareció fué un hexágono, donde se acomodan los ocho bariones más ligeros en cada uno de sus vértices y dos más en el centro (ver figura 2.2), a este grupo se le conoce como octete de bariones. En este tipo de figuras, el eje vertical corresponde a la extrañeza de la partícula y en líneas diagonales se encuentran las partículas que comparten la misma carga eléctrica.

Los ocho mesones ligeros se acomodan de igual manera en un hexágono, formando el octete de mesones. Sin embargo no solo aparecieron hexágonos, en la figura 2.3 se muestra el decuplete de bariones con Spin = 3/2

La teoría de grupos, en concreto el grupo $SU(3)$, podía describir la aparición de estos singletes, octetes y decupletes, si se suponía que las partículas estaban constituidas por entes mas fundamentales, los "quarks", u,d y s en el caso de SU(3). Tomando en cuenta que un barión esta formado por tres quarks y que cada quark puede tener tres estados diferentes (u, d y s) podemos formar los multipletes tomando el producto directo de los tres quarks

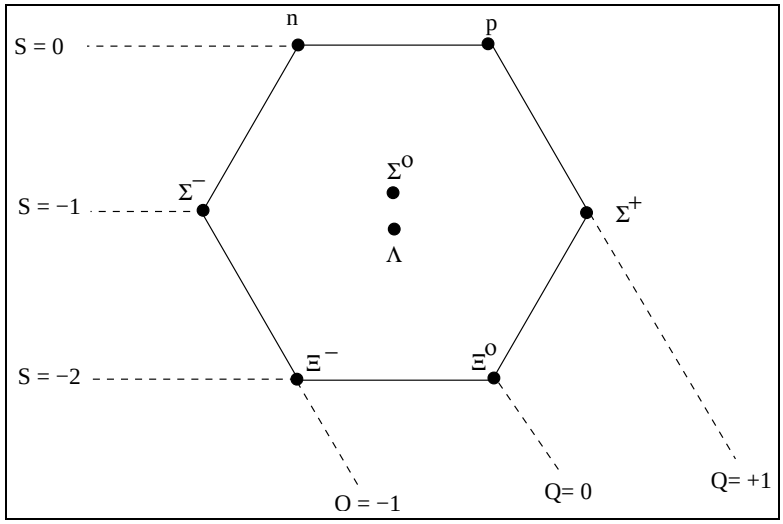

Figura 2.2: Octete formado por los Bariones más ligeros con Spin 1/2

(el procedimiento es similar al que se sigue para la suma de Spin):
barión= $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$.
Donde vemos que aparecen de manera natural el decuplete y el octete de bariones.

La hipótesis fundamental del modelo de quarks es que estos existen con tres estados internos o "sabores", llamados u, d y s, que generan la representación fundamental del grupo $SU(3)_F$. Estos tres estados, por tanto, son autoestados de I_3 e Y, correspondiente a los autovalores mostrados en la tabla 2.1.

Quark	Isospin	Hipercarga
u	1/2	1/3
d	1/2	1/3
s	0	-2/3

Tabla 2.1: Isospin e Hipercarga de los quarks u, d, s

La antipartícula del quark, el antiquark, tiene también tres estados o sabores, $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$, cuyos números cuánticos son opuestos a los de los estados u, d, s.

A partir de que Gell-Mann propusiera los multipletes, cada nuevo barión descubierto por nuevos experimentos, encuentra un lugar en un multiplete.

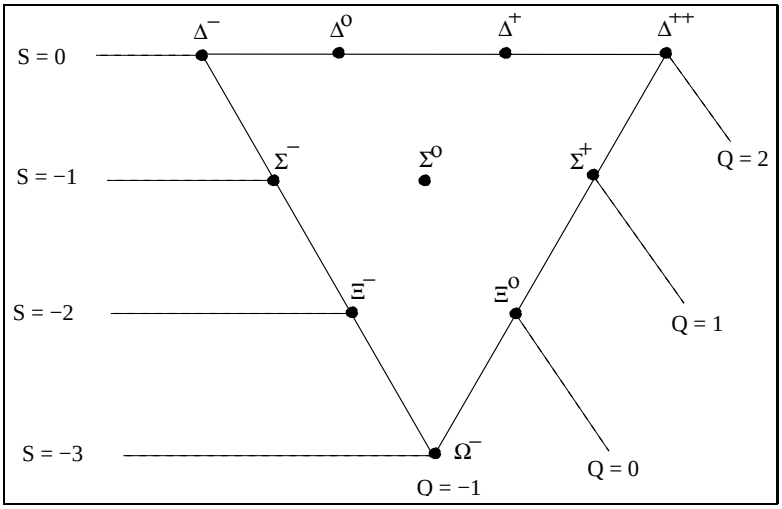

Figura 2.3: Decuplete formado por los Bariones con Spin 3/2

En 1974 Ting y Richter encontraron un nuevo mesón llamado J/Ψ, este mesón está conformado por un quark nuevo y su antipartícula, a este nuevo quark se le llegó a conocer como charm ("c"), ahora con un nuevo quark, los multipletes tiene un nuevo grado de libertad. Por lo que ahora en lugar de multipletes (figuras en 2D) tendremos supermultipletes (figuras en 3D). En las figuras 2.4 y 2.5 se muestran los supermultipletes de bariones, en estas figuras en el eje vertical se encuentra el número "charm". La parte inferior de los supermultipletes coincide con el octete y decuplete explicados anteriormente.

La simetría de grupo que combina el quark charm con quarks ligeros, se conoce como $SU(4)$ que es una extensión del grupo $SU(3)$. Esta simetría está rota, debido a que los quarks tienen masas diferentes y este rompimiento de la simetría es más evidente en el caso del quark charm. Sin embargo, ha servido como guia para predecir supermultipletes de bariones con uno o dos quarks charm.

A la fecha se han observado Bariones con un quark charm o bottom y dos quarks ligeros, sin embargo hasta antes del 2002 no se había tenido evidencia de bariones con dos quarks charm (los bariones en la parte alta de los supermultipletes)

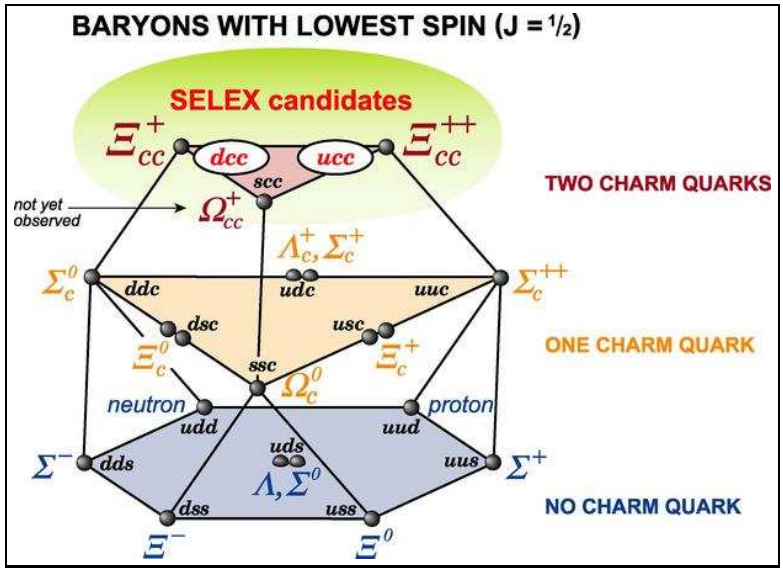

Figura 2.4: Bariones con spin 1/2 predichos por el modelo estándar [30]

2.1.4. Interacción Débil

La interacción débil es la responsable del decaimiento por ejemplo de un neutrón libre: $n \to pe^-\bar{\nu}_e$. Esta interacción se produce por el intercambio de los bosones $W^\pm$ y Z^0 y no modifica el color de los quarks, pero sí puede modificar el sabor.
En las interacciones débiles con corrientes cargadas, los leptones solo pueden decaer en sus "compañeros" del mismo doblete de Isospin débil, es decir, $e^- \to \nu_e$ y $\mu \to \nu_\mu$. De manera similar los quarks se agrupan en las llamadas tres generaciones de acuerdo a sus cargas y masas de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

Los quarks pueden decaer en su "compañero" de generación [2] y también en otro quarks de una generación diferente [3]. De hecho se observó que para corrientes cargadas, el compañero de sabor del eigenestado $|u\rangle$ no es el eigenestado $|d\rangle$, sino una combinación lineal de $|d\rangle$ y $|s\rangle$ a la que llamaremos $|d'\rangle$. De manera similar el compañero del quark c es una combinación lineal de $|s\rangle$

[2] Este tipo de decaimientos se conoce como Cabibbo allowed
[3] Este tipo de decaimientos se conoce como Cabibbo suppresed

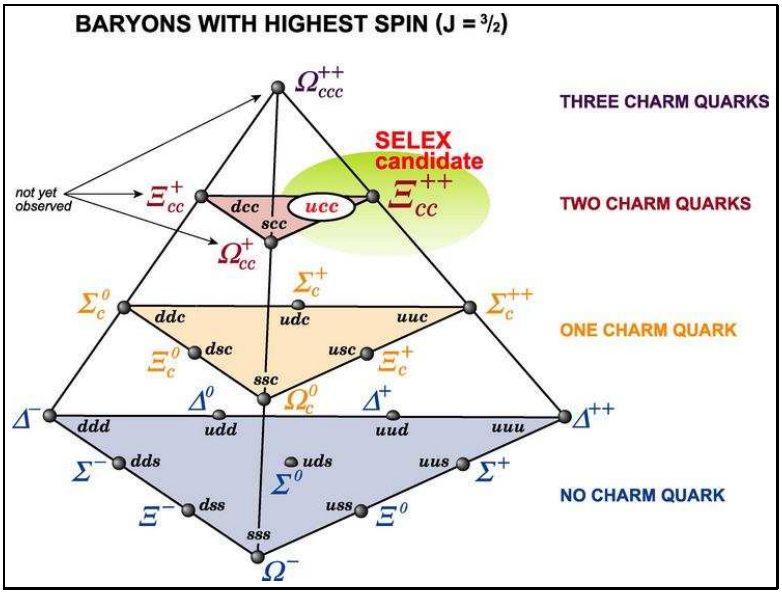

Figura 2.5: Bariones con spin 3/2 predichos por el modelo estándar [30]

y $|d\rangle$ que es ortogonal a $|d'\rangle$ y a la cuál llamaremos $|s'\rangle$.
Los coeficientes de esta combinación lineal pueden ser escritos en términos de senos y cosenos de un ángulo llamado *ángulo de Cabibbo* θ_c.

$$|d'\rangle = \cos\theta_c|d\rangle + \sin\theta_c|s\rangle,$$

$$|s'\rangle = \cos\theta_c|s\rangle + \sin\theta_c|d\rangle,$$

que puede ser escrito en forma matricial como:

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \end{pmatrix}. \tag{2.2}$$

El ángulo de Cabibbo se ha medido experimentalmente obteniendo que:

$$\sin\theta_c \approx 0.22 \quad \text{y} \quad \cos\theta_c \approx 0.98.$$

Si agregamos la tercera generación de quarks, la matriz de 2×2 de la ecuación 2.2 se transforma en una matriz de 3×3. A esta matriz se le conoce como *matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* (CKM)

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix},$$

donde $|V_{qq'}|^2$ nos da la probabilidad de transición de un quark q a un quark q'. Todos los elementos de la matriz CKM han sido medidos experimentalmente.

2.2. Predicciones para bariones doblemente encantados

Como los cálculos de bariones con dos quarks pesados son extremadamente difíciles, se utilizan las propiedades de bariones y mesones con un quark pesado (charm o bottom) como guia.
La mayoría de las predicciones de las propiedades de los bariones con dos quarks charm se basan en Teorías Efectivas de Quarks Pesados (HQET por sus siglas en ingles). En el articulo de Savage y Wise se hacen predicciones para antibariones con dos quarks pesados y mesones con un quark pesado, sin embargo también pueden ser aplicadas a bariones [9]. Las propiedades más importantes predichas son:

- Los dos antiquarks pesados forman un triplete de color fuertemente ligado. El confinamiento es debido a la fuerza fuerte y se puede modelar como un sistema de dos cuerpos con una interacción Coulombiana.
- El tamaño del estado base del sistema formado por los dos quarks pesados es del orden de $1/\alpha_s(m_Q)m_Q$ que es pequeño comparado con $(1/\Lambda_{QCD})$
- El sistema formado por los dos quarks pesados se puede tratar como un solo objeto interactuando, como si fuera un solo quark pesado. Esto es $(\bar{Q}\bar{Q})\bar{q}$ se puede tratar como un mesón con contenido de quarks $Q\bar{q}$.

En este estudio nos enfocaremos en dos propiedades de los bariones con doble charm

- Masas
- Modos de decaimiento

2.2.1. Masas

Las predicciones más simples sobre la masa se obtienen calculando la diferencia de la masa cuando se reemplaza un quark “down” o “strange” por

un quark "charm" y después esta diferencia se suma a la masa de los bariones con un solo quark "charm". Esto nos da dos extrapolaciones.

- $$\begin{aligned} \text{masa}(ccu) &= \text{masa}(csu) + (\text{masa}(csu) - \text{masa}(ssu)) \\ &= 2(\text{masa}(\Xi_c^+)) - \text{masa}(\Xi^0) \\ &= 2(2466\text{MeV}/c^2) - 1315\text{MeV}/c^2 \\ &= 3617\text{MeV}/c^2 \end{aligned}$$

- $$\begin{aligned} \text{masa}(ccu) &= \text{masa}(cdu) + (\text{masa}(cdu) - \text{masa}(ddu)) \\ &= 2(\text{masa}(\Lambda_c^+)) - \text{masa}(n) \\ &= 2(2285\text{MeV}/c^2) - 940\text{MeV}/c^2 \\ &= 3630\text{MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Bjorken tiene su propia estimación de la masa [10], empieza con el Ω_{ccc}^{++}, el cuál debe de estar correlacionado con el J/ψ por medio de la relación

$$\text{masa}(QQQ)/\text{masa}(Q\bar{Q}) \cong 3/2 + \text{constante}/m^{4/3} + \text{constante}/\ln^2(m/m_0)$$

Los términos de corrección corresponden a una parte lineal mas el potencial de Coulomb de dos cuerpos. Así como:

$$\text{masa}(\Delta)/\text{masa}(\rho) = 1.60,$$

$$\text{masa}(\Delta)/\text{masa}(w) = 1.58,$$

$$\text{masa}(\Omega)/\text{masa}(\phi) = 1.64$$

Bjorken estima que

$$\text{masa}(ccc)/\text{masa}(\psi) = 1.59 \pm 0.03 \quad \text{masa}(bbb)/\text{masa}(\Upsilon) = 1.56 \pm 0.02.$$

Después asume como valida la regla de igual espaciamiento (equal-spacing) entre las masas de todos los bariones con J=3/2. Para obtener los valores de

J=3/2		J=1/2
Barión	Masa MeV/c^2	
(ccc)	4925±90	
(ccs)	3840±60	3800
(css)	2755±30	2715
(ccu)	3695±60	3635
(csu)	2608±30	2468
(cuu)	2463±30	2403

Tabla 2.2: Masa estimada para bariones con J=3/2 y J=1/2. Los errores para J=1/2 son estimados con relación al valor central de los valores para J=3/2

las masas para J=1/2, usa el análisis de "separación hiperfina" (hyperfine splittings), desarrollado por DeRujula et. al. [11], y obtiene los valores que se muestran en la tabla 2.2.

Itoh et. al. usan una fórmula de ocho parámetros que se resuelve numéricamente para obtener predicciones de las masas de 30 partículas, incluido el barión (*ccu*) con una masa de 3649 MeV [12].

Un calculo de "malla" (lattice) en QCD da un resultado de 3600 MeV [13]. Usando un modelo relativista Ebert et. al. [14] calculan el espectro de masas de bariones pesados. El quark ligero se considera completamente relativista y hacen una expansión usando el inverso de la masa para los quarks pesados. Usan HQET para simplificar los cálculos y obtener solo un sistema de dos cuerpos.

Por otro lado el modelo de Kiselev [15] da resultados que se acercan más a lo observado en este trabajo. Por su parte él usa una combinación de HQET (Heavy Quarks Effective Theory), NRQCD (Non Relativistic Quantum CrhomoDynamics) y pNRQCD (Potential NonRealtivistic QCD), en donde aplica el potencial de Buchmüller-Tye y toma como base la factorización de las interacciones determinadas por:

- la escala de confinamiento Λ_{QCD} para interacciones no perturbativas entre los quarks pesados con uno ligero y entre los quarks con los condensados de quark-gluon

- el tamaño del diquark pesado $r_{QQ'} \sim 1/(m_{QQ'} \cdot v)$ el cuál esta compuesto

de dos quarks pesados no relativistas moviéndose con una velocidad $v \ll 1$

- las correcciones de la escala de gluon duro (hard gluon) a energías cerca de las masas de los quarks pesados (m_Q)

así que supone una jerarquía de las escalas de interacción de QCD:

$$\Lambda_{QCD} \ll m_Q \cdot v \ll m_Q.$$

En la tabla 2.3 se resumen algunas predicciones para la masa de bariones con doble charm. Un punto importante a considerar es que, los valores del error de cada predicción son más pequeños que la diferencia entre los valores de los modelos. Aún usando métodos similares, existen variaciones, esto depende del valor de los parámetros que usa el modelo, como las masas de los quarks, el potencial de interacción, etc.

Modelo	masa Ξ_{cc}^{++} (ccu) GeV/c^2	masa Ξ_{cc}^{++*} GeV/c^2
Bjorken [10]	3.64	3.70
Itoh et. al [12]	3.65	3.73
Lewis et. al. [13]	3.60	3.68
Ebert et. al. [14]	3.62	3.727
Kiselev y Likhoded [15]	3.48	3.61
Tong et. al. [19]	3.74	3.86
Roncaglia et. al. [20]	3.66	3.81
Ebert et. al. [21]	3.66	3.74
Körner et. al. [22]	3.61	3.68
Kaur [23]	3.71	3.79

Tabla 2.3: Predicciones de la masa del Ξ_{cc}^{++}. Los primeros cuatro son mencionados en el texto, los demás son discutidos por Kiselev y Likhoded [15]

Como ya se mencionó previamente, ninguna de las predicciones para la masa de los bariones doblemente encantados concuerda con los resultados de este trabajo. En el caso de los bariones Ξ_{cc}^{+} y Ξ_{cc}^{++} se cuenta con evidencia para referirlos en las masas $\sim$ 3520 MeV/c^2 y $\sim$ 3443 MeV/c^2 respectivamente, las cuales se utilizarán para calcular la energía libre de los decaimientos. Sin embargo el caso del barión Ω_{cc}^{+} es muy diferente ya que nunca antes se ha

observado. Para hacer una estimación fenomenológica de la masa de este estado partiendo de las observaciones encontradas por SELEX, observemos que su contenido de quarks es (ccs) y el del Ξ_{cc}^{+} es (ccd), de aquí vemos que son iguales si intercambiamos un quark d por un quark s. Si suponemos que la diferencia de masas es igual a la diferencia de masas entre el Λ_c^{+} (udc) y del Ξ_c^{+} (usc), donde ocurre que también son iguales excepto por el intercambio de un quark d por un s. Entonces:

$$\Delta m = \text{masa}(\Xi_c^{+}) - \text{masa}(\Lambda_c^{+}) = 181\text{MeV}/c^2 \tag{2.3}$$

Entonces

$$\text{masa}(\Omega_{cc}^{+}) = \text{masa}(\Xi_{cc}^{+}) + \Delta m \tag{2.4}$$

$$\text{masa}(\Omega_{cc}^{+}) = 3520\text{MeV}/c^2 + 181\text{MeV}/c^2 = 3701\text{MeV}/c^2 \tag{2.5}$$

2.2.2. Tiempo de Vida

La estimación más simple para el tiempo de vida de los bariones con doble quark charm, es tomar la mitad del tiempo de vida de un barión con un solo quark charm, por ejemplo el Λ_c^{+}, ya que hay dos quarks charm que pueden decaer. Se da por hecho que el quark ligero no interfiere con el decaimiento del quark charm. Esto nos da τ =0.10 ps. Kiselev et. al. han hecho algunas correcciones al quark espectador del decaimiento, obteniendo como resultado $\tau_{\Xi_{cc}^{++}}$ =0.48 ps y $\tau_{\Xi_{cc}^{+}}$ =0.12 ps [15].
El problema con estos modelos que solo toman a los quarks ligeros como espectadores, es que según esta filosofía todos los hadrones con un solo quark charm deberían de tener el mismo tiempo de vida. En realidad existe un factor 15 entre los tiempos de vida del D^{+} y del Ω_c^{0}. Kushnirenko da detalles de las razones por las que son muy diferentes los tiempo de vida de las partículas con charm [6]. De manera muy somera podemos decir que los hadrones producto del decaimiento tiene funciones de onda que interfieren con el cálculo del ancho del decaimiento.

2.2.3. Modos de Decaimiento

Los modos de decaimiento que nos interesan envuelven partículas cargadas que se producen en la región de los blancos del experimento SELEX, antes de los espectrómetros del vértice y con suficiente tiempo de vida como para que las partículas hijas puedan alcanzar los demás detectores. Esto nos

permite hacer mediciones precisas del cuadrimomento, con lo cuál obtenemos una buena resolución en las distribuciones de masa invariante. Lo cual es indispensable en nuestro estudio ya que obtenemos una muestra pequeña de bariones con doble charm. En el experimento SELEX se pueden considerar a los $\pi^{\pm}$ y $K^{\pm}$ como partículas estables, ya que una trayectoria con un momento de 10 GeV/c puede "volar" $\gamma c\tau \geq 74$ m y el experimento SELEX mide 60 m de largo.

Entonces si asumimos que el quark charm decae débilmente a un quark s vía la emisión de un bosón W^{+}. No consideramos los decaimientos semileptónicos debido a que perdemos información del neutrino, lo que complica la reconstrucción. Así restringimos nuestra búsqueda a aquellos decaimientos en donde el bosón W^{+} decae a los quarks $u\bar{d}$. Tomemos como ejemplo el Ξ_{cc}^{+} con contenido de quarks ccd, si un quark c decae a un quark s y el W^{+} decae a $u\bar{d}$, entonces tendremos ahora $cd + su\bar{d}$, si agrupamos udc (Λ_{c}^{+}) nos restan los quarks $s\bar{d}$ que corresponden a un K^{0}, sin embargo como ésta es eléctricamente neutra, su eficiencia de reconstrucción es baja, pero podemos tomar un par de quarks $u\bar{u}$ del mar y tendremos ahora los quarks $s\bar{d}+u\bar{u}$ que podemos agrupar de la siguiente manera, $\bar{u}s$ (K^{-}) y $u\bar{d}$ (π^{+}), al final de este proceso tendremos como producto del decaimiento las partículas $\Lambda_{c}^{+}K^{-}\pi^{+}$. Ahora calculamos la energía libre del decaimiento de la siguiente forma:

$$Q = \text{masa}(\Xi_{cc}^{+}) - (\ \text{masa}(\Lambda_{c}^{+}) +\ \text{masa}(K^{-}) +\ \text{masa}(\pi^{+})),$$

$$\begin{aligned} Q &= 3520\text{MeV}/c^{2} - (2285\text{MeV}/c^{2} + 493\text{MeV}/c^{2} + 139\text{MeV}/c^{2}) \\ &= 604\text{MeV}/c^{2}. \end{aligned}$$

No debemos de confundir el cuadrado del cuadrimomento transferido Q^{2} con Q que en este caso se refiere a la energía libre del decaimiento. Si $Q > 0$ podemos seguir creando pares de quark-antiquark del mar para agregar al decaimiento más piones y detenemos este proceso cuando $Q < 0$. Haciendo este proceso para Ξ_{cc}^{+} (ccd), Ξ_{cc}^{++} (ccu) y Ω_{cc}^{+} (ccs), buscando que las partículas producto del decaimiento sean p, D^{+}, D^{0}, Σ^{+}, Σ^{-}, Ξ^{-}, Λ_{c}^{+}, Ξ_{c}^{+}, Ξ_{c}^{0} y Ω_{c} [4] se puede construir la tabla 2.4. En esta tabla se muestran en negrita, los

[4] Se escogieron estos modos de decaimiento porque SELEX tiene muestras grandes y limpias de estos hadrones

decaimientos con $Q > 0$. Las masas de los bariones doblemente encantados que se muestran en el encabezado de la tabla, fueron fijadas por las observaciones anteriores del experimento SELEX como se mencionó en la sección referente a las masas de los bariones doblemente encantados. Sin embargo estas mediciones contaron con una baja estadística y a la fecha no han sido confirmadas por otros experimentos, es por esta razón que incluimos en la tabla algunos decaimientos con $Q < 0$.

Bjorken predice que más del 50 % de los estados finales de los bariones con doble charm decaen en Λ_c^+ o Ξ_c^+ [10], por eso nuestro trabajo se centra principalmente en estos canales de decaimiento.

Ξ_{cc}^{++} 3460 GeV/c^2 Decaimiento	Q	Ξ_{cc}^{+} 3520 GeV/c^2 Decaimiento	Q	Ω_{cc}^{+} 3700 GeV/c^2 Decaimiento	Q
$\boldsymbol{p^+D^+K^-\pi^+}$	**21**	$\boldsymbol{p^+D^+K^-}$	**220**	$p^+D^+K^-K^-\pi^+$	-232
$p^+D^0K^-\pi^+\pi^+$	-113	$p^+D^+K^-\pi^+\pi^-$	-58	$\boldsymbol{\Sigma^+D^0K^-\pi^+}$	**15**
$\boldsymbol{\Sigma^+D^+}$	**402**	$\boldsymbol{p^+D^0K^-\pi^+}$	**86**	$\boldsymbol{\Sigma^+D^+K^-}$	**149**
$\boldsymbol{\Sigma^+D^+\pi^+\pi^-}$	**124**	$\boldsymbol{\Sigma^+\pi^-D^+}$	**323**	$\Sigma^+D^+K^-\pi^-\pi^+$	-129
$\boldsymbol{\Sigma^+D^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$	-154	$\boldsymbol{\Sigma^+\pi^-D^+\pi^+\pi^-}$	**45**	$\Sigma^-D^+K^-\pi^+\pi^+$	-137
$\boldsymbol{\Sigma^+D^0\pi^+}$	**268**	$\boldsymbol{\Sigma^+D^0}$	**467**	$\Sigma^-D^0K^-\pi^+\pi^+\pi^+$	-271
$\boldsymbol{\Sigma^+D^0\pi^+\pi^-\pi^+}$	-10	$\boldsymbol{\Sigma^+D^0\pi^+\pi^-}$	**189**	$\boldsymbol{\Xi^-D^+\pi^+}$	**371**
$\boldsymbol{\Sigma^-D^+\pi^+\pi^+}$	**116**	$\Sigma^+D^0\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	-89	$\boldsymbol{\Xi^-D^+\pi^+\pi^-\pi^+}$	**93**
$\Sigma^-D^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+$	-162	$\boldsymbol{\Sigma^-D^+\pi^+}$	**315**	$\boldsymbol{\Xi^-D^0\pi^+\pi^+}$	**237**
$\Sigma^-D^0\pi^+\pi^+\pi^+$	-18	$\boldsymbol{\Sigma^-D^+\pi^+\pi^-\pi^+}$	**37**	$\Xi^-D^0\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-$	-41
$\Xi^-D^+K^+\pi^+$	-362	$\boldsymbol{\Sigma^-D^0\pi^+\pi^+}$	**181**	$\boldsymbol{\Lambda_c^+K^-\pi^+K^-\pi^+}$	**152**
$\Xi^-D_s^+\pi^+\pi^+$	-107	$\Sigma^-D^0\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-$	-97	$\Lambda_c^+K^-\pi^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+$	-126
$\boldsymbol{\Lambda_c^+\pi^+K^-\pi^+}$	**405**	$\boldsymbol{\Xi^-D_s^+\pi^+}$	**92**	$\boldsymbol{\Xi_c^+K^-\pi^+}$	**603**
$\boldsymbol{\Lambda_c^+\pi^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-}$	**127**	$\Xi^-D^0K^+\pi^+$	-297	$\boldsymbol{\Xi_c^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+}$	**325**
$\Lambda_c^+\pi^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	-151	$\boldsymbol{\Lambda_c^+K^-\pi^+}$	**604**	$\boldsymbol{\Xi_c^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+}$	**47**
$\boldsymbol{\Xi_c^+\pi^+}$	**856**	$\boldsymbol{\Lambda_c^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-}$	**326**	$\boldsymbol{\Xi_c^0K^-\pi^+\pi^+}$	**459**
$\boldsymbol{\Xi_c^+\pi^+\pi^+\pi^-}$	**578**	$\boldsymbol{\Lambda_c^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$	**48**	$\boldsymbol{\Xi_c^0K^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+}$	**320**
$\boldsymbol{\Xi_c^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$	**300**	$\boldsymbol{\Xi_c^+\pi^+\pi^-}$	**777**	$\boldsymbol{\Xi_c^0K^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+}$	**42**
$\boldsymbol{\Xi_c^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$	**22**	$\boldsymbol{\Xi_c^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$	**499**	$\boldsymbol{\Omega_c^0\pi^+}$	**857**
$\boldsymbol{\Xi_c^0\pi^+\pi^+}$	**712**	$\boldsymbol{\Xi_c^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$	**221**	$\boldsymbol{\Omega_c^0\pi^+\pi^-\pi^+}$	**579**
$\boldsymbol{\Xi_c^0\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+}$	**434**	$\Xi_c^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	-57	$\boldsymbol{\Omega_c^0\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+}$	**301**
$\boldsymbol{\Xi_c^0\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+}$	**156**	$\boldsymbol{\Xi_c^0\pi^+}$	**911**	$\boldsymbol{\Omega_c^0\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+}$	**23**
$\Xi_c^0\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$	-122	$\boldsymbol{\Xi_c^0\pi^+\pi^-\pi^+}$	**633**		
$\boldsymbol{\Omega_c^0K^+\pi^+}$	**124**	$\boldsymbol{\Xi_c^0\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+}$	**355**		
$\Omega_c^0K^+\pi^+\pi^-\pi^+$	-154	$\boldsymbol{\Xi_c^0\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+}$	**77**		
		$\boldsymbol{\Omega_c^0K^+\pi^-\pi^+}$	**45**		

Tabla 2.4: En esta tabla se muestran los modos de decaimientos a buscar en el análisis. Q es la energía libre del decaimiento. La descripción detallada de los elementos de la tabla se hace en el texto.

Parte III

Experimento SELEX

Capítulo 3

Experimento SELEX

3.1. Introducción

El experimento 781 también conocido como SELEX (Segmented Large x_F Baryon Spectrometer) es un experimento de blanco fijo diseñado para obtener una gran muestra de bariones con Charm, con alta aceptancia para decaimientos con valores de x_F grandes. Los datos fueron tomados en FermiLab entre 1996 y 1997 usando como haces las partículas Σ^-, π^-, p^+ y π^+ con una energía de 600 GeV.
El experimento dirige un haz de partículas a los diferentes blancos. Las partículas producidas por la interacción del haz con el material de los blancos viajan hacia al frente en dirección del haz hacia el resto del experimento (ver figura 3.1). El aparato esta dividido en varios módulos (espectrómetros) y cada uno cumple una función especifica. Existen espacios libres de campo magnético en donde las partículas viajan en linea recta. Los magnetos entre cada espectrómetro hacen que las partículas cargadas se deflecten y con esto podemos obtener información sobre su momento. La posición de las partículas se determina combinando la información de las cámaras proporcionales de alambre ("Proportional Wire Chambers", PWC) y de los detectores de silicio. Se utiliza un detector RICH (Ring Imaging Cherenkov) en conjunto con los detectores de radiación de transición y los calorímetros electromagnéticos para identificar las partículas.

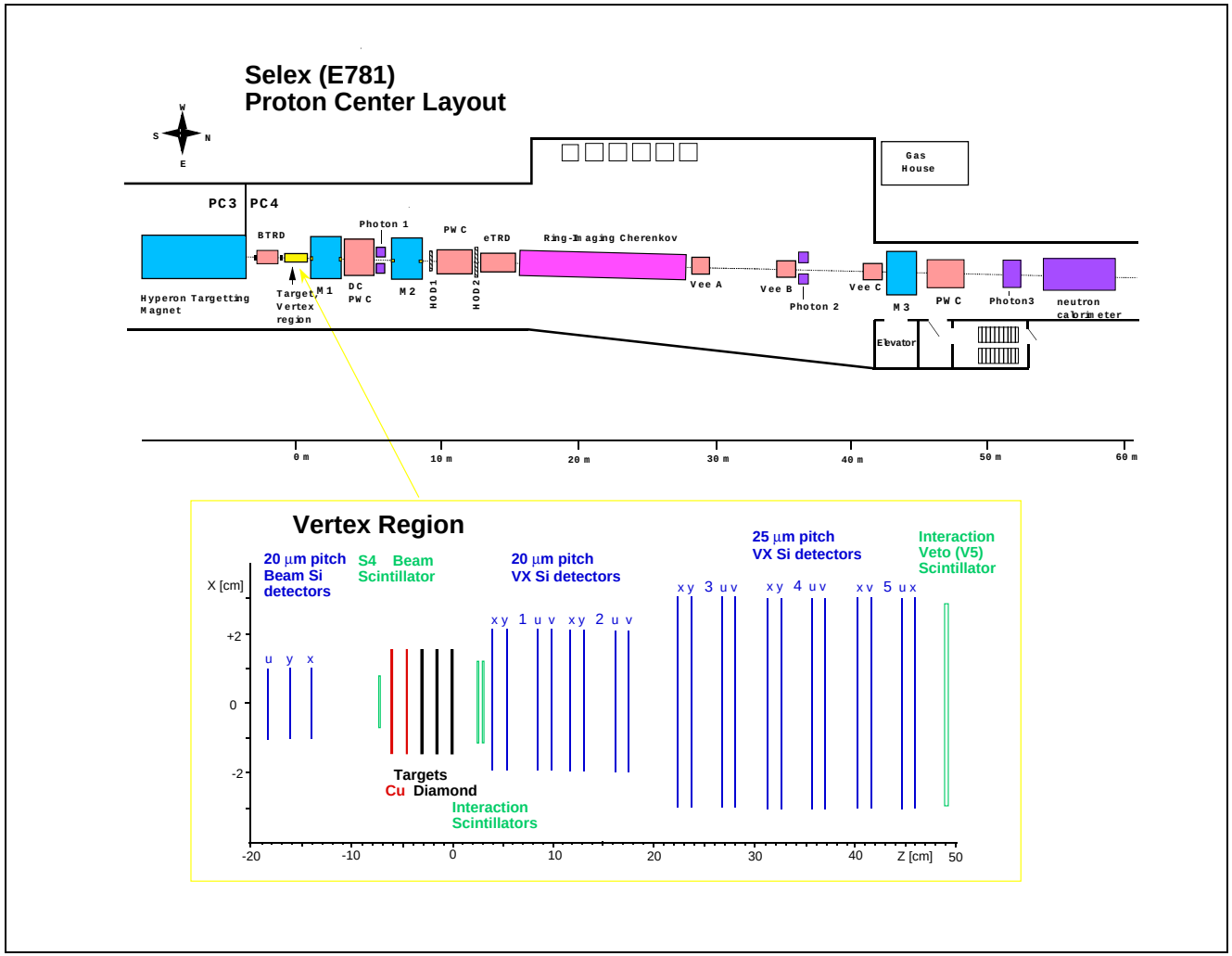

Figura 3.1: Esquema del experimento SELEX.

3.2. Descripción de Aparato

El detector SELEX es un espectrómetro de 60 m de largo. Está compuesto de cinco partes:

- El espectrómetro del haz
- El espectrómetro de Vértices
- El espectrómetro M1
- El espectrómetro M2
- El espectrómetro M3 (que no se utilizó para este trabajo)

En la figura 3.2 se muestra un esquema de los cinco espectrómetros. Cada componente, excepto el del vértice, contiene detectores de partículas y un imán, para medir el momento de las partículas cargadas. La región del vértice esta libre de campo magnético, ya que fué diseñado para encontrar las trayectorias de las partículas con alta resolución cerca del blanco de interacción.

En la figura 3.2 se muestra el sistema de coordenadas global de SELEX, el origen está en la cara posterior (en la dirección del haz), del último blanco de producción de partículas con charm. El eje z está en la dirección del haz, el eje y está dirigido hacia arriba y el eje x completa el sistema derecho de coordenadas.

3.2.1. Espectrómetro del Haz

El acelerador Tevatron produce protones de 800 GeV que se direccionan a un blanco de berilio con una longitud de interacción de 98 %, esta reacción produce un haz secundario el cuál se redirecciona a un canal curvo con paredes de Tungsteno que ayudan a colimar el haz. Este canal también cuenta con un magneto de 7.5 m (3.5T), con el cuál, cambiando su polaridad o el campo magnético se puede seleccionar la carga eléctrica del haz secundario. La fracción relativa de hiperones (partículas con un quark s), que componen el haz secundario aumenta con la energía [24, 25], por tanto al seleccionar partículas con alto momento tendremos un mayor número relativo de hiperones en el haz secundario. Sin embargo debido a que los hiperones tienen un tiempo de vida mas corto que las demás partículas, si ajustamos el magneto

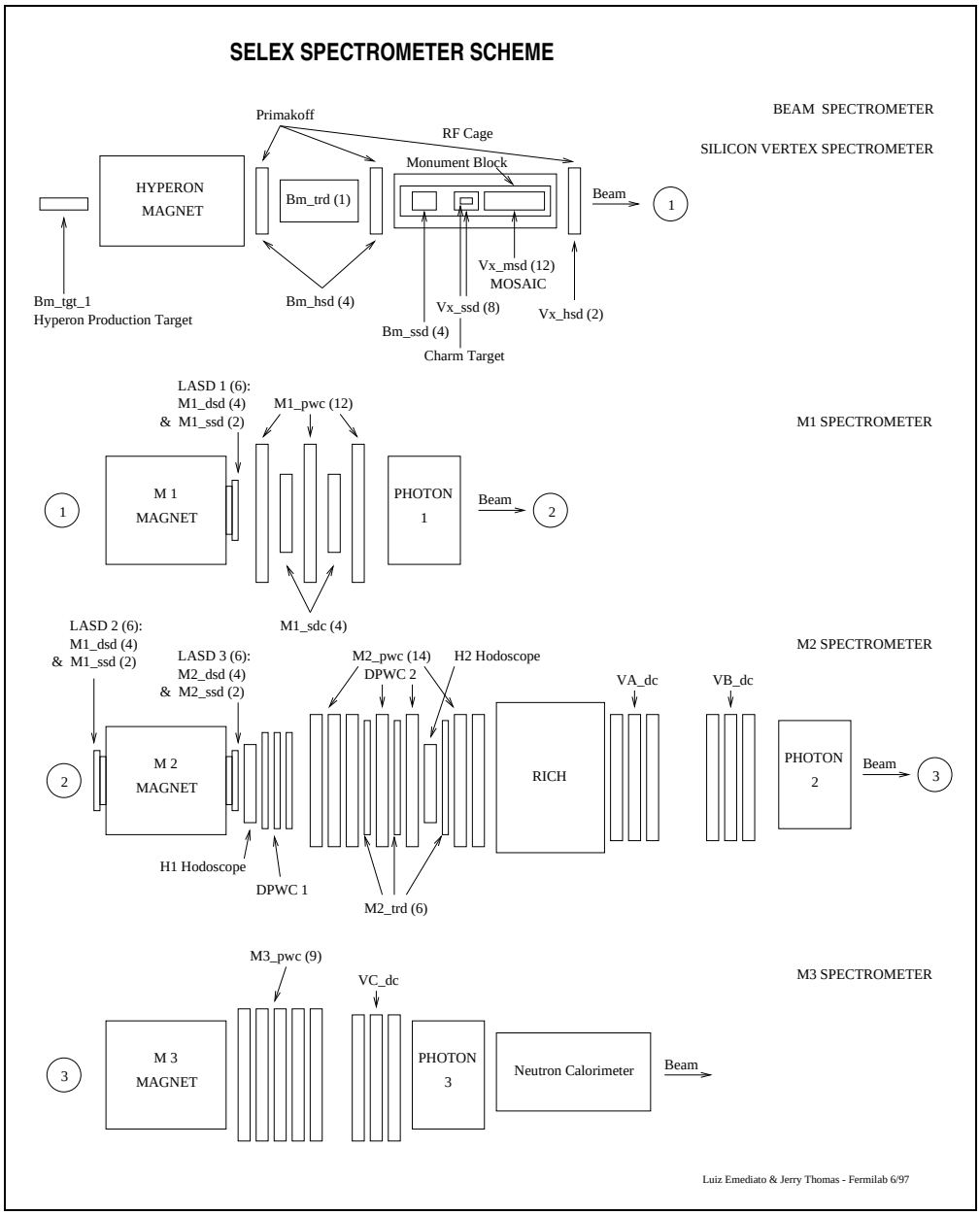

Figura 3.2: Esquema de los espectrómetros de SELEX.

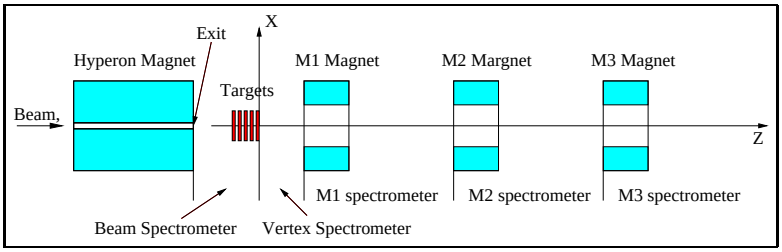

Figura 3.3: Vista superior del sistema de coordenadas global de SELEX

para que el haz secundario tenga un momento promedio de 600 GeV/c, tendremos un haz secundario con una fracción de 1 a 1 entre hiperones y piones. Una vez que el haz secundario ha pasado por el canal curvo, atraviesa el detector de radiación de transición del haz (BTRD). En la figura 3.4 se muestra un esquema del espectrómetro del haz.

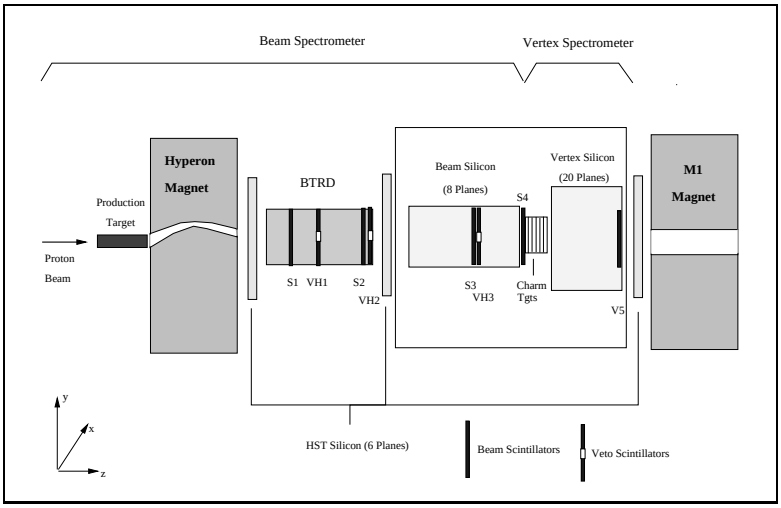

Figura 3.4: Esquema del espectrómetro del haz.

Detector de radiación de transición de Haz (BTRD)

El detector de radiación de transición del haz, detecta la radiación electromagnética que se emite por las partículas cargadas a medida que éstas atraviesan las interfaces entre medios con diferentes propiedades eléctricas. La energía característica de esta radiación es de unos pocos KeV (rayos X).

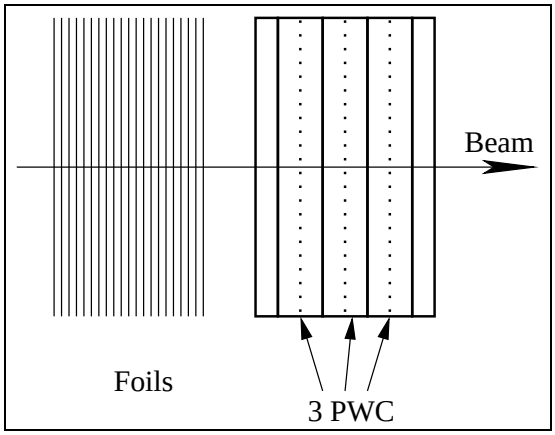

Figura 3.5: Esquema de un módulo del BTRD

El BTRD consiste en 10 módulos idénticos [26]. Uno de estos módulos se muestra en la figura 3.5. Cada uno de estos módulos contiene un radiador hecho de 200 láminas de polipropileno de 17 μm. Inmediatamente después del radiador se encuentran tres cámaras proporcionales de alambre (PWC). El gas que usan estas cámaras es una mezcla de 70 % Xe y 30 % CH_4 para optimizar el tiempo de respuesta de la señal y para maximizar la absorción de los fotones de la radiación de transición. Estas cámaras consisten de placas aluminizadas, que funcionan como cátodos, con una separación entre ellas de 2 mm y mallas con alambres de tungsteno de 15 μm de ancho, estos alambres están separados por una distancia de 1 mm y funcionan como ánodos. Cada PWC del BTRD da una salida digital cuando se detecta energía sobre un umbral fijo. La suma de todas las señales de las PWC es igual al número k de planos activados en el BTRD.
La probabilidad de que ocurra la emisión de radiación de transición es proporcional al factor γ de Lorentz. Por tanto, un mesón π con el mismo momento que un barión, como un Σ^- o un p, al pasar por el BTRD activa más planos que un barión.
En al figura 3.6 se muestra una distribución típica del número de planos activados por el haz secundario negativo. Se puede observar que esta distribución se puede separar en dos partes, una componente bariónica y otra mesónica.

Después de pedir que para la componente bariónica y mesónica, el número k de planos sea < 4 y ≥ 7 respectivamente, las fracciones para los haces positivo y negativo obtenidas se muestran en la tabla 3.1.

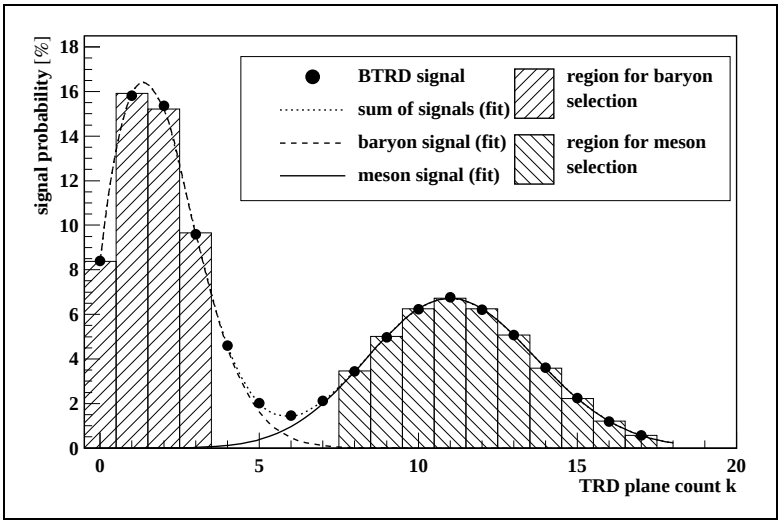

Figura 3.6: Distribución típica del número de planos k activados en el BTRD por el haz secundario negativo [27].

Fracción bariónica		Fracción mesónica	
Haz secundario negativo			
Σ^-	$97.52 \pm 4.7\,\%$	π^-	$96.95 \pm 4.67\,\%$
Ξ^-	$2.48 \pm 0.15\,\%$	K^-	$3.05 \pm 1.91\,\%$
Haz secundario positivo			
p	$97.06 \pm 2.28\,\%$	π^+	$70 \pm 17\,\%$
Σ^+	$2.94 \pm 0.76\,\%$	K^+	$30 \pm 7\,\%$

Tabla 3.1: Composición de las fracciones bariónicas y mesónicas para el haz secundario positivo y negativo

El detector de la trayectoria del haz

El detector de tiras de silicio del haz (BSSD) se compone de ocho detectores de silicio de un solo lado, de 300μm de ancho, con un pitch de 20 μm. Estos detectores están agrupados en tres estaciones montadas en un bloque de granito y colocadas en una caja blindada, para tener un aislante contra radiofrecuencias. En la figura 3.7 se muestran las tres estaciones. Estos detectores determinan la posición de la trayectoria del haz en los blancos de producción del quark charm, con una resolución aproximada de 4 μm. Cada detector tiene 1024 tiras, de las cuáles se extrae la información por medio de

chips. Cada detector tiene una región activa de $2 \times 2\ cm^2$ [6, 28].

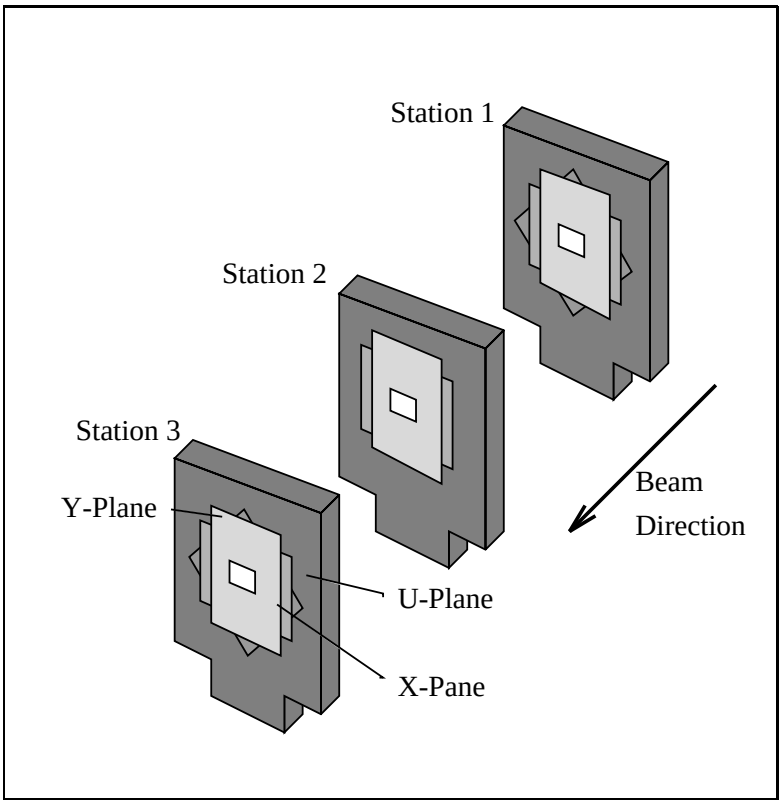

Figura 3.7: Estaciones del detector de la trayectoria del haz

3.2.2. Espectrómetro de Vértices

Este espectrómetro se encuentra después del espectrómetro del Haz y antes del Magneto M1, esta formado por 20 planos de "Vertex Silicon Strip Detector (SSD)", están montados en 5 grupos o estaciones, cada estación tiene 4 planos para cubrir las proyecciones en x, y, u y v, estos dos últimos están rotados 45° con respecto a las otra dos y todo está montado en una plataforma óptica de granito para dar mas estabilidad (ver figura 3.8).

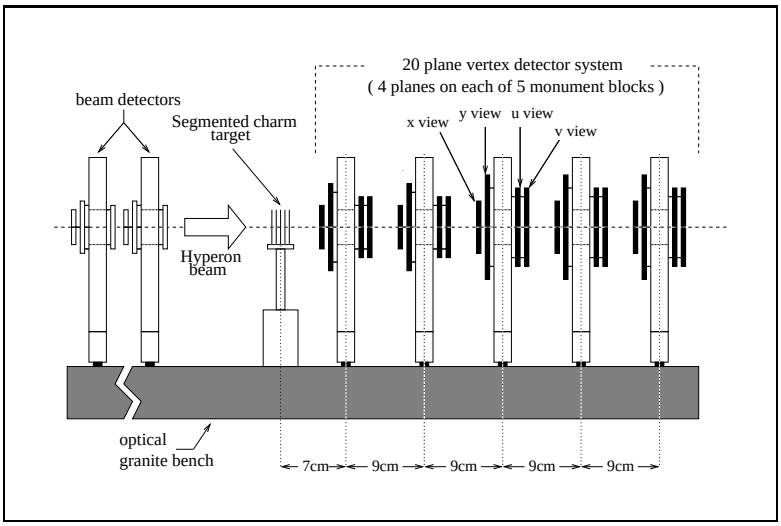

Figura 3.8: Esquema de la región del vértice.

Las dos primeras estaciones tienen una separación entre cada linea de 20 μm y una área activa de 5.1× 5.0 cm^2, las estaciones restantes tienen una separación entre lineas de 25 μm y una área activa de 8.4 × 9.6 cm^2. Cada detector tiene una eficiencia mayor a 98 % y una resolución espacial de 6.5 μm aproximadamente. La separación entre el vértice primario y secundario (**L**) se midió con un precisión promedio de $\sigma_L \sim 0.5$ mm. Este detector es imprescindible para nuestro trabajo ya que si tenemos una buena reconstrucción de las trayectorias podremos separar vértices que se encuentren muy cercanos entre sí. También es muy importante tener un error pequeño (σ) ya que la cantidad L/σ se usa como corte para separar los eventos del Ξ_{cc}^{+} de eventos reconstruidos erróneamente (ruido).

3.2.3. Magnetos

SELEX cuenta con 4 magnetos, tres de ellos son empleados para medir el momento de las partículas cargadas, estos magnetos forman parte de los espectrómetros M1, M2 y M3.

Espectrómetro M1

Este espectrómetro cuenta con un magneto (M1). Este espectrómetro es esencial para medir los momentos de partículas con bajo momento producidas antes de M1. El esquema de este espectrómetro se muestra en la figura 3.9

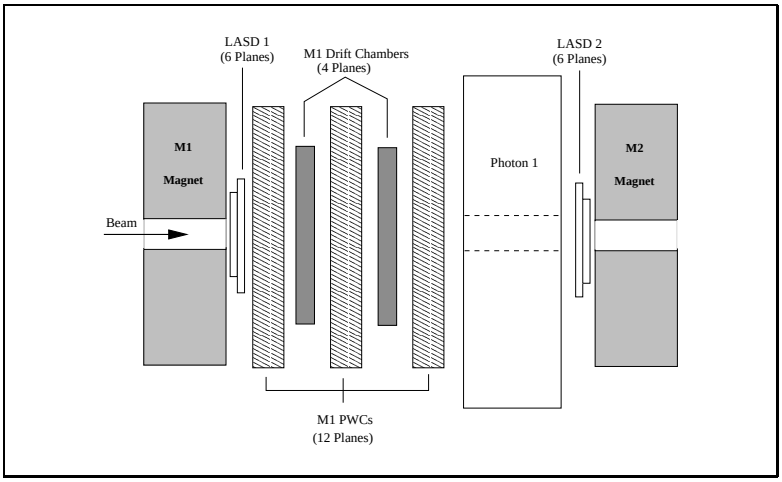

Figura 3.9: Esquema del espectrómetro M1.

M1 cuenta con 3 cámaras proporcionales multialambre ("MultiWire Proportional Chambers", MPWC), en estas cámaras los alambres están separados una distancia de 3 mm y tienen una área activa de $2 \times 2\ m^2$. Cada cámara tiene 4 planos sensitivos para las proyecciones en x, y, u, y v, estas dos últimas proyecciones a $\pm 28°$ respecto del eje x. Las cámaras tiene una eficiencia mayor a 90 % y una resolución espacial de 0.9 mm.

Large Area Silicon Detector

Hay tres estaciones de (LASD) ubicadas, al final del magneto M1, al principio del magneto M2 y al final del magneto M2. Estos detectores están diseñados para mejorar la resolución en la posición de partículas con alto momento.
Cada estación tiene 2 detectores de silicio de doble cara (DSD) con un área sensitiva de $3.2 \times 2.6\ cm^2$. Los otros dos detectores en la estación son de una sola cara (SSD) con una área sensitiva de $3.2 \times 3.2\ cm^2$. Los DSD miden las señales de trayectorias, en las proyecciones x y y, los SSD cubren las proyecciones en u y v, estos detectores tienen una eficiencia entre 95 y 99 % y una resolución espacial de $15\mu m$.

Espectrómetro M2

Este espectrómetro cuenta con un magneto M2, con este las partículas del vértice primario son desviadas si su momento es menor a 15 GeV.
El espectrómetro M2 cuenta con 7 cámaras multialambre (MPWC) con 2 mm de espaciamiento entre alambres. Las primeras 3 cámaras tienen una área sensitiva de $60 \times 60\ cm^2$, las otra 4 cámaras tienen una área de $60 \times 100\ cm^2$. Cada cámara tiene dos planos sensitivos en proyecciones ortogonales y tienen una eficiencia mayor a 95 % y una resolución espacial de 0.6 mm. (ver figura 3.10)

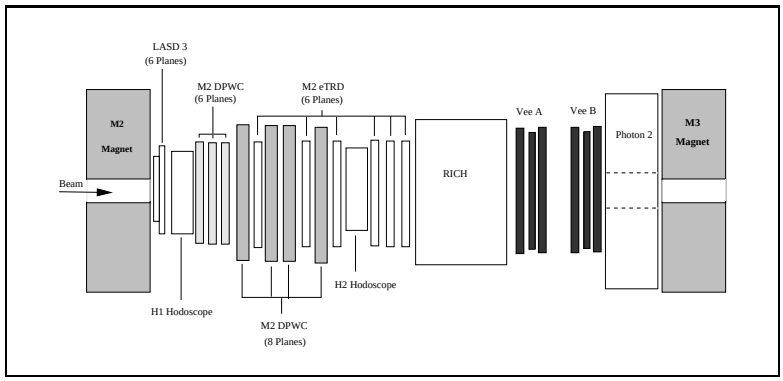

Figura 3.10: Esquema del espectrómetro M2.

3.2.4. RICH

El detector RICH (Ring Imaging Cherenkov) es el dispositivo más importante para la identificación de partículas cargadas, este dispositivo nos da una probabilidad ("likelihood") de que la trayectoria sea un electrón, muón, pión, kaón, protón, hiperón (como Σ) o ruido.

Consta de un cilindro de 10 m de longitud lleno de gas Ne, por donde cruzan las partículas. Como estas viajan más rápido que la velocidad de la luz en este medio emiten luz Cherenkov, estos fotones se emiten bajo un ángulo fijo con respecto de la trayectoria de la partícula y guarda una relación con β y n (índice de refracción) ($\cos\theta = 1/\beta n$). Con ayuda de un espejo esférico estos fotones se reflejan sobre un arreglo de 2848 fototubos en cuya superficie se forman anillos. El radio del anillo provee información de la velocidad de la partícula, para $\beta = 1$ el radio del anillo es de 11.5 cm, la longitud del cilindro se escogió para detectar un promedio de 13.6 fotones por trayectoria en la matriz de fototubos. La resolución espacial para cada fotón es de 5.5 mm y la resolución en la medición del radio es de $\sigma_r = 1.9$ mm en un evento multitrayectoria, con esto se obtiene una separación de 2σ entre un K y un π hasta 165 GeV de momento. La separación de kaones y piones es de vital importancia en los experimentos con charm ya que sus decaimientos generalmente contienen kaones en el estado final. El esquema de este detector se muestra en la figura 3.11.

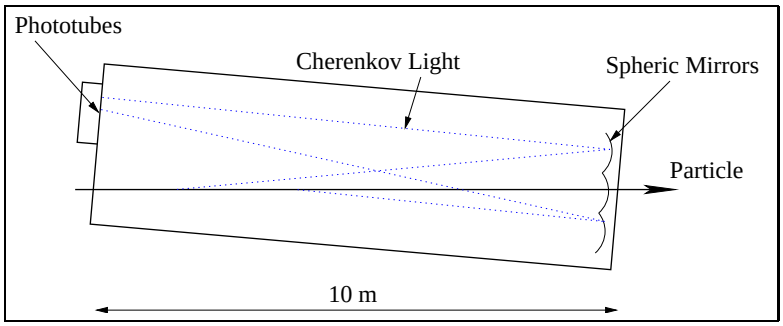

Figura 3.11: Esquema del tanque del RICH [18]. En un diagrama a escala las secciones que componen el espejo esférico tendrían un radio de curvatura menor y sus centros de curvatura estarían en el mismo lugar. Sin embargo en este esquema se modificó para una mejor visualización de los espejos.

3.3. Sistema de Disparador (Trigger)

El mecanismo disparador del quark charm fué diseñado para estudiar la producción y los decaimientos de bariones con un quark charm. El propósito de este mecanismo es seleccionar las interacciones con una topología favorable de eventos con un quark charm y al mismo tiempo reducir el número de eventos que no contienen charm, es decir eventos que pueden producir falsas reconstrucciones.
El hardware del mecanismo disparador de SELEX usa un conjunto de contadores de centelleo del haz (S1-S4), contadores veto (VH1, VH2), contadores de interacción (IC) y dos hodoscopios (H1, H2). En la figura 3.12 se muestra el esquema del hardware utilizado para el mecanismo disparador.

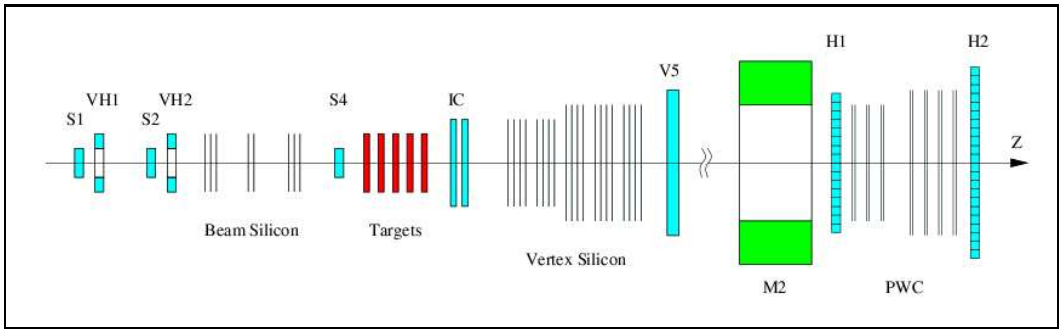

Figura 3.12: Esquema del hardware del trigger

El mecanismo disparador cuenta con cuatro niveles. Los primeros tres T0, T1 y T2 están implementados en hardware, mientras que el cuarto nivel T3 está implementado en software y en el filtro en tiempo real [29].

El nivel T0 utiliza la información de los centelladores del haz para definir la trayectoria del haz secundario. Esto se logra con la coincidencia de las señales de los contadores de centelleo S1, S2 y S4, sin tener señal en los contadores VH1 y VH2. Una decisión positiva en este nivel manda una señal a T1 [6].
El nivel T1 utiliza la información de los dos contadores de interacción IC para seleccionar eventos que tengan una interacción en los blancos de producción del quark charm, usa la información del BTRD para identificar las partículas del haz y usa la información de los hodoscopios H1 y H2 para

seleccionar eventos cuyas trayectorias se originaron cerca de los blancos de producción. Este nivel consiste en la coincidencia de una señal del nivel T0, una señal de una interacción en los blancos, una señal del BTRD y con las señales de dos interacciones en la región positiva de los hodoscopios H1 y H2. En las primeras corridas no se usó la señal del BTRD en este nivel del mecanismo disparador. Los dos contadores de interacción son centelladores que producen una señal de salida cuya amplitud es proporcional al número de partículas que los atraviesan. Se usa la señal con menor amplitud de los dos contadores de la interacción para la prueba de la multiplicidad, con esto se suprimen los efectos de fluctuaciones de Landau de la amplitud de cada contador. Una señal de una interacción en los blancos se define como la señal en los IC que sea mayor a la señal de tres partículas de mínima ionización (MIP). T2 recibe una señal si se tiene una decisión positiva en este nivel.

El nivel T2 utiliza información de los detectores centelladores Vee para seleccionar un decaimiento de un Λ.

SELEX contó con otros "trigger" para propósitos especiales, los cuales no se utilizaron para este trabajo.

3.4. Filtro en Linea

Las partículas encantadas con x_F grande tienen un "boost" grande, es por eso que se puede tener otro vértice (secundario) que es diferente que el que tiene lugar donde se da la interacción primaria del haz con algún blanco, para esto, los eventos que pasaron el trigger se pasan a un filtro en linea. Este programa corre en paralelo con el experimento el cuál proporciona los datos a analizar mientras el haz esta presente (en el experimento, el haz esta disponible solo 20 segundos de cada minuto), este filtro procesa datos para desechar eventos que no tienen evidencia de un vértice secundario.

Primero el filtro reconstruye las trayectorias en el sistema de cámaras proporcionales de alambre (PWC) contenidas en M2, solo trayectorias con momento mayor a $\sim$ 15 GeV/c pueden atravesar los magnetos y alcanzar estas cámaras, después utiliza la información del haz para calcular la posición en x y y del vértice (primario), seguido de esto se extrapolan las trayectorias del PWC al espectrómetro de vértices. Con la ayuda de un programa se buscan los segmentos en el espectrómetro de vértices que correspondan a las

trayectorias en el PWC. Las trayectorias junto con el haz se ajustan a un vértice primario, si el error cuadrático del ajuste resulta aceptable, el evento se desecha ya que esto indica que no tuvo vértice secundario.

El uso del filtro en linea no significa que se rechazan todos los eventos sin charm ni que se aceptaron todos los eventos con charm. Como ya se explicó anteriormente, la decisión de este filtro se basa en el χ^2 del ajuste del vértice primario y puede suceder que debido a una mala extrapolación de las trayectorias que provienen de un evento sin charm, alguna de ellas apunte fuera del vértice primario convirtiéndose según el criterio del filtro en linea en un evento con charm y viceversa. Sin embargo, estudios especiales muestran que el uso del filtro en linea reduce el ruido (eventos que no contienen charm) en un factor 8 y tiene una eficiencia de 50 % aproximadamente para una señal típica con charm.

El filtro en linea se diseñó también, para llevar a cabo el monitoreo de los componentes del detector y para actuar como un filtro de primer nivel para los datos.

3.5. Toma de Datos

El sistema de la toma de datos (DAQ) es parte del proyecto DART, que es una colaboración entre el departamento de sistemas en linea de FermiLab y seis experimentos (E781, E811, E831, KTeV, E835). Este sistema incluye el software usado para controlar los sistemas individuales de los detectores, el subsistema del mecanismo disparador y el software del filtro en tiempo real. La corrida del experimento se controló por medio de una computadora Silicon Graphics Indigo (Indy). Cada uno de los detectores fueron configurados y controlados mediante la escritura de comandos y rutinas. Una vez que las condiciones para correr el experimento fueron configuradas, el control de la toma de datos fué automática basada en el mecanismo disparador. Todos los datos se coleccionaron por medio de enlaces de fibra óptica con la computadora Indy [34], [35].
Una vez que los datos pasaron por el filtro en tiempo real, éstos se escribían en discos. Posteriormente, estos eventos fueron almacenados en archivos de 200 MB. los cuáles fueron escritos en cintas de 8 mm. La colección completa de los datos de SELEX fué almacenada en estas cintas y después trasladada

al FMSS (Fermilab Mass Storage System), que se podía utilizar mediante la red para procesar los datos brutos nuevamente. Tomó alrededor de medio año el procesar todas las cintas.
Un esquema de la toma de datos se muestra en la figura 3.13. El primer conjunto de datos que fué tomado, no utilizó la señal de BTRD en el nivel T1 del mecanismo disparador, así que las interacciones tanto con haz de Σ^- como con π^- se escribieron en cintas. El segundo conjunto de datos usó la señal de BTRD en el nivel T1 y como resultado, la mayoría de las interacciones con el haz de Σ^- se escribieron en cintas. En el tercer conjunto de datos, se modificó el espectrómetro del haz para utilizar el haz secundario positivo, entonces se escribieron en cintas la mayoría de las interacciones con haz de p. SELEX tomó un total 15.2×10^9 interacciones inelástica y se grabaron en cintas un total de 1×10^9 eventos tanto del haz secundario negativo como del positivo, estos datos ocupan físicamente un espacio de 10 Tb esto indica que se requiere de mucho tiempo de cómputo para analizar todos los datos. También se muestra en la figura 3.13 el porcentaje global de las interacciones inelasticas de los haces secundarios con los blancos [6].

3.6. Programa de análisis (SOAP)

El software para el análisis de los datos que se utiliza en SELEX puede dividirse en tres categorías: El procesamiento de los datos, la simulación de eventos y el análisis de datos.

3.6.1. Procesamiento de Datos

El programa de procesamiento de datos es conocido como "SOAP" (SELEX Off-line Analysis Program), parte de este programa también se usó para el filtro en tiempo real. El "SOAP" se compone principalmente de 5 paquetes que se describirán enseguida con más detalle:

- UNPACK (Desempacador)
- TRACKING (Reconstructor de trayectorias)
- PID (Identificador de partículas)
- VERTEX (Recontructor de vértices)

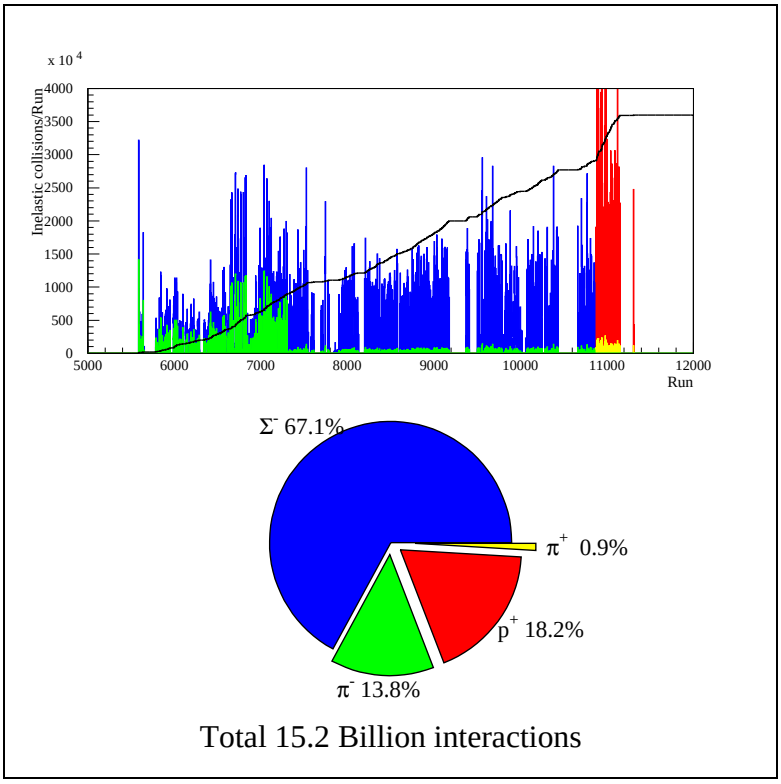

Figura 3.13: Esquema de la toma de datos

- RECON (Reconstructor de partículas)
- Existen otros paquetes pero no se utilizaron para este trabajo (PHOTON, NCAL).

Los resultados de la ejecución de cada paquete son almacenados en bloques de memoria para que la información este disponible para paquetes ejecutados posteriormente.

Unpack

El primer paso es desempacar los datos de un evento que fué escrito en cinta. El hardware crea una sola lista para cada detector, con la información de qué alambre, linea de silicio o fotomultiplicador tuvo alguna señal. Después usando el sistema de coordenadas local de cada detector, el software crea otra

lista al convertir la información de la lista anterior en las coordenadas de los puntos en dos dimensiones en las correspondientes proyecciones de las señales.

Tracking

El objetivo de este paquete es encontrar el camino (trayectoria) que siguen las partículas atraves de los detectores, el paquete tiene diferentes algoritmos para encontrar las trayectorias. La situación más general incluye las PWC de M1 y M2, el LASD y el detector del vértice. Debido a que estos detectores están en regiones libres de campo magnético, las partículas deben de pasar estos detectores en linea recta (si no consideramos la dispersión múltiple). Para reconstruir la trayectoria de las partículas se siguen los siguientes pasos:

- Primero un algoritmo hace una lista de las señales ("hits") de cada detector y trata de determinar si estos hits se pueden ajustar a una linea recta. Si el programa determina que el ajuste a una recta es bueno (esto es definido por el χ^2 del ajuste), entonces estos hits son marcados en la lista como usados y se guarda esta información en una lista de segmentos. Un segmento se define como el camino que sigue una partícula atraves de un detector especifico.

- Después los segmentos de cada espectrómetro son entrelazados par formar candidatos a trayectorias. La idea básica del algoritmo es similar al algoritmo descrito anteriormente. Todos los segmentos son ajustados ahora a una trayectoria continua. Los segmentos que tienen una χ^2 aceptable se asignan a una trayectoria.
  Para el ajuste a una línea de las trayectorias, se usan dos algoritmos. Uno hace ajustes en dos dimensiones de una recta en las regiones libres de campo magnético. El otro algoritmo hace el ajuste de rectas en tres dimensiones.

- Finalmente si la trayectoria tiene segmentos a ambos lados de un magneto, se hace un ajuste del momento usando la curvatura de la supuesta trayectoria.

Pid (Identificación de Partículas)

Este paquete se compone de una rutina principal que maneja a otras tres subrutinas: la del BTRD, la del ETRD y la del RICH. Este paquete une todos

los resultados de las subrutinas antes mencionadas. Cada una de las trayectorias que se encontraron por medio del paquete Tracking, se extrapolan a los detectores BTRD, ETRD y/o RICH, donde se identifica la partícula.
En este trabajo solo se utilizó la información del RICH. El paquete del RICH nos da una probabilidad de que una trayectoria sea una cierta partícula, normalizada con la hipótesis de probabilidad más grande, de aquí en adelante nos referiremos a esta variable como *Likelihood* ($\mathcal{L}$). La información de la trayectoria obtenida de otros detectores determinan el momento y la posición del centro del anillo que se crea en el detector RICH. Partículas con masas diferentes crean anillos con radios diferentes, así se compara la medición del radio del anillo con la predicción de diferentes partículas (Ξ, Ω, p, K, π, Σ, e, μ). Se forma una hipótesis que describe que tan cerca de la predicción es el radio medido. Este procedimiento nos da la probabilidad relativa de que una trayectoria sea cierta partícula.
Con la información proporcionada por el RICH podemos aplicar algunos cortes a partir de los likelihoods para asegurarnos que las partículas que intervienen en las reconstrucciones sean las correctas. Reduciendo así el nivel del ruido. Es por esto que el detector RICH es vital para reducir el número de reconstrucciones erróneas, provocadas por malas identificaciones.

Vertex

La siguiente tarea del SOAP es buscar por medio de este paquete los vértices de la interacción del haz con los blancos de producción, los cuáles son llamados *vértices primarios*, los *vértices secundarios* representan las posiciones donde las partículas decaen en partículas hijas o donde algún producto de la interacción primaria colisiona con el material del detector produciendo una interacción secundaria.
Para encontrar estos vértices existen tres paquetes: Vertex1, VTX2 y C. Los paquetes que se usaron en este trabajo son el VTX2 y el C.
VTX2 empieza generando una lista de trayectorias asociadas a todos los segmentos encontrados en el detector de silicio. La trayectoria del haz se incluye para mejorar la resolución de la posición del vértice primario en las proyecciones x y y. Toma todos los segmentos con momento y hace un ajuste para ver si todas las trayectorias vienen de un punto común. Si el ajuste es bueno ($\chi^2 < 4$) sale de la subrutina, si falla ($\chi^2 \geq 4$) toma todas las permutaciones de dos trayectorias y trata de hacer un ajuste a un punto diferente del

vértice primario, si este es bueno guarda esta información y la asigna a un vértice secundario, luego ajusta las trayectorias restantes a un punto (vértice primario), si este ajuste falla ($\chi^2 > 3.5$), la trayectoria que genere la mayor contribución al χ^2 se excluye de la lista de trayectorias y se reajusta con las trayectorias restantes. Cuando $\chi^2 < 3.5$ se detiene el proceso y se asigna a este punto el carácter de vértice primario. Después se repite este proceso para encontrar vértices secundarios con todas las combinaciones de 3 trayectorias, 4, etc.
Al final de este proceso de obtiene una lista de pares de vértices (primario y secundario) para cierto número de combinaciones de trayectorias.
Debido al corte aplicado para el vértice primario, se requiere que la distancia entre los vértices primario y secundario pesada con sus errores (L/σ), sea mayor que 3 ya que si **L** es pequeño el ajuste puede dar un $\chi^2 < 3.5$.[1]
El paquete C no requiere que el χ^2 sea mayor a 3.5, este paquete usa una ideología diferente, primero toma los datos de una tabla que el usuario genera en donde se especifica qué tipo de partículas y cuantas requiere el usuario para formar un vértice secundario, entonces C obtiene la información del "Pid", cuando encuentra en un evento las partículas que el usuario busca, trata de ver si vienen de un punto en común con un ajuste como lo hace VTX2, si es así ajusta el vértice primario usando todas las trayectorias que no pertenecen a este nuevo vértice secundario.

Recon

El propósito del Recon es proveer un código estándar manejado por un lenguaje de alto nivel para reconstruir hipótesis de partículas reales usando la información de los paquetes Tracking, Vertex, Pid y Photon.
Una hipótesis de una partícula reconstruida (RPH, Reconstructed Particle Hypotesis) es un conjunto de trayectorias que fueron identificadas y se asume que se originaron de un punto común (un vértice). Los parámetros de una reconstrucción de una hipótesis de una partícula son la localización del vértice secundario, L, junto con su error que es una combinación del error del vértice primario y del vértice secundario (σ), el momento, la masa, la identificación y la carga.
El paquete Recon ejecuta un programa de alto nivel almacenado en una tabla llamada *recdf*, tomando la información de la masa de las trayectorias, calcula

[1] Para más detalles ver Apéndice A

la masa invariante de la partícula madre.
A continuación se muestra como ejemplo el archivo *recdf* que se utilizó para reconstruir el decaimiento $\Xi_{cc}^{+} \rightarrow \Lambda_c^{+} K^{-} \pi^{+}$ donde $\Lambda_c^{+} \rightarrow p K^{-} \pi^{+}$.

```
#recdf      0     0 fill anal v03.12 Ago 13 2002 14:31 psc
  id  name       from pr q  pid       ls_min ls_max mass_min mass_max     out ! frac
  400  lc+_pkpi    v2  3 +1  p+k-i+       0.0  800.0   2.085    2.485  $000202
  500  kpi          c  2  0  k1-i+        0.0  800.0   0.5      2.0    $000202
  800  ccd         rr  5 +1  kpilc+_pkpi  0.0  800.0   3.2      4.0    $000202$
*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
 i   rich  i<0.1    0.   0.  0.       0.      0.    0.     any    not  ! not non-pi if
 k   rich  k/i>=1   0.   0.  0.       0.      0.    0.     m2     none ! default Kaon
 p   rich  p/i>=1   0.   0.  0.       0.      0.    0.     m2     none ! default proton
*end
```

Cada línea de esta tabla hace que Recon busque en un evento, una RPH que se ajuste a los criterios dados, en la siguiente sección se describirá este archivo con detalle. Cada búsqueda se lleva a cabo en el orden dado en la tabla. Se pueden usar las RPH que se encontraron en otras búsquedas anteriores.

Recon_recon

Para la búsqueda de bariones con doble charm se buscará el hadrón con charm producto del decaimiento del barión con doble charm. Independientemente se buscarán las partículas restantes del decaimiento.
Tomemos como ejemplo $\Xi_{cc}^{+} \rightarrow \Lambda_c^{+} K^{-} \pi^{+}$, en la figura 3.14 se muestra un esquema de la topología de este decaimiento.

El procedimiento es utilizar SOAP para reconstruir los $\Lambda_c^{+} \rightarrow p K^{-} \pi^{+}$, esto es, tomamos todas las partículas que correspondan a un p y hacemos una lista de estas trayectorias, hacemos lo mismo para trayectorias que se identifiquen como K^{-} y π^{+}, ahora contamos con tres listas de trayectorias, después se pasan estas tres listas al paquete VTX2 el cuál hará una combinación entre las trayectorias de las tres listas, probando si cada combinación tiene un ajuste "bueno" a un punto, es decir que las tres trayectorias converjan en un punto en el espacio, con las combinaciones que tengan un buen ajuste se hace otra lista, esta lista se pasa al programa recon el cuál reconstruye para cada combinación en la lista, la masa invariante, momento y L/σ, con estas variables el usuario puede hacer algunos cortes para obtener la reconstrucción de por ejemplo el Λ_c^{+}. El siguiente paso es reconstruir con este

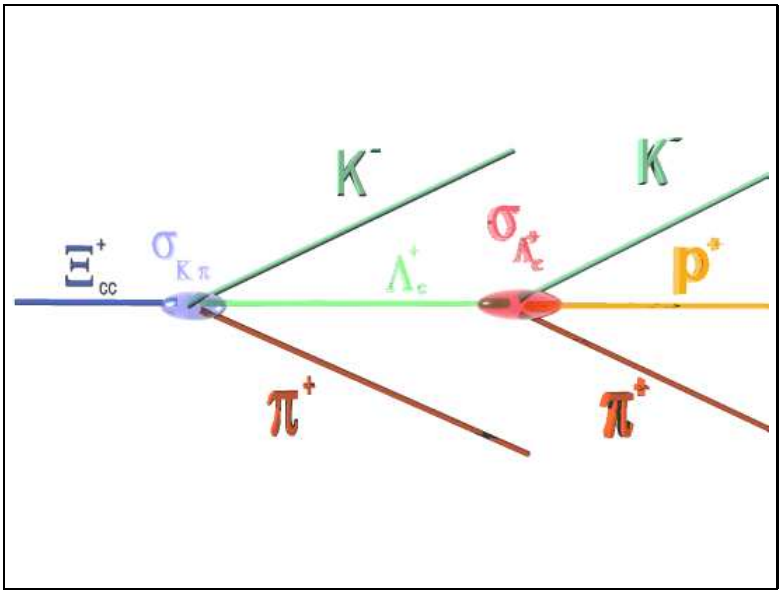

Figura 3.14: En este esquema se muestra la topología del decaimiento del Ξ_{cc}^{+}

mismo procedimiento una partícula inexistente que se supone decae a $K^-\pi^+$ (la cuál llamaremos a partir de este momento $K^-\pi^+$). Ahora tenemos dos reconstrucciones independientes, la del Λ_c^+ y la del $K^-\pi^+$, el programa recon_recon combina estas dos reconstrucciones para obtener la reconstrucción completa del Ξ_{cc}^{+} esto es, obtener su masa invariante, momento, L/σ, etc.
Si recordamos como funcionan los paquetes de vértices, veremos que por cada una de las combinaciones de cada reconstrucción tenemos un par de vértices (primario y secundario), esto implica que cuando combinamos las reconstrucciones, tendremos 2 pares de vértices por cada reconstrucción, en nuestro ejemplo, del programa VTX2 tenemos un vértice primario y un secundario para la reconstrucción del Λ_c^+ y otro vértice primario y secundario para la reconstrucción del $K^-\pi^+$, así que cuando utilicemos el recon_recon para combinar estas dos reconstrucciones tendremos dos vértices primarios y dos secundarios, la información de los vértices secundarios se almacena pero para el vértice primario se excluyen todas las trayectorias involucradas en las reconstrucciones y se vuelve a ajustar el vértice primario.
A continuación se muestra la forma de llamar a este paquete usando como ejemplo el archivo *recdf* que se utilizó para reconstruir el ejemplo anterior.

En la línea 3 de este archivo se declara el decaimiento $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$,

se le da el nombre de `lc+_pkpi`, se pide que el programa para realizar el ajuste a un vértice sea el vtx2 (v2), de igual manera en la línea 4 se especifica el decaimiento de la partícula virtual $K^-\pi^+$ y se le da el nombre de `kpi` y se pide que este vértice se encuentre utilizando el paquete C. En la línea 5 es donde entra en juego el programa recon_recon. Se pide combinar dos reconstrucciones (rr), la del `lc+_pkpi` y la del `kpi`, si el usuario quisiera combinar mas reconstrucciones ajustadas con vtx2, c o vertex2 solo necesita poner en esa línea tantas letras "r" como reconstrucciones se vayan a combinar.

3.6.2. Incluyendo una trayectoria virtual al vértice secundario

Esta parte del trabajo fué muy laborioso y extenso. Aquí solo se presenta un resumen, para mas detalles ver referencia [32]. Como una observación inicial diremos que esta modificación a los programas de SOAP es válida no solo para la búsqueda de partículas con doble charm sino a todos los decaimientos en cascada. A fin de explicar como funciona este método utilizaremos como ejemplo el decaimiento del $\Xi_{cc}^+ \to \Lambda_c^+ K^-\pi^+$ donde $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$. Como ya se mencionó, para encontrar la partícula con doble charm, se buscan dos reconstrucciones ($K^-\pi^+$ y $pK^-\pi^+$) de manera independiente y con la ayuda del programa recon_recon las podemos combinar para obtener la masa invariante, la posición del vértice secundario del Ξ_{cc}^+ se obtenía hasta este momento usando solo la información del vértice formado por las trayectorias $K^-\pi^+$. Con el fin de obtener un mejor ajuste del vértice secundario en cuestión, se agregó de manera temporal la trayectoria del Λ_c^+ a los bloques de memoria de los segmentos y las trayectorias. Obtener la trayectoria de esta partícula "virtual"[2] es muy fácil si utilizamos la información de sus partículas hijas. El problema real aparece cuando queremos calcular su matriz de errores a fin de utilizarla en el ajuste del vértice secundario.

Para obtener la matriz de errores usamos una aproximación ya que es muy complicado calcular todas las covarianzas ya que al no ver SELEX esta trayectoria, perdemos información sobre él. Usamos la siguiente aproximación para la matriz de errores (ϵ), despreciando las covarianzas entre los errores

[2]Virtual en el sentido de que el aparato SELEX no ve esta partícula, podemos decir hasta cierto punto que esta trayectoria no existe en SELEX

de los ángulos y entre los ángulos y las posiciones, esto es $\sigma_{\theta_x\theta_y} = \sigma_{\theta_x x} = \sigma_{\theta_x y} = \sigma_{\theta_y x} = \sigma_{\theta_y y} = 0$ entonces:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^2 & 0 & \rho_{xy}\sigma_{xx}\sigma_{yy} & 0 \\ 0 & \sigma_{\theta_x}^2 & 0 & 0 \\ \rho_{xy}\sigma_{xx}\sigma_{yy} & 0 & \sigma_{yy}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_{\theta_y}^2 \end{pmatrix}$$

donde σ_{xx}, σ_{yy} y la covarianza $\rho_{xy}\sigma_{xx}\sigma_{yy}$ se obtienen directamente de la matriz de errores del ajuste del vértice de las trayectorias $pK^-\pi^+$. σ_{θ_x} y σ_{θ_y} son los errores en los ángulos x y y respectivamente y se obtienen usando propagación de errores de los ángulos de las partículas hijas del Λ_c^+ (se presupone que los errores en p_z son despreciables) es decir:

$$\theta_x = \frac{p_z^{(1)}\theta_x^{(1)} + p_z^{(2)}\theta_x^{(2)} + p_z^{(3)}\theta_x^{(3)}}{p_z^{(1)} + p_z^{(2)} + p_z^{(3)}}$$

entonces

$$\sigma_{\theta_x}^2 = \left(\frac{p_z^{(1)}}{p_z}\sigma_{\theta_x}^{(1)}\right)^2 + \left(\frac{p_z^{(2)}}{p_z}\sigma_{\theta_x}^{(2)}\right)^2 + \left(\frac{p_z^{(3)}}{p_z}\sigma_{\theta_x}^{(3)}\right)^2$$

donde $p_z^{(i)}$ y $\theta_x^{(i)}$ son la componente en z del momento y el ángulo en x correspondientemente de la iésima partícula hija del Λ_c^+. Con esto hemos obtenido la matriz de errores en el punto de decaimiento del Λ_c^+ pero aún debemos extrapolar esta matriz hasta el vértice secundario del Ξ_{cc}^+, es decir donde se produce la partícula Λ_c^+. Para extrapolar nuestra matriz de errores del Λ_c^+ usamos la siguiente matriz:

$$D(\Delta z) = \begin{pmatrix} 1 & \Delta z & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & \Delta z \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

donde Δz es la distancia en el eje z entre los vértices secundarios del Ξ_{cc}^+ y Λ_c^+.

Finalmente la matriz de errores del Λ_c^+ extrapolada hasta la posición del vértice secundario del Ξ_{cc}^+ es:

$$D(\Delta z)\epsilon D^T(\Delta z) = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^2 + \Delta z^2\sigma_{\theta_x}^2 & \Delta z\sigma_{\theta_x}^2 & \rho_{xy}\sigma_{xx}\sigma_{yy} & 0 \\ \Delta z\sigma_{\theta_x}^2 & \sigma_{\theta_x}^2 & 0 & 0 \\ \rho_{xy}\sigma_{xx}\sigma_{yy} & 0 & \sigma_{yy}^2 + \Delta z^2\sigma_{\theta_y}^2 & \Delta z\sigma_{\theta_y}^2 \\ 0 & 0 & \Delta z\sigma_{\theta_y}^2 & \sigma_{\theta_y}^2 \end{pmatrix}$$

En la figura 3.15 se muestra en la parte superior izquierda un histograma en dos dimensiones donde el eje x corresponde al error en el ajuste del vértice usando la técnica de la trayectoria virtual y en el eje y el error en el ajuste del vértice sin usar esta técnica. Podemos apreciar que el error que obtenemos con el nuevo programa es más pequeño. En el histograma superior derecho nos muestra como varia la distancia entre el vértice primario y secundario del Ξ_{cc}^{+}, observamos que esta variable permanece constante estadísticamente hablando. Como la variable L no cambia y la variable σ ahora es más pequeña, es lógico pensar que L/σ es más grande, esto lo mostramos en la parte inferior de la figura. Al tener un mayor L/σ podremos aplicar cortes más duros a esta variable con el fin de eliminar el ruido y sin perder candidatos al Ξ_{cc}^{+}.

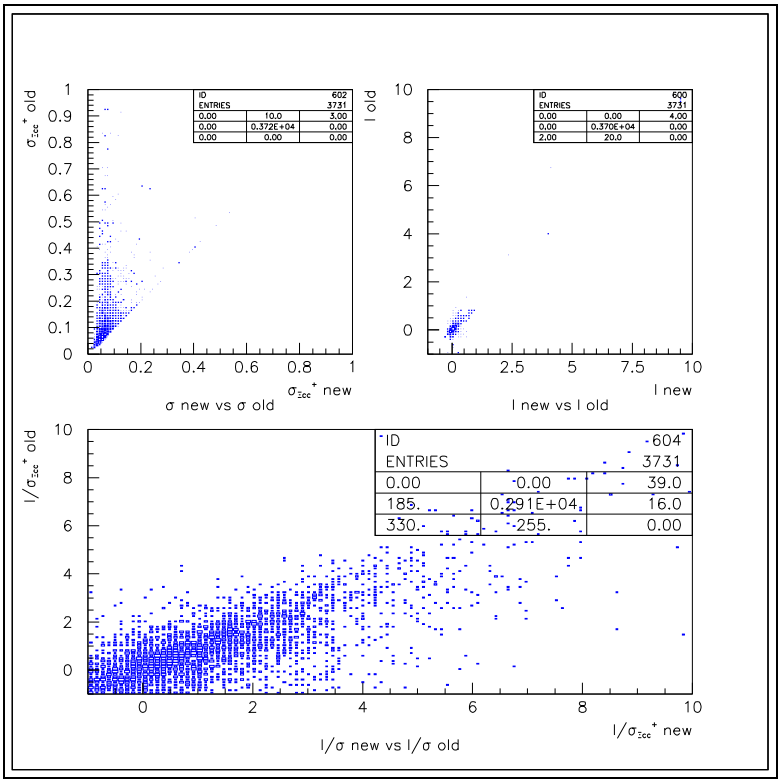

Figura 3.15: Comparación entre las variables σ (arriba izquierda), L (arriba derecha) y L/σ obtenidas con el nuevo programa y con el programa anterior, donde podemos ver que el error en ajuste del vértice es mejor si incluimos la trayectoria virtual. Todas las distribuciones presentadas en esta figura fueron obtenidas de Monte Carlo.

3.6.3. Pass

Pass es el procesamiento de los datos brutos utilizando SOAP. Este preprocesamiento duró medio año. El objetivo del Pass es procesar todos los datos brutos con un conjunto de algoritmos de reconstrucción y cortes básicos para reducir el tamaño de los datos. Entonces el conjunto reducido de datos con señales mejoradas pueden ser utilizados para un análisis posterior.
Todos los datos brutos fueron agrupados según el número de corrida. Se almacenaron cuatro tipos de datos usando diferentes condiciones físicas: Haz de Σ^-, haz de π^-, haz positivo y datos no filtrados. Cada tipo de datos es dividido en conjuntos basándose en la versión del filtro. Cada conjunto de datos es nuevamente dividido si el número de datos que contiene es demasiado grande (> 200 Mb).
El primer procesamiento de cada uno de los conjuntos de los datos brutos es llamado *Pass1*. En pass1 se usaron ftuples [3] de longitud fija, diseñados principalmente para guardar información de las trayectorias, de los vértices y de las reconstrucciones. Con la implementación de paquetes adicionales dentro de SOAP, tales como *vee/kink, vzero, kinks y photon* -todos ellos funcionando al mismo nivel del Recon reconstruyendo estados- era necesario extender el formato de los ftuples, debido a la gran variedad de todas las posibles combinaciones en la reconstrucción. Además, el formato fijo de los ftuples restringía la reconstrucción a cuatro trayectorias como máximo. Entonces se decidió implementar un formato nuevo, con ftuples con tamaño variable, los cuáles son llamados *vtuples* [16], a este reprocesamiento de datos se le llamó Pass2.
El objetivo de realizar un segundo procesamiento (Pass2) de todos los datos de la producción de SELEX, es procesarlos con la versión mejorada de SOAP. Las principales diferencias entre pass1 y pass2 son

Pass1

En pass1 se produjeron cinco archivos de salida, estos cinco grupos corresponden a eventos donde reconstruyeron:

- Mesones con charm
- Bariones con charm

[3] Los ftuples son archivos de datos en formato Unformated Fortran.

- Hadrones con Strange
- Hadrones con decaimientos semileptónicos (es decir que el estado final envuelve leptones)
- Partículas exóticas como pentaquarks

cuando alguna reconstrucción entraba por ejemplo en dos grupos, se guardaba en ambos grupos, esto provocaba que el tamaño de los archivos fuera mayor, ya que se pueden encontrar archivos repetidos en uno o más grupos.
El formato que se utilizó fueron archivos llamados ftuples, estos archivos contienen información de 82 variables físicas correspondientes a un evento, su tamaño es fijo lo cuál los hace insuficientes cuando se quiere guardar información de kinks [4] y de vees [5]

En pass1 se rechazaron los eventos que tenían vértice secundario dentro de material, esto para estar seguros de que las partículas del vértice secundario son producto de un decaimiento y no de la interacción de una partícula que se produjo en el vértice primario con algún blanco.

Pass2

En pass2 se utilizaron vtuples en lugar de ftuples, estos archivos tienen un tamaño variable con lo cuál se puede guardar un número de variables que no es constante, y con esto se ahorra espacio en disco (o cinta) para reconstrucciones con pocas trayectorias y se puede guardar información adicional como la de los kinks y vees. Se produjeron solo dos tipos de archivos de salida, uno donde hubo cualquier reconstrucción independientemente de sus características y el otro archivo contiene la información de eventos donde no se encontraron reconstrucciones, además en pass2 se incluyeron más tipos de reconstrucciones que no estaban contempladas en pass1.
En pass2 se mejoraron los programas de reconstrucción y se agregaron otros, como programas que buscan kinks, vees y decaimientos que den lugar a fotones.

[4] Partículas cargadas que decaen en dos partículas, una cargada y otra neutra
[5] Partículas neutras que decaen en dos cargadas

Savebk

En ocasiones ocurre que un evento que fué seleccionado con una versión de SOAP, no se puede reconstruir en una nueva versión y esto es debido a que los códigos y constantes de calibración son constantemente cambiados y mejorados. La solución a este problema es "savebk" el cuál graba junto con la información de los eventos, los bloques de memoria resultantes de la ejecución de cada paquete de SOAP. Con esto se pueden correr nuevos programas y ver como afecta a los resultados ahorrando tiempo de computo. Esta técnica se implementó para todos los bloques de memoria que contenían información importante en la primer análisis completo de los datos (pass1). En los bloques de savebk se incluye información sobre:

- Carga de las partículas, espectrómetros por los que pasaron las trayectorias, lista de trayectoria y de segmentos *tseg_bk*
- Carga de las trayectorias y su momento *trk_bk*
- Información de la identificación de las partículas *partid_bk*
- Información del ajuste de los vértices *vertex_bk*
- Información del ajuste de los vértices usando vtx2 *vtx2_bk*

Es posible comenzar el análisis utilizando las trayectorias y los segmentos encontrados en pass1 y que se grabaron con savebk y correr únicamente los programas nuevos del vértice.

3.7. Simulación de los datos

Ya que se tiene poca información de los bariones con doble charm, utilizamos el simulador Embeding para obtener una estimación de la eficiencia de reconstrucción para cada modo de decaimiento, la resolución del experimento y optimizar los cortes aplicados con el objeto de minimizar el nivel del ruido. Embeding es una herramienta que está incorporada en el SOAP. Esta herramienta simula eventos en todo el aparato SELEX [3]. Estos eventos son producidos por el generador de eventos Embedding (EDG) de SELEX [4] cuyo nombre es QQ. Este generador fué desarrollado por la colaboración CLEO y consiste de dos partes, la producción y el decaimiento [5]. En la parte de la producción se utiliza un archivo de control para especificar los

parámetros de la producción. La producción se simula con una distribución fenomenológica que está dada por

$$\frac{d\sigma}{f x_F dp_T^2} \sim (1 - x_F)^n \cdot exp(-bp_T^2) \tag{3.1}$$

Donde b y n son parámetros libres, p_T es la magnitud del momento transversal definido por $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ y x_F es la variable de escalamiento de Feynman que se define como $x_F = p_z/p_{\text{max}}$; p_{max} es el momento máximo que puede tener la partícula producida.
Los parámetros de la producción que se especifican en el archivo de control del generador QQ son:

- El número de eventos a generar
- El tipo de partículas a ser generadas
- El tipo de partículas en el haz
- Momento del haz
- El parámetro b de la ecuación 3.1
- El parámetro n de la ecuación 3.1

También se especifica el modo de decaimiento de la partícula que se va a generar.
Cada evento generado es el resultado de una interacción primaria que sucedió en el punto con coordenadas (0,0,0) con el haz incidente a lo largo del eje z. La salida del generador QQ es un archivo *.emb* con la información de los productos del decaimiento de los eventos generados. Este archivo contiene:

- Una línea de encabezado en la cuál se especifica el número de trayectorias (productos del decaimiento) por evento generado y la carga eléctrica de cada una de las trayectorias.
- Lineas con información de las trayectorias de los productos del decaimiento de cada evento. Cada linea se divide en ocho columnas. Las primeras tres columnas son las coordenadas (x,y,z) en centímetros del punto de inicio de la trayectoria. Las siguientes tres columnas son los cosenos directores de la trayectoria. Las últimas dos columnas corresponden al momento total y la masa de la trayectoria, respectivamente.

Una vez que se tiene un archivo *.emb* de eventos generados, éstos pueden ser insertados en eventos reales por medio del simulador Embedding usado en SOAP. El simulador Embedding puede activarse por medio de interruptores dentro del archivo de control del SOAP. En primer lugar el embedding encuentra el vértice primario de un evento real, después lee la información de un evento generado de un archivo con eventos generados por el QQ. El vértice primario con coordenadas (0,0,0) junto con las trayectorias del evento generado son trasladados al vértice primario del evento real. De esta manera se realiza la simulación de eventos, utilizando los eventos generados por el EDG en el aparato SELEX por medio del simulador Embedding del SOAP [3].

3.8. Strips

Con el objeto de reducir el tiempo de computo cuando se analizan los datos en busca de alguna reconstrucción especifica, se utilizan los llamados "strips". Los strips no son mas que archivos de datos más pequeños donde almacenan algunas reconstrucciones antes previstas. Es decir que se buscan ciertas reconstrucciones en todos los datos, para usarse posteriormente usando cortes muy suaves y el resultado se almacena en un archivo de datos. Estos archivos de datos son por su puesto más pequeños y son etiquetados. Cuando se requiere buscar una reconstrucción, solo se necesita analizar unos cuantos archivos de datos. El tiempo de cómputo se reduce de medio año a unas horas.

Parte IV

Análisis

Capítulo 4

Análisis

4.1. Introducción

En esta capítulo se describe el análisis completo para la búsqueda de bariones con doble Charm en diferentes modos de decaimiento.

Esto se realizó usando los datos de pass1 y pass2 de SELEX. Sin embargo para pass2 los paquetes ya estaban optimizados y en algunos casos extendidos, por esta razón en pass2 obtenemos más reconstrucciones. Es por eso que todos los resultados aquí expuestos se obtuvieron usando únicamente los datos de pass2.

El primer canal a estudiar fué $\Xi_{cc}^{+} \rightarrow \Lambda_c^{+} K^{-} \pi^{+}$, que fué publicado en el 2002, esto con el fin de comprobar que la nueva versión de SOAP funciona correctamente.
El siguiente modo fué $\Xi_{cc}^{+} \rightarrow D^{+} p K^{-}$, ya que algunos miembros de la colaboración ya habían empezado a analizar este modo usando una versión anterior de SOAP, nosotros realizamos el estudio de este modo de decaimiento usando una versión actualizada de SOAP y así de esta manera asegurar la existencia del barión Ξ_{cc}^{+} usando diferentes modos de reconstrucción y utilizando programas diferentes.
El tercer modo de decaimiento a estudiar fué el $\Xi_{cc}^{+} \rightarrow \Xi_c^{+} \pi^{+} \pi^{-}$ ya que, aparte de contener solamente partículas cargadas y por lo tanto la eficiencia de reconstrucción es mayor, también tiene una energía libre grande
$Q = 777$ MeV$/c^2$ y suponemos que la razón de decaimiento es mayor en este

modo.
Por último presentamos al barión Ω_{cc}^{+} en dos modos de decaimiento diferentes, $\Xi_c^+ K^- \pi^+$ y $\Xi_c^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

Para este trabajo se buscó en los archivos de datos de SELEX dos reconstrucciones independientes, una para el hadrón con charm y otra para las partículas restantes de decaimiento del doble charm.

4.2. Análisis Post-recon

En este punto del análisis, ya tenemos archivos que generó SOAP en formato ftuple (Fortran unformated). Para identificar los decaimientos de partículas con Charm, se deben aplicar algunos cortes o requerimientos. A continuación se muestra una lista parcial de los parámetros usados.

- L es la separación entre el vértice primario y el vértice secundario. Esta variable es una distribución que depende del tiempo de vida de la partícula y de γ.

- (σ). Cada vértice cuenta con una cantidad, que mide la incertidumbre de la medición de la posición del vértice, a partir de este momento nos referiremos a la combinación de los errores del ajuste del vértice primario y del secundario como σ.

- pvtx (Pointback), para obtener esta cantidad se extrapolan las trayectorias hasta la posición en z del vértice primario y se mide la distancia de la extrapolación al vértice primario, el pvtx es el cuadrado de esta distancia dividida por su error.

- p_T es el momento transversal de la reconstrucción con respecto a la dirección del haz.

- x_F es la fracción de momento del haz disponible para cada decaimiento, también conocida como x de Feynman ($x_F \approx p_z/p_{haz}$)

4.2.1. Mezcla de eventos

También usamos un procedimiento llamado "mezcla de eventos", con este método tratamos de describir el ruido y corroborar que el exceso de eventos

en el pico no son productos de identificaciones parciales o accidentes de reconstrucción. Para explicar de una manera clara en qué consiste este método usaremos como ejemplo el decaimiento $\Xi_{cc}^{+} \to \Lambda_c^{+} K^{-} \pi^{+}$, sin embargo este método se usó para los modos de decaimiento nuevos que se presentan en esta tesis. Como ya se ha explicado anteriormente, para encontrar el Ξ_{cc}^{+} tomamos dos reconstrucciones independientes en el mismo evento, a saber $K^{-}\pi^{+}$ y $pK^{-}\pi^{+}$ (partículas hijas del Λ_c^{+}), en la mezcla de eventos buscamos una reconstrucción $pK^{-}\pi^{+}$ y la combinamos con una reconstrucción $K^{-}\pi^{+}$ de un evento diferente, esto quiere decir que las dos reconstrucciones son independientes, las combinamos y reconstruimos su masa invariante. Con el fin de tener una mayor muestra estadística hacemos la mezcla de eventos no solo con un $K^{-}\pi^{+}$ independiente sino con 25 reconstrucciones de estas y al final normalizamos la distribución a 25. Podemos afirmar que este método describe perfectamente el comportamiento del ruido debajo de nuestras señales en todos los canales de decaimiento de los bariones con doble charm.

4.3. $\Xi_{cc}^{+} \to \Lambda_c^{+} K^{-} \pi^{+}$

Debido a que los programas utilizados para este trabajo sufrieron algunos cambios y se agregaron nuevos programas a SOAP, el primer paso es corroborar que aún podemos reproducir los resultados obtenidos con versiones anteriores. Ya que SELEX publicó resultados sobre el $\Xi_{cc}^{+} \to \Lambda_c^{+} K^{-} \pi^{+}$ [2], trataremos de reproducir y en todo caso ver si obtenemos una mejora en este canal. En los strips usados para este modo de decaimiento también se encuentran las reconstrucciones del Ξ_c^{+} en el modo de decaimiento $pK^{-}\pi^{+}$. Los archivos utilizados fueron:

- strip400-p2.p2b01.charm_run005587_006312.out1
- strip400-p2.p2b02.charm_run006313_006657.out1
- strip400-p2.p2b02.charm_run006663_007012.out1
- strip400-p2.p2c01.charm_run007018_007381.out1
- strip400-p2.p2d01.charm_run007382_008079.out1
- strip400-p2.p2e01.charm_run008087_008428.out1

- strip400-p2.p2e01.charm_run008429_008673.out1
- strip400-p2.p2f01.charm_run008683_008796.out1
- strip400-p2.p2f01.charm_run008803_008918.out1
- strip400-p2.p2f01.charm_run008919_009046.out1
- strip400-p2.p2g01.charm_run009057_009138.out1
- strip400-p2.p2g01.charm_run009139_009411.out1
- strip400-p2.p2h01.charm_run009502_009601.out1
- strip400-p2.p2h01.charm_run009602_009678.out1
- strip400-p2.p2h01.charm_run009679_009746.out1
- strip400-p2.p2h01.charm_run009747_009789.out1
- strip400-p2.p2p01.charm2_run010876_010976.out1
- strip400-p2.p2p01.charm2_run010977_011036.out1
- strip400-p2.p2p01.charm2_run011040_011313.out1
- strip400-p2.p2x01.charm_run009819_009915.out1
- strip400-p2.p2x01.charm_run009919_009998.out1
- strip400-p2.p2x01.charm_run010000_010150.out1
- strip400-p2.p2x01.charm_run010151_010200.out1
- strip400-p2.p2x01.charm_run010201_009806.out1
- strip400-p2.p2z02.charm_run010244_010310.out1
- strip400-p2.p2z02.charm_run010311_010402.out1
- strip400-p2.p2z02.charm_run010403_010702.out1
- strip400-p2.p2z02.charm_run010703_010771.out1
- strip400-p2.p2z02.charm_run010772_010858.out1

Primero se reconstruyo la masa invariante de $pK^{-}\pi^{+}$ usando los cortes que se utilizaron antes para obtener los resultados publicados [2], a saber:

- $L/\sigma > 8$
- pvtx < 8
- momento del π^{+} debe ser ≥ 8 GeV/c
- EL protón debe de ser identificado por el RICH con un likelihood tal que $\mathcal{L}(p)/\mathcal{L}(\pi) \geq 1$
- EL Kaón debe de ser identificado en el RICH con un likelihood tal que $\mathcal{L}(K)/\mathcal{L}(\pi) \geq 1$

y obtuve la figura 4.1 donde podemos observar un exceso de 2460 eventos sobre un nivel de ruido de 298. Esta grafica se ajustó a una gaussiana más una recta. La región en azul son los candidatos a Λ_c^{+} que usaremos para reconstruir el Ξ_{cc}^{+}.

Ahora combinamos los candidatos a Λ_c^{+} con una reconstrucción $K^{-}\pi^{+}$ y reconstruimos la masa invariante de la combinación. Aplicando adicionalmente los siguientes cortes

- $L/\sigma_{\Xi_{cc}^{+}} > 1$
- χ^2 del ajuste del vértice secundario < 3

y obtenemos la distribución de masa invariante mostrada en la figura 4.2, en la parte superior de esta figura observamos en negro la distribución obtenida del análisis de los datos, en azul la distribución debida a la mezcla de eventos. Notemos que la mezcla de eventos describe muy bien el comportamiento del ruido y este no presenta ninguna estructura en el área de nuestro interés. En la parte inferior de la figura hemos sustraído la mezcla de eventos a la distribución obtenida de datos ajustando al exceso de eventos una función gaussiana más una recta. Obteniendo un total de 53 eventos en 3.516 ± 1 GeV/c^2. El ancho de la gaussiana obtenida es congruente con lo predicho por Monte Carlo. Esto significa que el exeso que observamos es un estado real. Sin embargo se puede apreciar que el χ^2 del ajuste es muy grande lo que nos lleva a suponer que los errores estan subestimados. Si utilizamos un bining más fino y ajustamos a una gaussiana más un arecta obtenemos un χ^2 aceptable y el medio de la gaussiana se encuentra en 3518 ± 2 MeV/c^2.

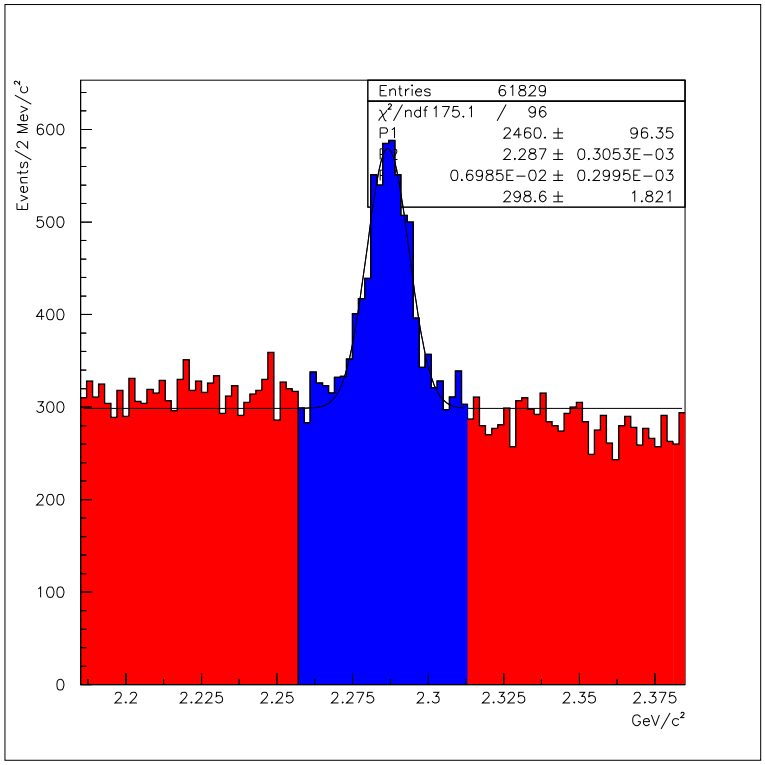

Figura 4.1: Distribución de la masa invariante de $pK^-\pi^+$ ajustada a una función gaussiana y una recta. La región azul muestra los candidatos a Λ_c^+ que se utilizaron para la reconstrucción del Ξ_{cc}^+

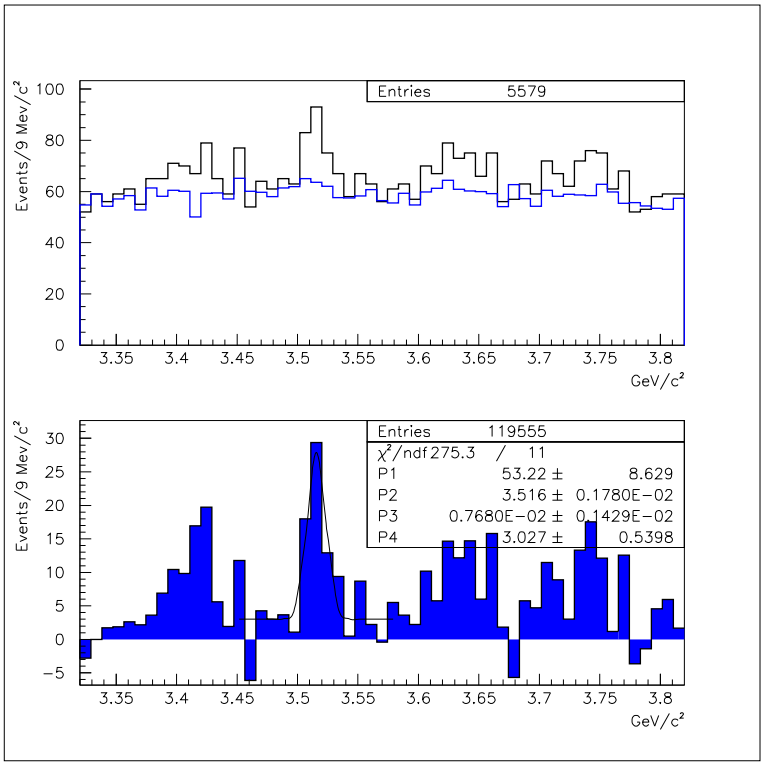

Figura 4.2: Distribución de masa invariante de $\Lambda_c^{+} K^{-} \pi^{+}$, con un corte en $L/\sigma_{\Xi_{cc}^{+}} > 1$, obtenemos con un ajuste a una gaussiana y una recta un exceso de 48 eventos en 3.517 GeV/c^2

En la figura 4.3 presentamos los resultados publicados por SELEX [2], se aprecia que en nuestro caso, no solo se reproducen los resultados obtenidos con una versión anterior de SOAP, sino que hay una mejora visible en la reconstrucción del Ξ_{cc}^{+} ya que encontramos un mayor número de eventos.

En la siguiente tabla se muestran los resultados obtenidos del análisis de datos usando diferentes cortes en $L/\sigma_{\xi_{cc}^{+}}$:

$L/\sigma_{\Xi_{cc}^{+}}$	# eventos
> 0.5	55.02 ± 14.20
> 0.75	58.29 ± 11.29
> 1	53.22 ± 8.62
> 1.25	41.66 ± 13.00

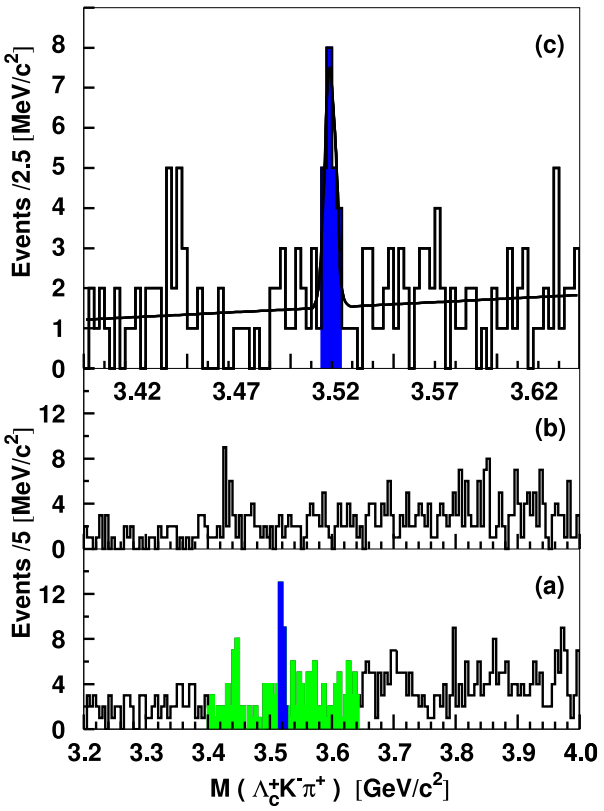

Figura 4.3: Resultados de la búsqueda de Ξ_{cc}^+ publicados por SELEX [2]

Con el objeto de calcular las razones de decaimiento relativas, utilizamos Monte Carlo para obtener la eficiencia de reconstrucción que se obtiene tomando el cociente del número de Ξ_{cc}^{+} reconstruidos entre el número de Ξ_{cc}^{+} generados. Los resultados se resumen en la siguiente tabla

Ξ_{cc}^{+} generados	300,000
Ξ_{cc}^{+} reconstruidos	2096 ± 166.8
eficiencia de reconst.	0.0069 ± 0.0005

4.4. $\Xi_{cc}^{+} \to D^{+}pK^{-}$

El siguiente modo de decaimiento que se escogió fué el D^{+}, ya que SELEX cuenta con una muestra grande de D's. Este análisis se hizo en paralelo con otro miembro de la colaboración de SELEX, A.Ocherashvili de la universidad de Tel Aviv, Israel[1], sin embargo, él utilizó una versión de SOAP sin las mejoras que se le hicieron debido a que fueron implementadas en una versión posterior.

4.4.1. Análisis sobre Monte Carlo

A fin de obtener información como la resolución del experimento en este modo de decaimiento y la eficiencia de reconstrucción, se utilizó Monte Carlo para hacer una simulación de eventos. A continuación se muestra el código (*.dec*) para generar los eventos:

```
PARTICLE  CCD1   157   -1  3.520000  1.0  0.5   0.0000075
PDG       CCD1       4412
;
DECAY CCD1
CHANNEL  0 1.0000 D+  K-  P+
ENDDECAY
;
DECAY  D+
CHANNEL  0 1.0000 K-  PI+   PI+
ENDDECAY
```

[1] http://www-nuclear.tau.ac.il/ aharon/

Para definir la partícula, se utilizaron los siguientes parámetros:

- Nombre CCD1
- Número de identificación 157
- Inestable, es decir que decae (-1)
- Masa 3.520 GeV/c^2
- Carga eléctrica +1
- Spin 1/2 (0.5)
- Tiempo de vida ($c\tau$) en metros 0.0000075 (25 fs)

con esto se genera un decaimiento del Ξ_{cc}^{+} con una razón de decaimiento de 100 % al canal D^+pK^-, a su vez se pide que la partícula D^+ decaiga con una razón de decaimiento del 100 % al canal $K^-\pi^+\pi^+$.
Se generaron 300,000 eventos con los parámetros $b = 1.0$ y n=4.3 de la ecuación 3.1. Los cortes usados para seleccionar una muestra limpia de D^+ ya se han estudiado con anterioridad [6], estos son:

- $L/\sigma \geq 8$
- pvtx < 4
- Momento de los piones debe ser > 8 MeV/c
- χ^2 del vértice secundario < 5

Ahora porcedemos a obtener de Monte Carlo la eficiencia de reconstrucción, tomando un corte de $L/\sigma_{\Xi_{cc}^{+}} > 1$ obteniendo:

Ξ_{cc}^{+} generados	300,000
Ξ_{cc}^{+} reconstruidos	2630 $\pm$ 51
eficiencia de reconst.	0.0087 $\pm$ 0.0001

4.4.2. Análisis sobre Datos

Haciendo el mismo análisis sobre datos obtenemos la figura 4.4 para la masa invariante de $K^{-}\pi^{+}\pi^{+}$. La región en azul nos indica los candidatos a D^{+} que serán combinados con una reconstrucción pK^{-} para formar la masa invariante del Ξ_{cc}^{+}. Los archivos de datos usados para este análisis son:

- strip-pass2.dplus.p2b01.charm_run005587_006312.out1
- strip-pass2.dplus.p2b02.charm_run006313_006704.out1
- strip-pass2.dplus.p2b02.charm_run006705_007012.out1
- strip-pass2.dplus.p2c01.charm_run007018_007381.out1
- strip-pass2.dplus.p2d01.charm_run007382_008079.out1
- strip-pass2.dplus.p2e01.charm_run008087_008420.out1
- strip-pass2.dplus.p2e01.charm_run008421_008673.out1
- strip-pass2.dplus.p2f01.charm_run008683_008879.out1
- strip-pass2.dplus.p2f01.charm_run008880_009046.out1
- strip-pass2.dplus.p2g01.charm_run009057_009135.out1
- strip-pass2.dplus.p2g01.charm_run009136_009411.out1
- strip-pass2.dplus.p2h01.charm_run009502_009618.out1
- strip-pass2.dplus.p2h01.charm_run009619_009711.out1
- strip-pass2.dplus.p2h01.charm_run009712_009789.out1
- strip-pass2.dplus.p2p01.charm2_run010876_011009.out1
- strip-pass2.dplus.p2p01.charm2_run011010_011313.out1
- strip-pass2.dplus.p2x01.charm_run009806_010103.out1
- strip-pass2.dplus.p2x01.charm_run010104_010243.out1
- strip-pass2.dplus.p2z02.charm_run010244_010305.out1

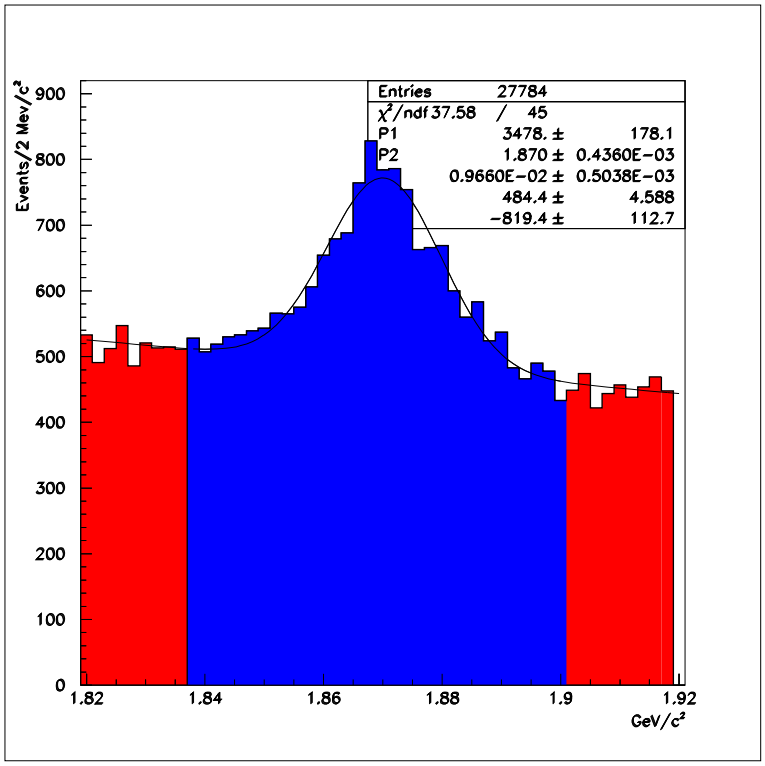

Figura 4.4: Masa Invariante de $K^-\pi^+\pi^+$. La región azul muestra los candidatos a D^+ utilizados para formar el Ξ_{cc}^+. El ajuste se hizo utilizando una gaussiana mas una recta.

- strip-pass2.dplus.p2z02.charm_run010308_010410.out1
- strip-pass2.dplus.p2z02.charm_run010414_010704.out1
- strip-pass2.dplus.p2z02.charm_run010705_010858.out1

Reconstruyendo la masa invariante de D^+pK^- aplicando los siguientes cortes adicionales:

- χ^2 del vértice secundario del $\Xi_{cc}^+ < 5$
- momento del p debe ser > 40 GeV/c
- momento del K^- proveniente de la reconstrucción pK^- debe ser > 15 GeV/c

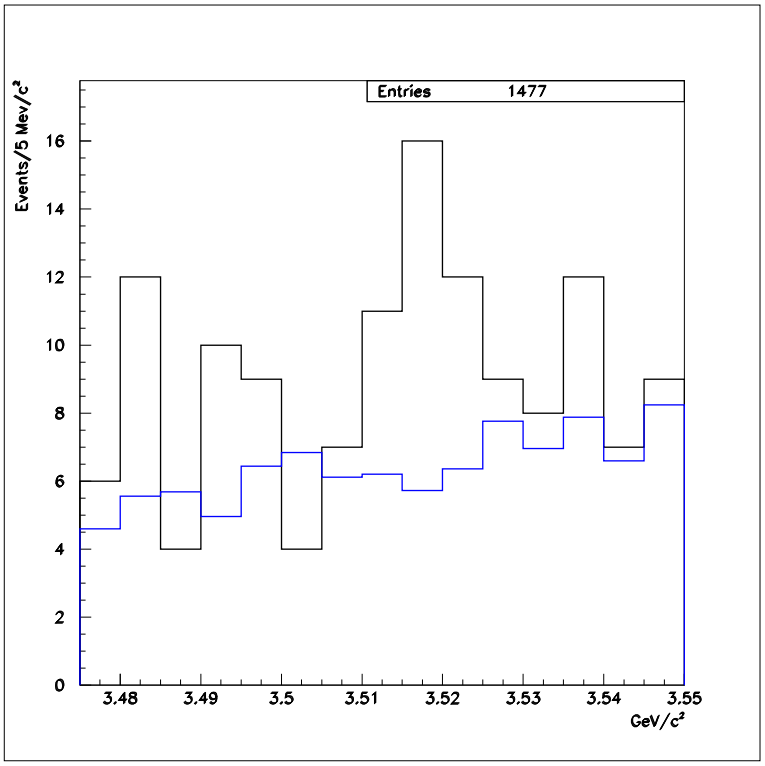

Figura 4.5: Masa Invariante de $D^{+}pK^{-}$ con un corte de $L/\sigma_{\Xi_{cc}^{+}} > 0$. La grafica en azul corresponde a la mezcla de eventos y vemos que modela perfectamente el comportamiento del ruido.

obtenemos la figura 4.5. La grafica en azul son los eventos mezclados y vemos que modelan muy bien el ruido. Ya que la mezcla de eventos modela perfectamente el nivel del ruido, quiere decir que el ruido en este canal es puramente combinatorio.

En la figura 4.6 sustraemos el ruido modelado con la mezcla de eventos y ajustamos a una gaussiana más una recta. Encontramos un pico en la masa invariante de 3.518 GeV/c^2. Es importante notar que al sustraer la mezcla de eventos, obtenemos un nivel de ruido casi en cero lo que nos permite tener un buen ajuste. El ancho del pico es compatible con lo predicho por los estudios hechos con Monte Carlo. Esto nos asegura que el exceso de eventos no solo tiene una probabilidad baja de ser un afluctuación sino que además está bien modelado por la simulación. Con lo que podemos establecer que lo observado es un estado real. Ahora que hemos probado que contamos con

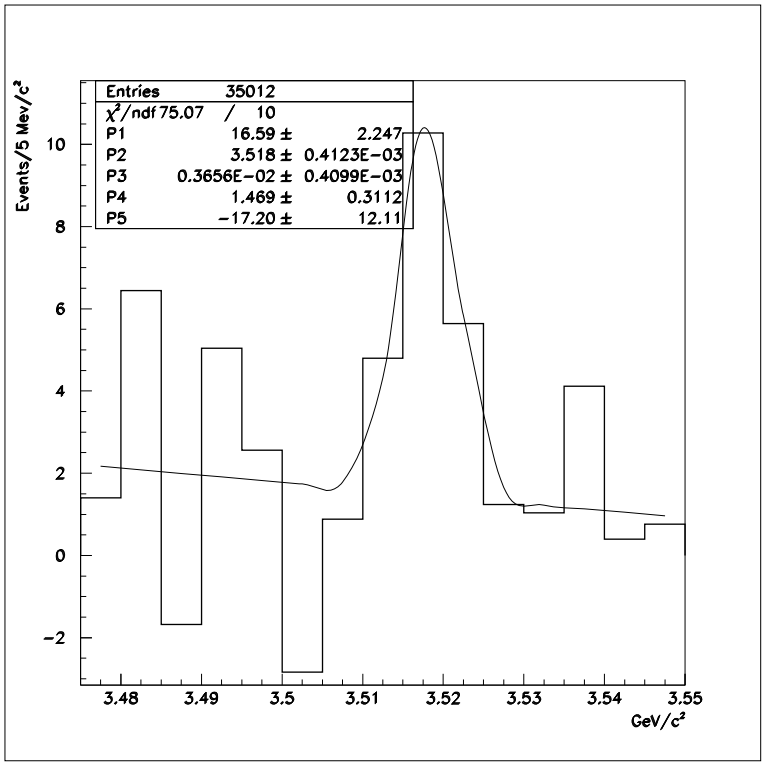

Figura 4.6: En esta grafica se sustraído la mezcla de eventos del histograma obtenido de datos mostrado en la figura 4.5. Encontramos un pico en 3.518 Gev/c^2 usando un corte de $L/\sigma_{\Xi_{cc}^+} > 0$.

evidencia suficiente en este modo de decaimiento del Ξ_{cc}^+ podremos optimizar el χ^2 del ajuste variando el bining y obtenemos que la gaussiana esta centrada en 3520 ± 1 MeV/c^2.

Este resultado es compatible con los obtenidos en el modo de decaimiento $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$. Con lo cuál hemos confirmado la existencia del barión Ξ_{cc}^+. Estos resultados ya fueron publicados [33].

En la figura 4.7 se muestra el comportamiento del estado Ξ_{cc}^+ conforme aumenta el corte en $L/\sigma_{\Xi_{cc}^+}$. Esto nos ayudará a hacer una estimación a grosso modo del tiempo de vida del Ξ_{cc}^+. Notemos que cuando cambiamos el corte de $L/\sigma > 0$ a $L/\sigma > 1$, es decir cuando cambia L por una σ, perdemos la mitad

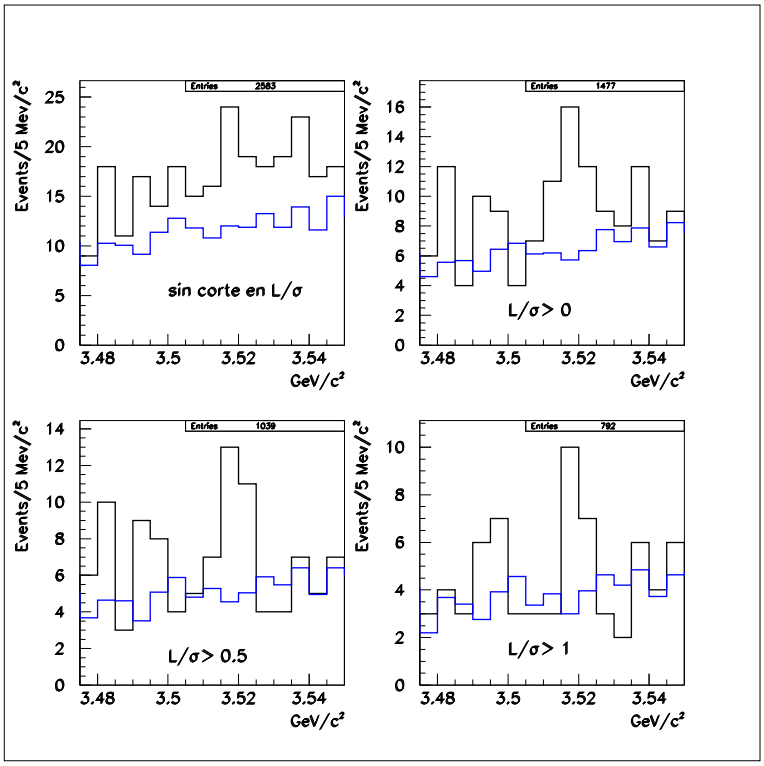

Figura 4.7: En esta grafica se muestra el comportamiento del Ξ_{cc}^{+} para diferentes cortes en $L/\sigma_{\Xi_{cc}^{+}}$

de los eventos. En la figura 4.8 se muestra la distribución de la variable σ obtenida de Monte Carlo. Observemos que la media de la distribución es 400 μm. Tomando en cuenta que el promedio del momento de los Ξ_{cc}^{+} es de 240 GeV/c (ver figura 4.9) esto nos da una $\gamma \sim 70$. Lo que corresponde aproximadamente a un tiempo de vida promedio de 20 fs. Desafortunadamente el tiempo de vida es muy cercano a la resolución del experimento, motivo por el cual se necesitan estudios mas detallados que salen del proposito de esta tesis.

Sustrayendo la mezcla de eventos del histograma obtenido del análisis de eventos reales obtenemos los siguientes resultados:

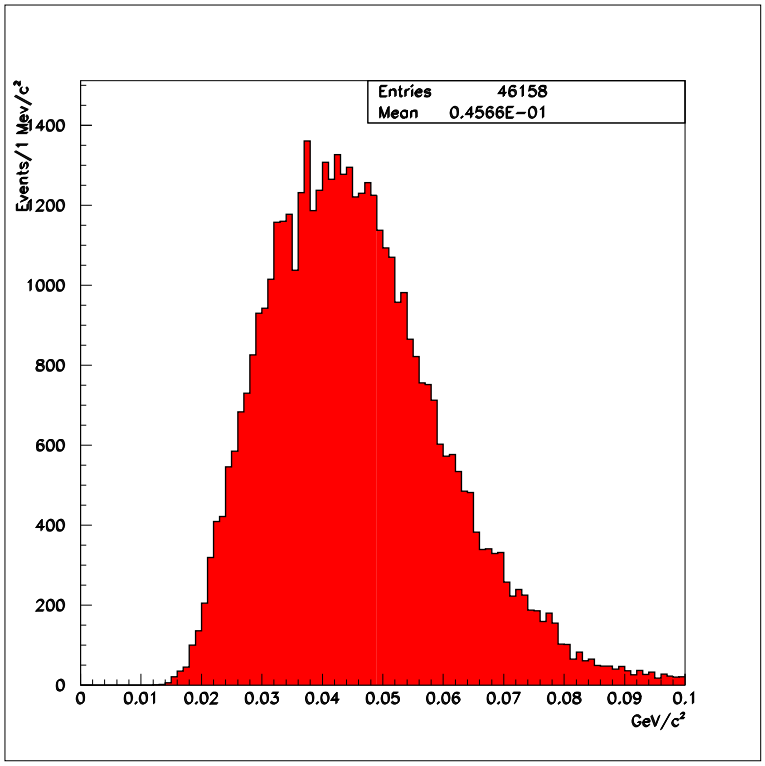

Figura 4.8: Distribución de $\sigma_{\Xi_{cc}^{+}}$ obtenida de Monte Carlo.

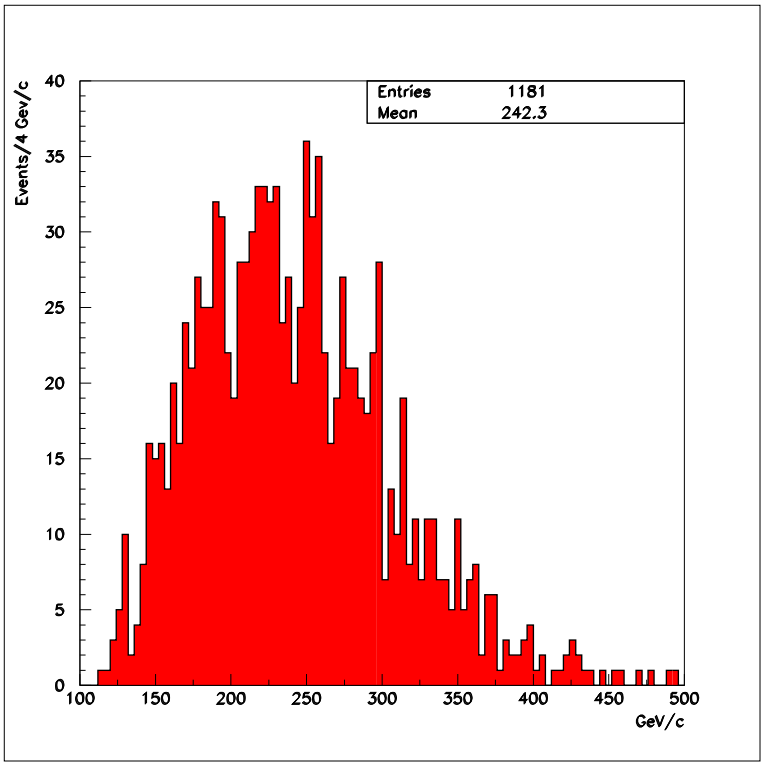

Figura 4.9: Distribución del momento del Ξ_{cc}^{+} obtenida de Monte Carlo.

Corte en $Lsigma_{\Xi^+_{cc}}$ # eventos	
> 0.5	13.5 ± 3.67
> 0.75	12.43 ± 3.24
> 1	9 ± 3
> 1.25	6.78 ± 3.55

4.5. $\Xi^+_{cc} \rightarrow \Xi^+_c \pi^+ \pi^-$

Tomando en cuenta que el Ξ^+_c se compone de los quarks usc y que el quark c decae vía la emisión de un bosón W^+ a $u\bar{d}$, suponemos que este es el canal más prometedor para la búsqueda de bariones con doble Charm ya que en este canal casi todos los quarks permanecen juntos para formar el nuevo barión después del decaimiento de quark c (ver figura 4.10) y tiene un **Q** grande (Q=777 MeV/c^2). SELEX cuenta con una selección de Ξ^+_c en tres modos de decaimiento diferentes: $\Xi^+_c \rightarrow$:

- $pK^-\pi^+$
- $\Xi^-\pi^+\pi^+$
- $\Sigma^+K^-\pi^+$

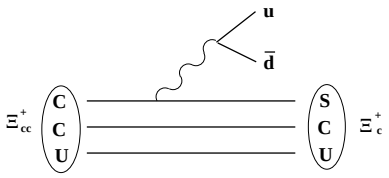

Figura 4.10: Este esquema muestra como la mayoría de los quarks se quedan juntos después del decaimiento débil del quark c y como presenta un **Q** grande, esperamos que este modo de decaimiento tenga la razón de decaimiento más grande.

Para los canales donde hay hiperones (Ξ^- y Σ^+), estos se identificaron mediante un método llamado *kink by disappearence*, para explicar como funciona este método de identificación tomaremos como ejemplo el Ξ^-. Como el Ξ^- decae en $\Lambda\pi^-$, en el experimento no podemos detectar la presencia del Λ por ser partícula neutra, pero si se detecta el π^-. Entonces se busca una

trayectoria negativa que haya pasado por el magneto M1, pero que no pase por el magneto M2. Esto quiere decir que la partícula negativa decayó entre el magneto M1 y el magneto M2, con lo que podemos reconstruir solo una pequeña parte de todos los Ξ^{-} que pasan por el experimento, pues no podemos recuperar los Ξ^{-} que decaen antes del magneto M1 o después del magneto M2.

Sin embargo debido a que existen algunos errores en la calibración del campo magnético en M1 y M2. Cuando tratamos de reconstruir la masa invariante de los hiperones mediante "kink by disappearence", se encuentran desplazadas de su masa ya medida y establecida por otros experimentos. Es por esta razón que no se ocuparon estos modos de decaimiento para la búsqueda de bariones con doble charm. Solo se usó el canal $\Xi_{c}^{+} \to pK^{-}\pi^{+}$.

4.5.1. Análisis sobre Monte Carlo

En esta sección se presentan los estudios que se hicieron con Monte Carlo a fin de obtener una estimación de la resolución del experimento en este modo de decaimiento así como los valores de los cortes usados para el análisis en datos y la eficiencia de reconstrucción.

El análisis se hizo usando la versión ampliada de SOAP, donde se integran las mejoras hechas en recon explicadas en el capítulo anterior (recon_recon y la inclusión de la trayectoria virtual). Para generar los eventos en embedding se usaron los siguientes parámetros:

- b=1.0 (Coeficiente de p_T)
- n= 4.3 (Potencia de x_f)

Se generaron 300,000 eventos usando el siguiente archivo donde se ajustan los parámetros usados por embedding para simular los decaimientos:

```
ARTICLE  CCD1   157   -1  3.520000  1.0  0.5   0.000009
PDG       CCD1       4412
;
DECAY CCD1
CHANNEL  0 1.0000 CSU0  PI+  PI-
ENDDECAY
;
```

```
DECAY  CSU0
CHANNEL  0 1.0000  P+  K-  PI+
ENDDECAY
```

Para encontrar los candidatos a Ξ_c^+ que utilizaremos para reconstruir el barión con doble charm, utilizamos los cortes estándar que se han utilizado en otros estudios por SELEX [7]:

- $(L/\sigma)_{\Xi_c^+} > 10$
- Momento del π debe ser ≥ 15 GeV/c
- pvtx < 4
- La suma del cuadrado de los momentos transversales de las partículas hijas, con respecto de la partícula madre $\Sigma\, p_T^2 > 0.3$ (GeV/c)^2
- $\chi^2 < 5$ para el ajuste del vértice primario y secundario
- El K^- debe ser identificado por el RICH, con un likelihood tal que $\mathcal{L}(K)/\mathcal{L}(\pi) \geq 1$
- El protón debe ser identificado por el RICH, con un likelihood tal que $\mathcal{L}(p)/\mathcal{L}(\pi) \geq 1$

Y obtenemos la figura 4.11 para la masa invariante de $pK^-\pi^+$. El ajuste se hizo como de costumbre usando una gaussiana más una recta.

Cuando combinamos los candidatos a Ξ_c^+ con la reconstrucción $\pi^+\pi^-$ obtenemos la figura 4.12 aplicando los siguientes cortes adicionales:

- χ^2 del vértice primario < 5
- χ^2 del vértice secundario del $\Xi_{cc}^+ < 5$
- Momento de los piones de la reconstrucción $\pi^+\pi^-$ debe ser > 8 GeV/c

En la siguiente tabla se muestran los resultados de la eficiencia de reconstrucción obtenida del estudio con Monte Carlo para $\Xi_{cc}^+ \to \Xi_c^+\pi^+\pi^-$:

Modo de decaimiento del Ξ_c^+	$pK^-\pi^+$
Ξ_{cc}^+ generados	300,000
Ξ_{cc}^+ reconstruidos	14,338 $\pm$ 148.75
eficiencia de reconst.	0.0478 $\pm$ 0.0004

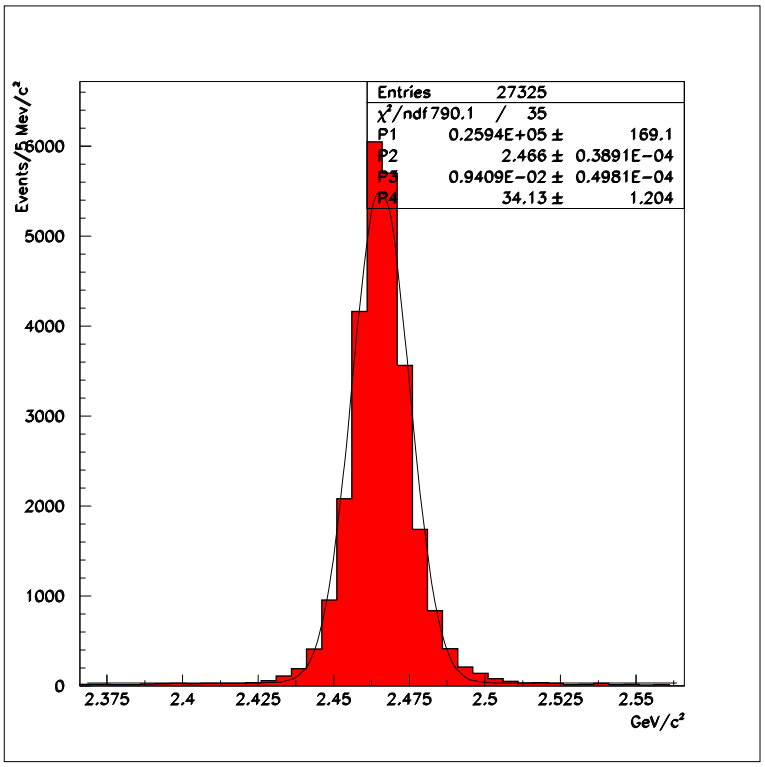

Figura 4.11: Distribución de masa invariante de $pK^{-}\pi^{+}$ obtenida de Monte Carlo.

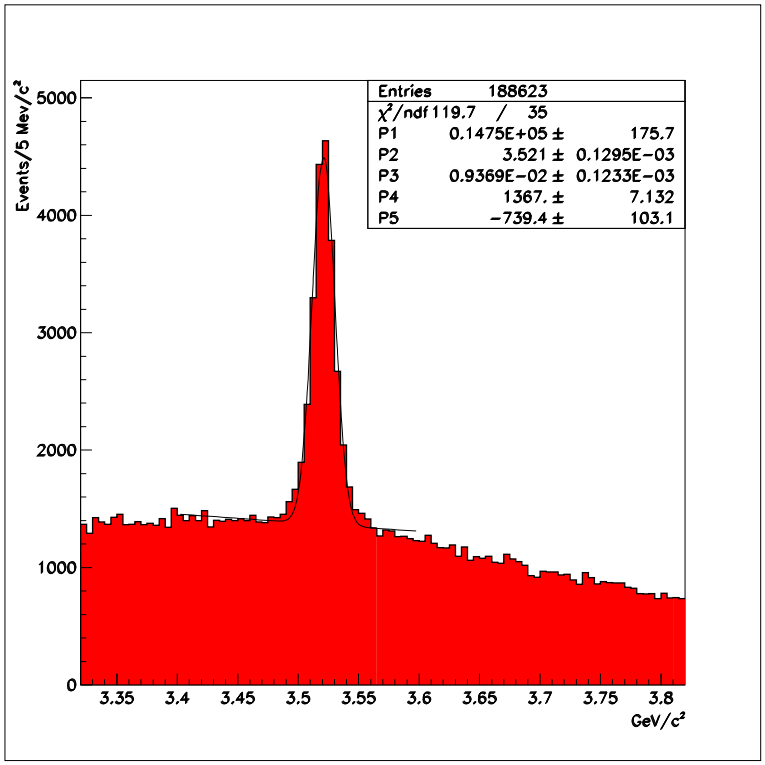

Figura 4.12: Distribución de masa invariante de $\Xi_c^+\pi^+\pi^-$ obtenida de Monte Carlo sin corte en $L_{\Xi_{cc}^+}/\sigma$.

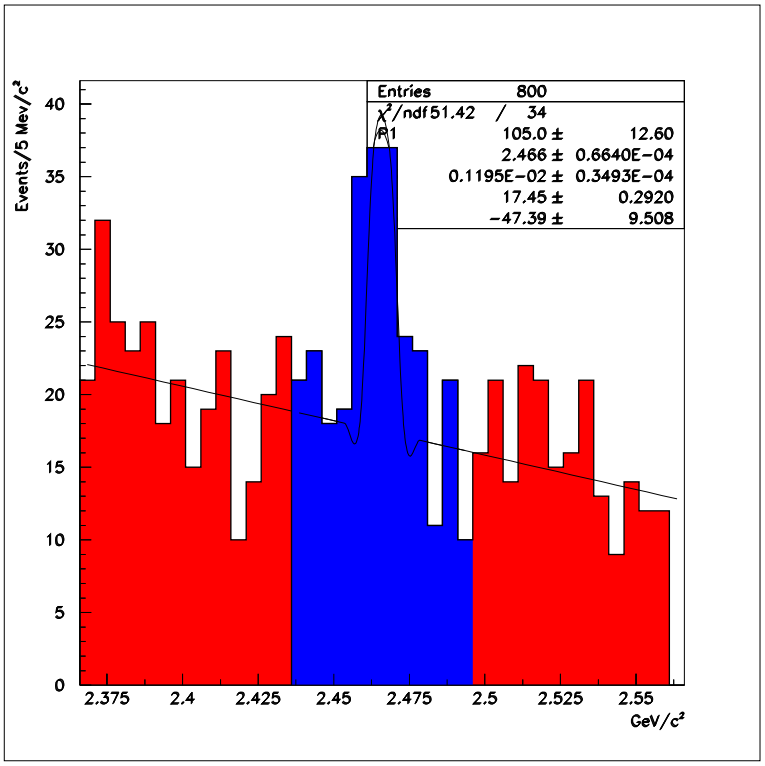

Figura 4.13: Distribución de masa invariante de $pK^{-}\pi^{+}$ obtenida de Datos. La región en azul son los candidatos a Ξ_{c}^{+} usados en la reconstrucción del Ξ_{cc}^{+}.

4.5.2. Análisis sobre Datos

Para este análisis se utilizaron los archivos de datos preseleccionados donde se encontró al menos un candidatos a Ξ_{c}^{+} o Λ_{c}^{+}de pass2. Los strips utilizados en este análisis fueron los mismos archivos que se usaron para el modo $\Lambda_{c}^{+}K^{-}\pi^{+}$.

Utilizando los mismos cortes fijados por el estudio de Monte Carlo obtenemos la figura 4.13 para la masa invariante de $pK^{-}\pi^{+}$, la región en azul nuevamente son los candidatos a Ξ_{c}^{+} que utilizaremos para la búsqueda de los bariones con doble charm.

Ahora que contamos con una muestra de Ξ_{c}^{+}, buscamos una reconstrucción de manera independiente compuesta por dos piones que vienen de un

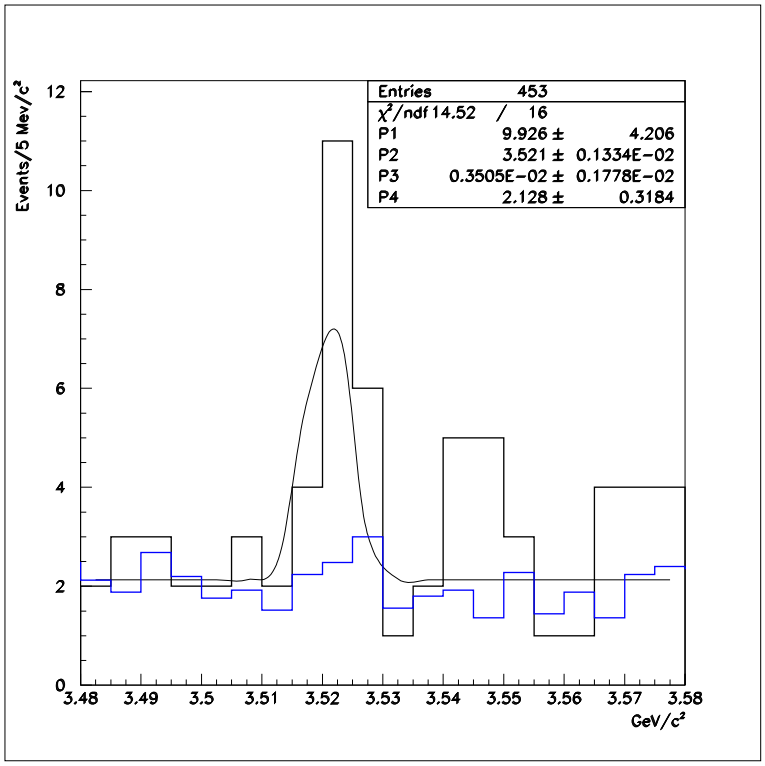

Figura 4.14: Distribución de la masa invariante de $\Xi_c^+\pi^+\pi^-$ (en negro), donde podemos observar un pico en 3.521 GeV/c^2 y en azul la distribución obtenida de la mezcla de eventos. El ajuste se hizo utilizando una gaussiana mas una recta.

mismo punto entre el vértice primario y el secundario del Ξ_c^+. Combinamos estas dos reconstrucciones y obtenemos la distribución de la masa invariante mostrada en la grafica 4.14. Donde podemos observar evidencia del barión con doble charm en 3.521 GeV/c^2.
Con el objeto de tratar de describir la fuente de ruido en nuestra grafica usamos el método de mezcla de eventos, descrito en secciones anteriores, y notamos que si sobreponemos la grafica de la mezcla de eventos (en azul en la figura) describe muy bien el nivel del ruido. Lo que quiere decir que la fuente del ruido para este caso proviene de reconstrucciones parciales.

Los resultados del análisis sobre los datos se muestran el la siguiente tabla:

Corte en $L/\sigma_{\Xi_{cc}^{+}}$	# eventos
> 0.5	6 ± 2.44
> 0.75	3.067 ± 2.215
> 1	2 ± 1.4
> 1.25	4.247 ± 2.188

4.6. $\Omega_{cc}^{+} \to \Xi_c^{+} K^{-} \pi^{+}$

En la tabla 2.4 observamos que el Ξ_{cc}^{+} en el modo de decaimiento del Ξ_c^{+}, es muy parecido al modo de decaimiento del $\Omega_{cc}^{+} \to \Xi_c^{+} K^{-} \pi^{+}$, pues vemos que solamente cambia un π^{-} por un K^{-}. Teniendo en cuenta este hecho, es fácil buscar este estado cambiando solo una línea del archivo *recdf* y siguiendo la misma metodología que para el canal del $\Xi_{cc}^{+} \to \Xi_c^{+} \pi^{-} \pi^{+}$.

4.6.1. Análisis sobre Monte Carlo

Se generaron 300,000 eventos usando los parámetros estándar:

- b=1.0
- n =4.3

para simular los decaimientos se utilizó el siguiente archivo:

```
PARTICLE  CCS1   159   -1  3.700000  1.0  0.5   0.000009
PDG       CCS1       4432
;
DECAY CCS1
CHANNEL  0 1.0000 CSU0  K-  PI+
ENDDECAY
;
DECAY  CSU0
CHANNEL  0 1.0000  P+   K-  PI+
ENDDECAY
```

Los cortes para seleccionar los candidatos a Ξ_c^{+} son los mismos que los usados para $\Xi_{cc}^{+} \to \Xi_c^{+} \pi^{+} \pi^{-}$.
Los cortes para obtener una muestra limpia de Ω_{cc}^{+} fueron:

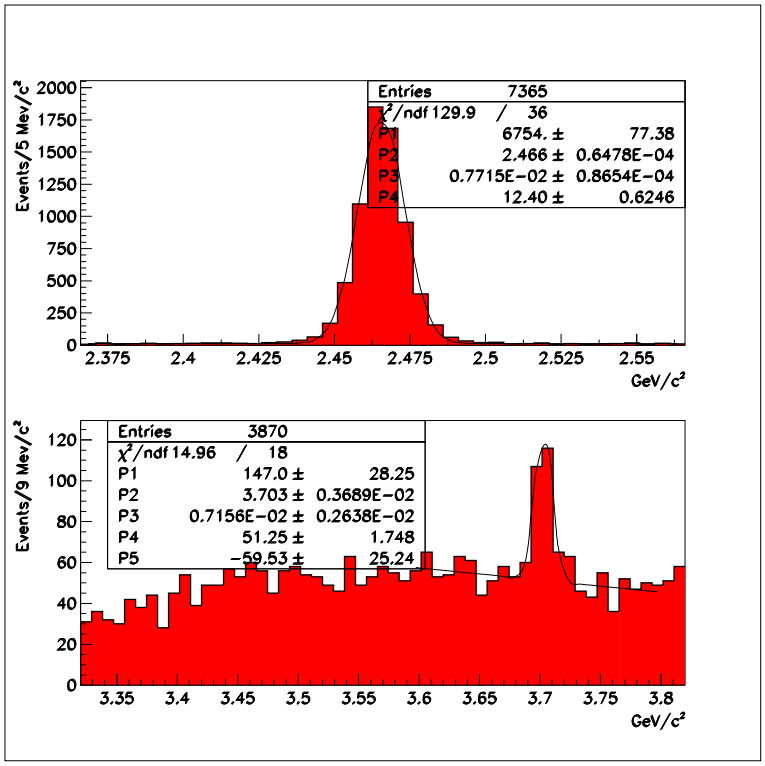

Figura 4.15: En la figura superior se muestran los candidatos a Ξ_c^+ utilizados para reconstruir la masa invariante $\Xi_c^+ K^- \pi^+$ mostrada en al figura inferior con un corte de $L/\sigma_{\Omega_{cc}^+} > 1$. Estas figuras fueron tomadas de Monte Carlo.

- Momento del K^- proveniente de la reconstrucción $K^-\pi^+$ debe ser > 25 GeV/c y su likelihood > 0.
- momento del π^+ proveniente de la reconstrucción $K^-\pi^+$ debe ser > 5 GeV/c

Con estos cortes obtenemos de Monte Carlo la figura 4.15. Los resultados arrojados por este estudio de Monte Carlo se resumen en la siguiente tabla:

Ω_{cc}^+ generados	300,000
Ω_{cc}^+ reconstruidos	140.71 ± 20.83
Eficiencia de reconst.	0.0000046 ± 0.000006

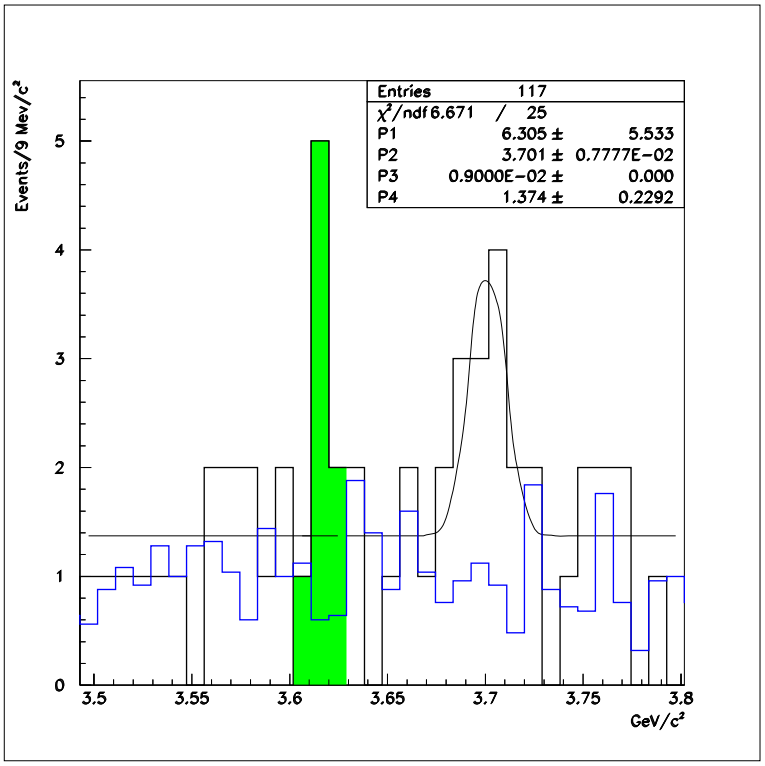

Figura 4.16: En negro se muestra la distribución de masa invariante de $\Xi_c^{+} K^{-} \pi^{+}$ obtenida de los datos y en azul la obtenida de la mezcla de eventos. Claramente se distingue un pico al rededor de 3.7 GeV/c^2 y la mezcla de eventos no muestra ninguna estructura en esta región. Los eventos en verde serán utilizados para probar la reflexión del Ξ_{cc}^{+}.

4.6.2. Análisis sobre Datos

Como ya se mencionó anteriormente solo utilizamos los Ξ_c^{+} que decaen en $pK^{-}\pi^{+}$. Los candidatos a Ξ_c^{+} son lo mismo que los usados para la reconstrucción del Ξ_{cc}^{+}. Es decir los que se encuentran en la región en azul de la grafica 4.13. Teniendo nuestros candidatos a Ξ_c^{+}, buscamos un vértice formado por un K^{-} y un π^{+}. Combinamos estas dos reconstrucciones y obtenemos la distribución de masa invariante de la figura 4.16 aplicando un corte de$L/\sigma_{\Omega_{cc}^{+}} > 1$.

El histograma en negro es la distribución obtenida de datos y el histogra-

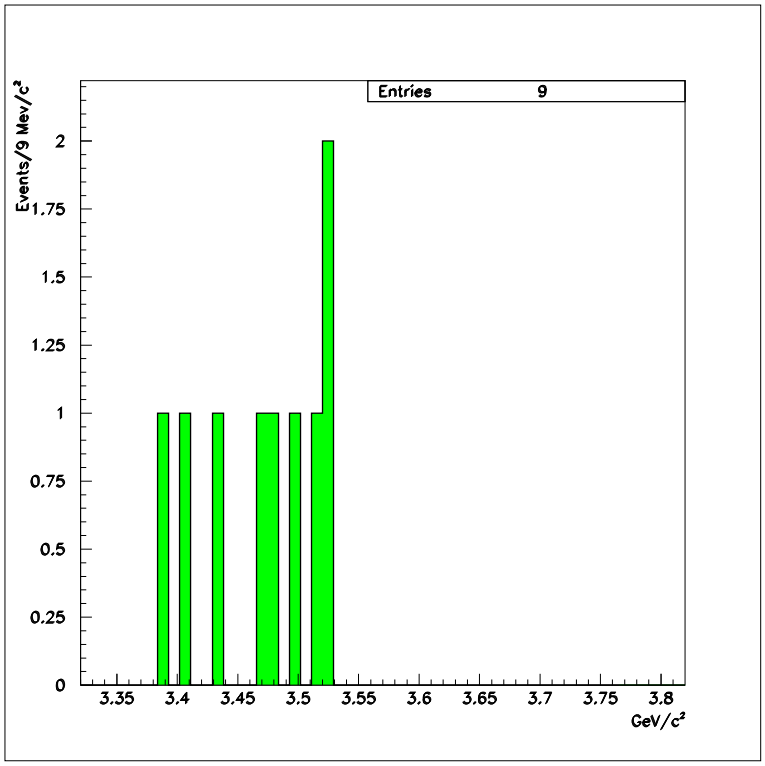

Figura 4.17: En estas gráficas se muestra la masa invariante de $\Xi_c^+\pi^+\pi^-$ para los eventos en verde de la figura 4.16

ma en azul es la distribución obtenida de la mezcla de eventos para tratar de describir el ruido. En esta grafica vemos claramente un pico en 3.7 GeV/c^2. Tabién podemos observar un exceso de eventos alrededor de 3.62 GeV/c^2 (región verde) sin embargo si para estos eventos reconstruimos la masa invariante de $\Xi_c^+\pi^+\pi^-$ en lugar de $\Xi_c^+K^-\pi^+$ obtenemos la figura 4.17. En esta figura observamos que algunos de estos eventos caen exactamente de 3520 MeV/c^2. Que corresponde al barión Ξ_{cc}^+. Podemos así concluir que estamos observando una reflexión del barión Ξ_{cc}^+.

En la figura 4.18 se muestra el comportamiento del Ω_{cc}^+ con diferentes cortes en $L/\sigma_{\Omega_{cc}^+}$. Donde podemos notar que su tiempo de vida también es pequeño ya que el número de eventos decrece rapidamente.

Es importante señalar que este estado nunca antes se había observado

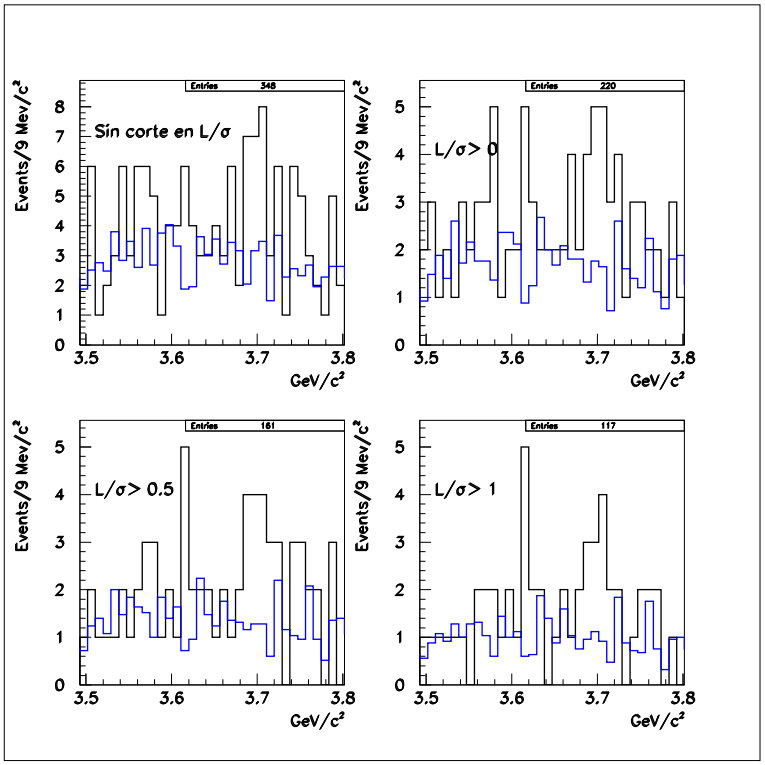

Figura 4.18: En estas gráficas se muestra el comportamiento del Ω_{cc}^{+} para diferentes cortes de $L/\sigma_{\Omega_{cc}^{+}}$

y que el resultado concuerda con la estimación fenomenológica hecha en el capítulo anterior.

4.7. $\Omega_{cc}^{+} \rightarrow \Xi_{c}^{+} K^{-}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{+}$

Como se puede observar de la tabla 2.4 podemos ver que la energía libre en este decaimiento es suficiente como para poder buscar este nuevo estado con dos piones adicionales al modo de decaimiento de la sección anterior. Ya que como se dijo en la sección previa, este estado nunca antes se había observado es de vital importancia poder confirmarlo utilizando otro modo de decaimiento.

4.7.1. Análisis sobre Monte Carlo

Al igual que en el canal anterior todos los cortes para los candidatos a Ξ_{c}^{+} fueron fijados en secciones anteriores. En la grafica 4.19 se muestran los candidatos a Ξ_{c}^{+} y Ω_{cc}^{+} utilizando los siguientes cortes:

- χ^2 del vértice secundario de $\Omega_{cc}^{+} < 3$
- Momento del Kaón proveniente de la reconstrucción $K^{-}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{+}$ debe ser > 15 GeV/c
- momento de los piones proveniente de la reconstrucción $K^{-}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{+}$ debe ser > 4 GeV/c

En la siguiente tabla se presentan los resultados obtenidos de Monte Carlo para este canal de decaimiento:

Ω_{cc}^{+} generados	300,000
Ω_{cc}^{+} reconstruidos	1138 ± 59
Eficiencia de reconst.	0.00379 ± 0.00019

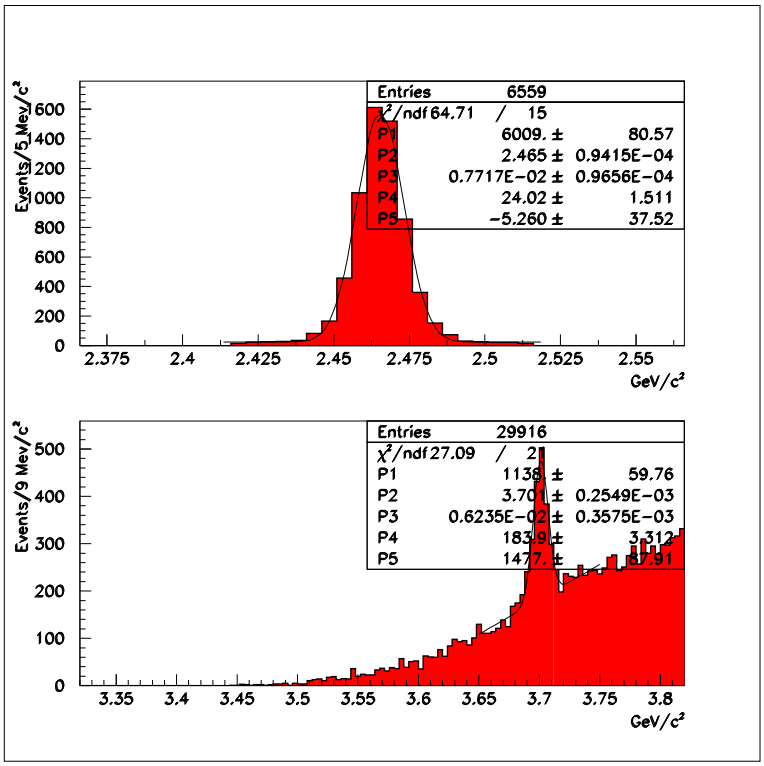

Figura 4.19: En la figura superior se muestran los candidatos a Ξ_c^{+} utilizados para obtener la mas invariante de $\Xi_c^{+} K^{-}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{+}$ mostrada en la parte inferior. Estas gráficas se obtuvieron de Monte Carlo.

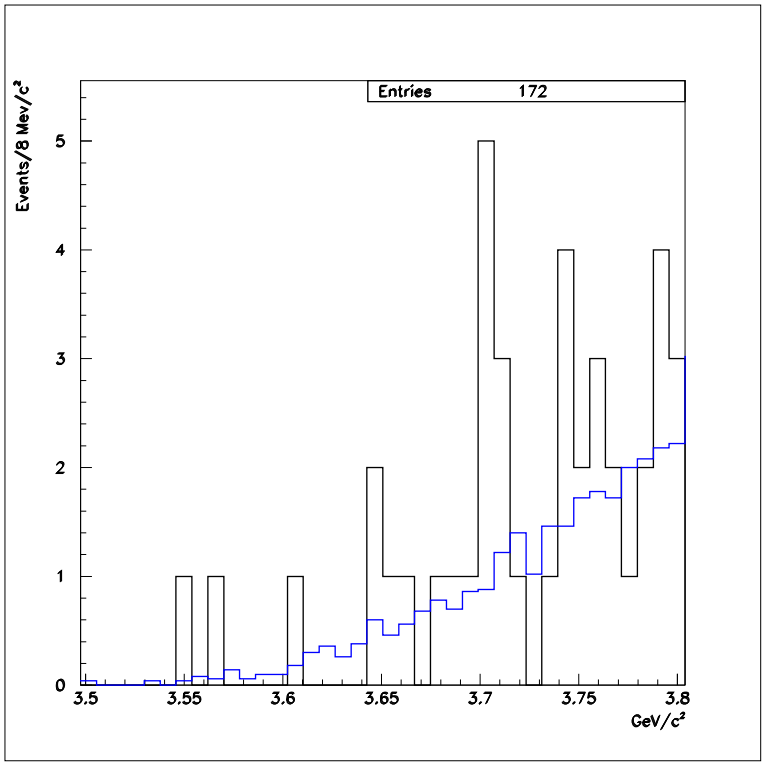

Figura 4.20: En negro se muestra la distribución de masa invariante de $\Xi_c^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ obtenida de el análisis de los datos, en azul la misma distribución pero obtenida de la mezcla de eventos y vemos que esta describe bien el comportamiento del ruido. Podemos observar que existe un pico alrededor de 3.7 GeV/c^2.

4.7.2. Análisis sobre Datos

Utilizando los mismos cortes que en la simulación en Monte Carlo y utilizando los mismos candidatos a Ξ_c^+ que en los canales de decaimiento anteriores encontramos un exceso de eventos en la distribución de masa invariante de $\Xi_c^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ como lo muestra la figura 4.20 donde vemos claramente que la distribución obtenida de datos (negro) presenta una pico en 3.7 y la distribución que describe el ruido (azul) no presenta esta estructura. Aunque esta señal no presenta una alta estadística lo más importante es que aparece exactamente en el mismo lugar en que en el modo $\Xi_c^+ K^- \pi^+$.

Con el objeto de poder realizar un ajuste a una gaussiana de la masa

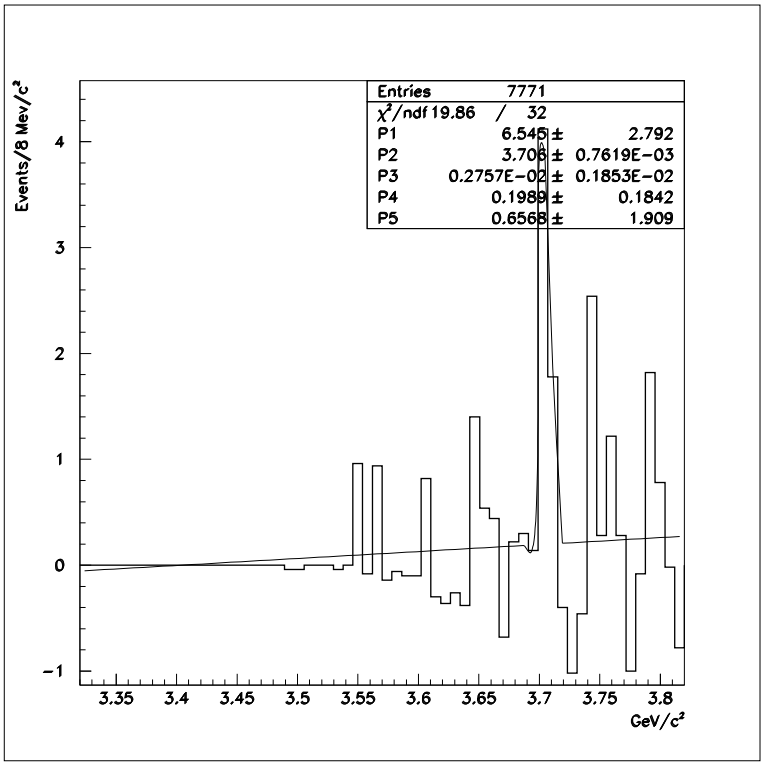

Figura 4.21: Esta grafica se obtuvo de sustraer la mezcla de eventos de la distribución obtenida de datos. Podemos observar un pico en 3.7 GeV/c^2.

invariante de $\Xi_c^{+} K^{-}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{+}$ sustraemos los eventos mezclados (en azul) de la distribución obtenida de datos (en negro) y obtenemos la figura 4.21 donde observamos un exceso de 6 eventos en 3.7 GeV/c^2.

Parte V

Resultados y Conclusiones

Capítulo 5

Resultados y Conclusiones

En este capítulo se resumen los resultados obtenidos del análisis de los datos de pass2 de SELEX.

5.1. Masa

Se realizaron mejoras a los programas de SOAP, en especial a los programas que nos permiten combinar dos o más reconstrucciones independientes. También se incluyó en estos programas la opción de agregar las trayectorias de las partículas con muy corto tiempo de vida que no son vistas por los detectores de silicio. Esta implementación se hizo de manera muy general para que pueda ser utilizada no solo para búsqueda de bariones con doble charm sino que se aplica a cualquier decaimiento en cascada.

Con estos nuevos programas se corroboraron los resultados ya publicados por SELEX, obteniendo una señal para el barión Ξ_{cc}^{+} de 53.22 ± 8.60 eventos sobre un nivel de ruido de 0.76 en 3518 ± 2 MeV/c^2.

Luego accesamos al modo $D^{+}pK^{-}$, donde se confirmó la existencia del barión Ξ_{cc}^{+}, con un exceso de 16.59 ± 2.24 eventos en 3520 ± 1 MeV/c^2.

También en este trabajo se encontró más evidencia del Ξ_{cc}^{+} en el modo de decaimiento $\Xi_{c}^{+}\pi^{-}\pi^{+}$ con un exceso de 9.6 ± 3.4 eventos en 3521 ± 1 MeV/c^2.

Obteniendo una masa promedio de 3520.2 ± 0.7 MeV/c^2 con $\chi^2/dof =$

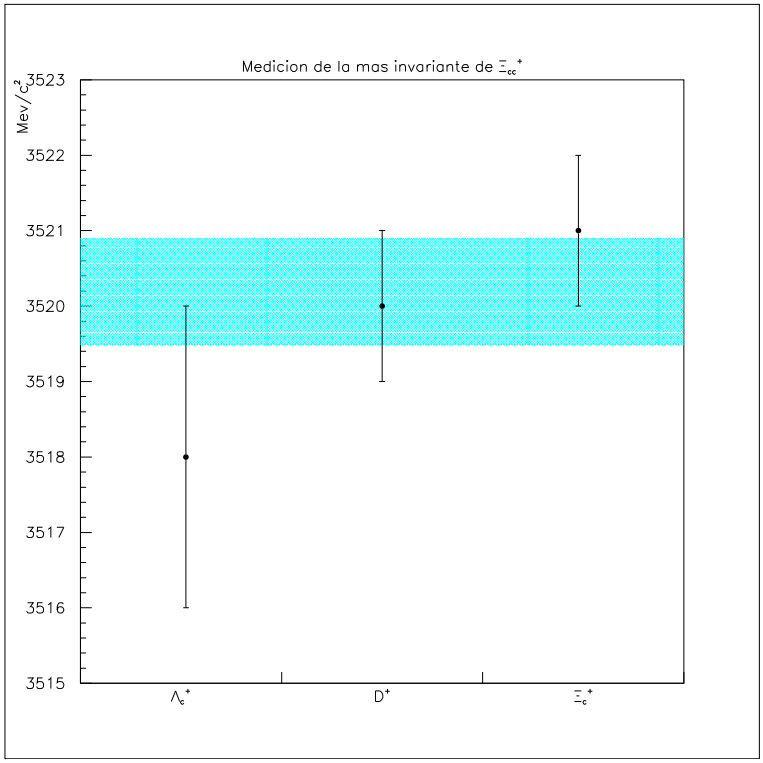

Figura 5.1: Mediciones de la masa invariante del Ξ_{cc}^+ en tres modos de decaimiento diferentes.

0.94. Aún estamos trabajandi sobre los errores sistematicos para la medición de la masa. Los resultados sobre la masa del barión Ξ_{cc}^+ se resumen en la grafica 5.1.

5.2. Razones de Decaimiento

Ahora que se ha demostrado la existencia del barión Ξ_{cc}^+ usando tres modos de decaimiento diferentes podemos obtener las razones de decaimiento relativas:

$$\begin{aligned}
\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to D^{+}pK^{-})}{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Lambda_{c}^{+}K^{-}\pi^{+})} &= \frac{\#\Xi_{cc}^{+} \text{ en canal } D^{+}}{\#\Xi_{cc}^{+} \text{ en canal } \Lambda_{c}^{+}} \cdot \frac{\xi\Lambda_{c}^{+}}{\xi D^{+}} \\
&\cdot \frac{\Gamma(\Lambda_{c}^{+} \to pK^{-}\pi^{+})}{\Gamma(D^{+} \to K^{-}\pi^{+}\pi^{+})} \\
&= \frac{9 \pm 3}{53.22 \pm 8.62} \cdot \frac{0.0069 \pm 0.0005}{0.0087 \pm 0.0001} \cdot (0.543 \pm 0.145) \\
&= 0.072 \pm 0.03
\end{aligned}$$

Donde ξD^{+} y $\xi\Lambda_{c}^{+}$ es la eficiencia de reconstrucción del Ξ_{cc}^{+} en el canal de D^{+} y Λ_{c}^{+} respectivamente calculada en el capítulo anterior. $\Gamma(D^{+} \to K^{-}\pi^{+}\pi^{+})$ y $\Gamma(\Lambda_{c}^{+} \to pK^{-}\pi^{+})$ corresponden a la razón de decaimiento de D^{+} decayendo a $K^{-}\pi^{+}\pi^{+} = 9.2 \pm 0.6$ y Λ_{c}^{+} en el canal de decaimiento $pK^{-}\pi^{+} = 5.0 \pm 1.3$ respectivamente [31].

De igual manera:

$$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Xi_{c}^{+}K^{-}\pi^{+})}{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to D^{+}pK^{-})} = \frac{2 \pm 1.4}{9 \pm 3}\frac{0.0087 \pm 0.001}{0.0270 \pm 0.0003}(43.809 \pm 6.879)$$

$$= 3.13 \pm 2.48$$

y

$$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Xi_{c}^{+}K^{-}\pi^{+})}{\Gamma(\Xi_{cc}^{+} \to \Lambda_{c}^{+}K^{-}\pi^{+})} = \frac{2 \pm 1.4}{53.22 \pm 8.62}\frac{0.0069 \pm 0.0005}{0.0270 \pm 0.0003}(23.809 \pm 7.063)$$

$$= 0.22 \pm 0.17$$

Para tratar de obtener una estimación del error sistemático, se realizó el cálculo de las rezones de decaimiento relativas usando cortes diferentes en $L/\sigma_{\Xi_{cc}^{+}}$. En la siguiente tabla se muestran los resultados:

$L/\sigma_{\Xi_{cc}^+} >$	$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to D^+pK^-)}{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to \Lambda_c^+K^-\pi^+)}$
0.5	0.04
0.75	0.06
1	0.07
1.25	0.04
error sistemático	0.008

$L/\sigma_{\Xi_{cc}^+} >$	$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to \Xi_c^+K^-\pi^+)}{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to D^+pK^-)}$
0.5	8.12
0.75	5.89
1	3.13
1.25	3.57
error sistemático	1.44

$L/\sigma_{\Xi_{cc}^+} >$	$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to \Xi_c^+K^-\pi^+)}{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to \Lambda_c^+K^-\pi^+)}$
0.5	0.35
0.75	0.26
1	0.22
1.25	0.47
error sistemático	0.07

Como se puede observar los errores sistemáticos son menores que los errores estadísticos.

Finalmente tomando la medición con menor error estadístico concluimos que:

$$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to D^+pK^-)}{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to \Lambda_c^+K^-\pi^+)} = 0.07 \pm 0.03 \pm 0.008$$

,

$$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to \Xi_c^+K^-\pi^+)}{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to D^+pK^-)} = 3.13 \pm 2.48 \pm 1.44$$

y

$$\frac{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to \Xi_c^+K^-\pi^+)}{\Gamma(\Xi_{cc}^+ \to \Lambda_c^+K^-\pi^+)} = 0.26 \pm 0.22 \pm 0.07$$

De esta manera se obtiene una fuerte confirmación de la existencia del Ξ_{cc}^+ con una masa promedio de 3520.2 ± 0.7 MeV/c^2.

Además se pudo establecer la existencia del barión Ω_{cc}^{+} en dos modos de decaimiento diferentes, $\Xi_c^+ K^- \pi^+$ dando como masa 3700 ± 7 MeV/c^2 y $\Xi_c^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ en 3706 ± 0.7 MeV/c^2, dando como valor promedio de su masa invariante 3703 ± 3.5 MeV/c^2.

La razón de decaimiento relativa obtenida es:

$$\frac{\Gamma(\Omega_{cc}^{+} \to \Xi_c^+ K^- \pi^+)}{\Gamma(\Omega_{cc}^{+} \to \Xi_c^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+)} = 11.2 \pm 7.95$$

5.3. Perspectivas del trabajo

Debido a que estas son las primicias en el tema de espectroscopia experimental de bariones doblemente encantados, este trabajo abre una puerta a un campo casi inexplorado de la física de partículas experimentales. Un trabajo inmediato a futuro sería obtener una medición o una límite superior para el tiempo de vida de estos bariones. Tampoco se sabe hasta ahora nada sobre sus números cuánticos, como el spin y paridad. Sin embargo estos estudios requieren una mayor estadística.

También se puede buscar el barión Ξ_{cc}^{++} utilizando los paquetes diseñados sobre pass2 que sabemos que contienen más reconstrucciones y por lo tanto se espera obtener una mejor estadística.

Apéndice A

Comparación entre VERTEX1 VTX2 y C

En este apéndice mostraremos el estudio que se hizo para comparar el desempeño de los tres programas, diferentes, que se utilizan para encontrar los vértices. Por algunas predicciones teóricas sabemos que los bariones con doble Charm tienen un tiempo de vida muy corto (algunos ps), por eso es importante determinar cuál de los tres paquetes tiene mayor eficiencia de reconstrucción para partículas de tiempo de vida corto o lo que es lo mismo la eficiencia a $\mathbf{L}/\sigma$ pequeños.
Tomamos una muestra de datos y reconstruimos las Λ_c^+ (ya que con estos podemos hacer el estudio con gran estadística) en el canal $\pi^+\pi^-$ usando los tres paquetes de VERTEX. Para esto llenamos un histograma de 2 dimensiones con la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ y en el otro eje metemos la distribución de $\mathbf{L}/\sigma$, como en este caso no se usó ningún corte entonces usamos un método estadístico llamado substracción de ruido ("background substraction")[1] para obtener la distribución en $\mathbf{L}/\sigma$ de los candidatos a ser Λ_c^+. Para ello definimos una región en la distribución de la masa invariante donde suponemos que están las Λ_c^+(parte sólida en la parte superior izquierda de la figuras A.1, A.2 y A.3), aplicamos el método de substracción de ruido y obtenemos finalmente la distribución buscada, en las figuras A.1, A.2y A.3 se muestra en la parte superior izquierda la distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$, en azul los supuestos Λ_c^+ y al parte en rojo es lo que definimos como ruido, la grafica su-

[1]Este método supone que el comportamiento de los eventos que están debajo del pico de masa se comportan igual que los que están a la izquierda y derecha fuera del pico, es decir el ruido

perior derecha muestra la distribución de $\mathbf{L}/\sigma$ de todos los eventos que están en la grafica de la izquierda antes descrita, es decir la distribución de $\mathbf{L}/\sigma$ de los Λ_c^+ junto con la distribución del ruido (parte roja), ahora aplicamos el método de sustracción de ruido y obtenemos la grafica de la parte inferior que es la distribución en $\mathbf{L}/\sigma$ de solo los Λ_c^+, esto lo hacemos usando los tres programas y obtenemos para C,VERTEX1 y VTX2 las figuras A.1, A.2 y A.3 respectivamente

Finalmente dividimos cada una de las gráficas de la parte inferior de VERTEX1 y VTX2 contra la misma figura pero de C y vemos en la figura A.4 como para $\mathbf{L}/\sigma$ pequeños (menores que 3) la eficiencia decae rápidamente, es por eso que en este estudio para buscar bariones con doble Charm se utilizó la rutina de vértices **C**.

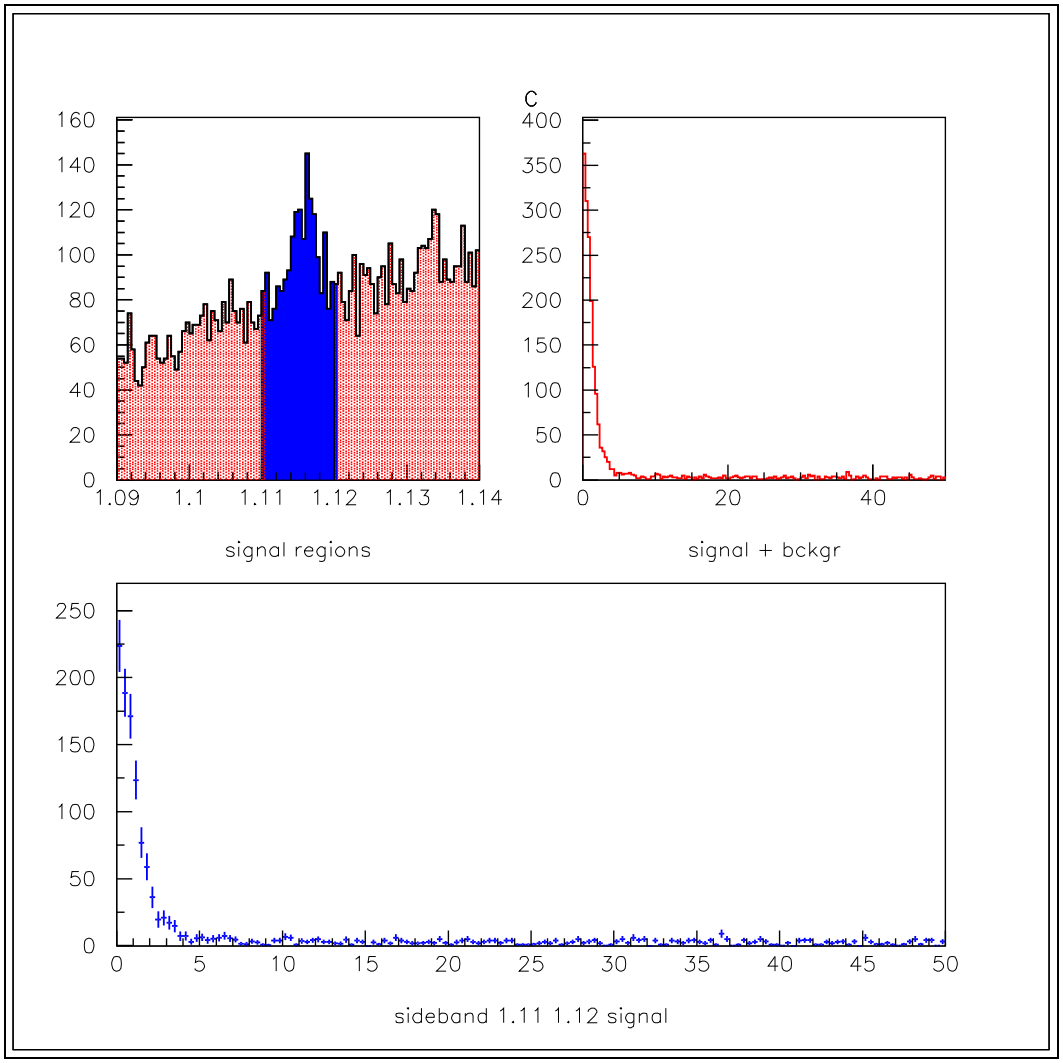

Figura A.1: En la parte superior izquierda se muestra la distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ usando el paquete **C**, la figura superior izquierda muestra la distribución en L/σ y la figura inferior muestra la distribución en L/σ después de la sustracción de ruido

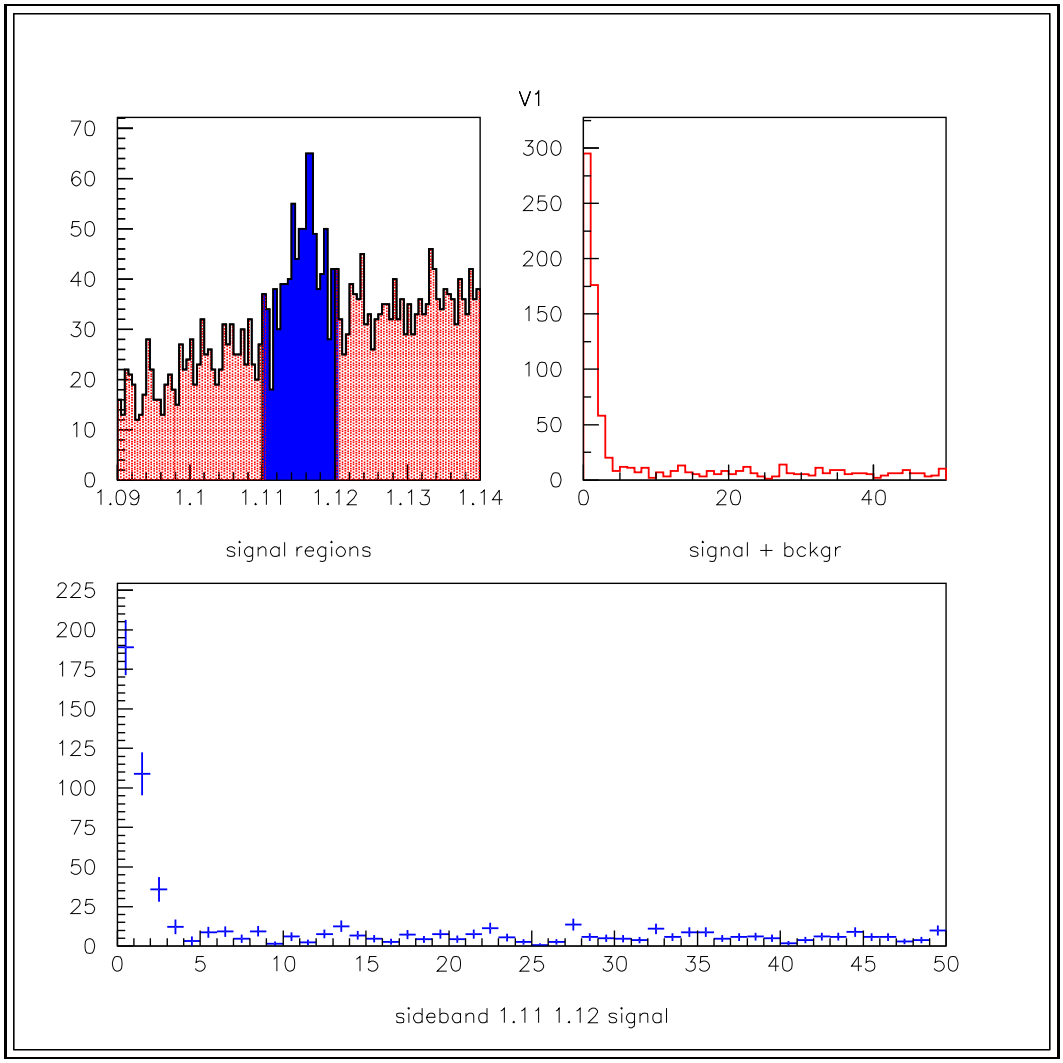

Figura A.2: En la parte superior izquierda se muestra la distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ usando el paquete **VERTEX1**, la figura superior izquierda muestra la distribución en L/σ y la figura inferior muestra la distribución en L/σ después de la sustracción de ruido

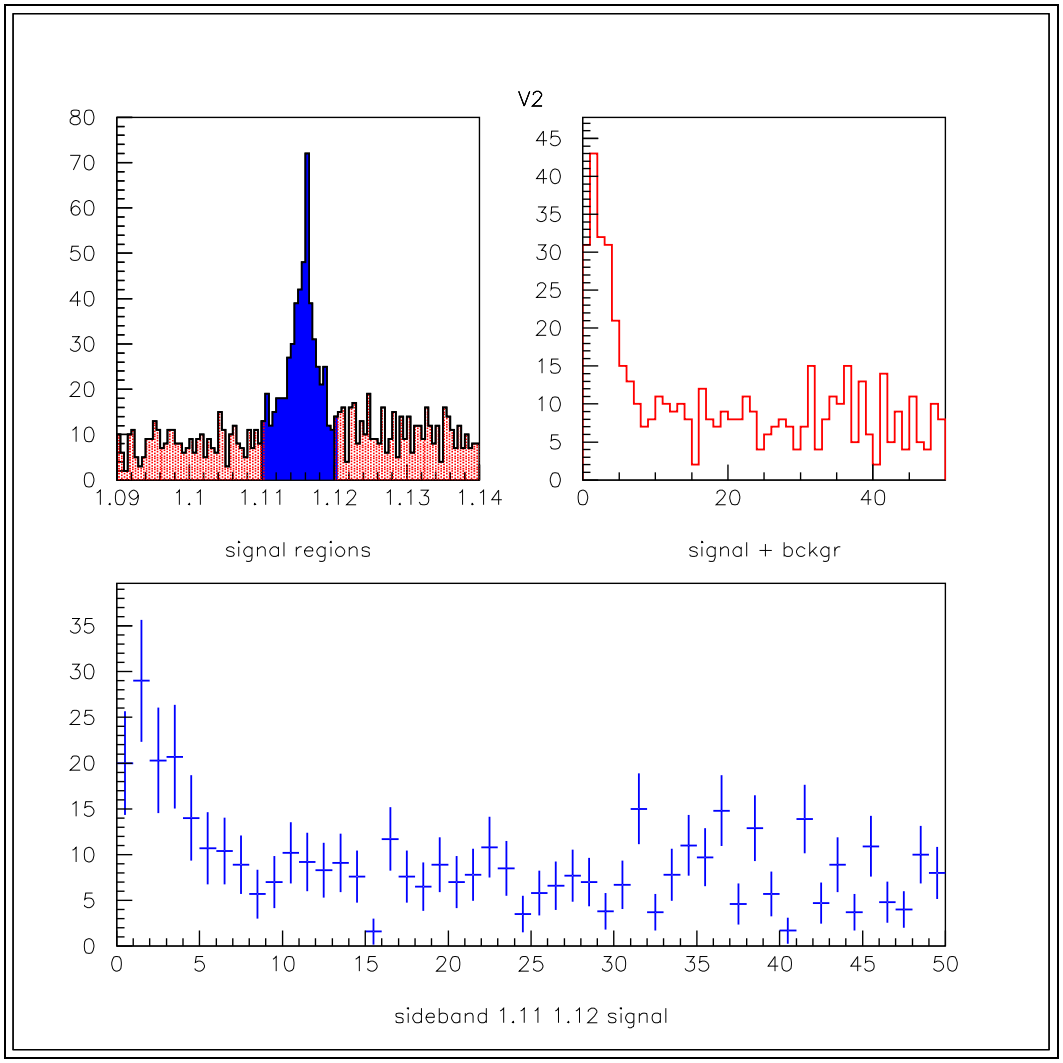

Figura A.3: En la parte superior izquierda se muestra la distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ usando el paquete **VTX2**, la figura superior izquierda muestra la distribución en L/σ y la figura inferior muestra la distribución en L/σ después de la sustracción de ruido

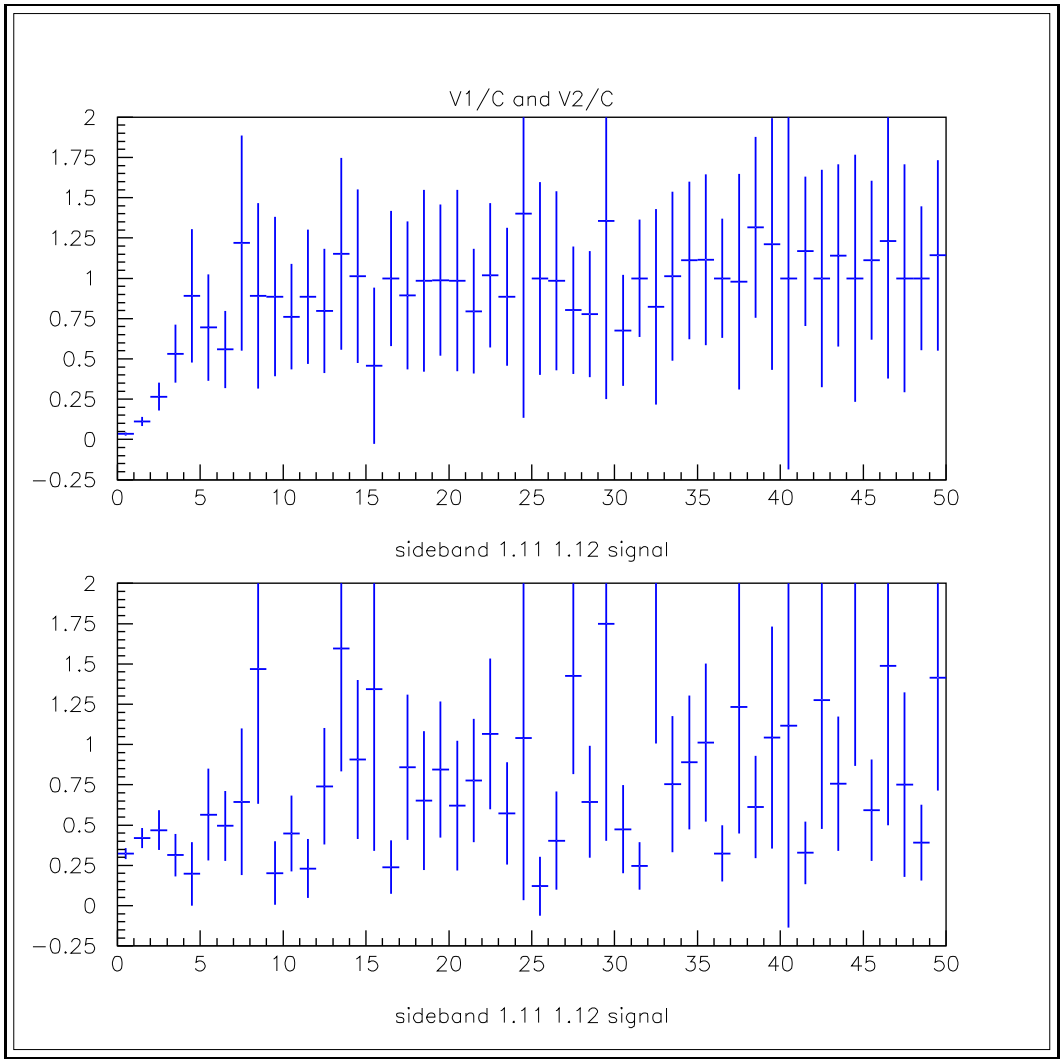

Figura A.4: En esta figura aparecen las comparaciones de VERTEX1 (gráfica superior) y VTX2 (gráfica inferior) con C, en donde podemos observar que para $\mathbf{L}/\sigma$ pequeños la eficiencia de estos paquetes con respecto al paquete C es menor

Apéndice B

Desplazamiento de las masas invariantes con respecto al momento

Estudiamos la reconstrucción de la masa invariante de Λ_c^+, $D^\pm$ y D^0 como función de su momento y observamos solo pequeñas variaciones.

Los cortes aplicados a cada reconstrucción fueron:

- $1/\sigma > 8$
- pvtx < 8
- Momento de la partículas > 5 GeV/c

Todas las distribuciones de masa invariante se ajustaron a una gaussiana y el nivel del ruido se modeló usando una recta con pendiente.

A continuación se presentan los resultados obtenidos a partir del análisis del desplazamiento de las masas invariantes como función del momento de las partículas hijas para hadrones con Charm.

Para ver mayores detalles del estudio consulte referencia [17].

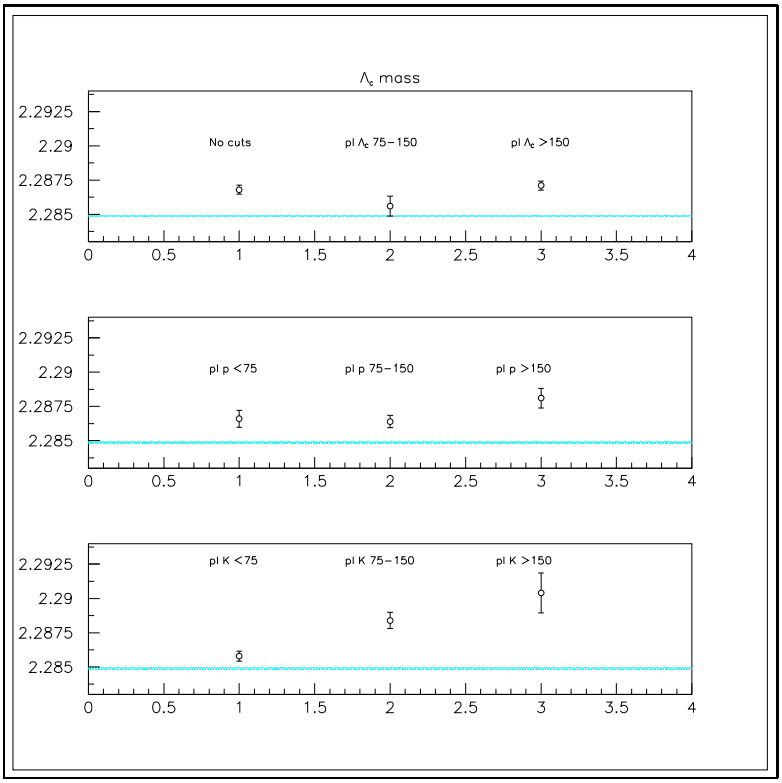

Figura B.1: Masa invariante medida del Λ_c^+ como función del momento del K^-. La banda azul es el promedio de las mediciones del PDG

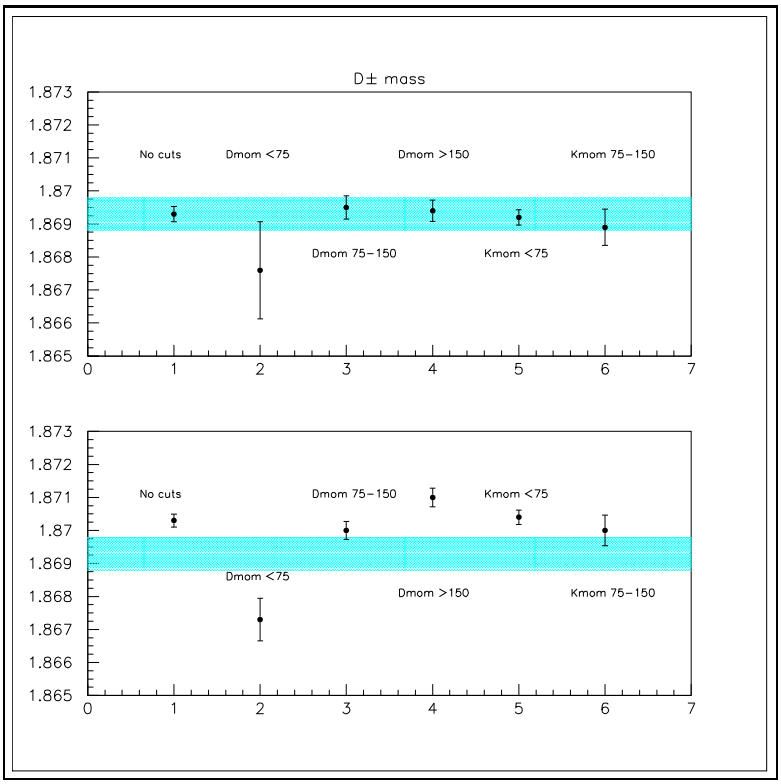

Figura B.2: Masa invariante medida del D^+ (fig. superior) y D^- (fig. inferior) como función del momento del K^-. La banda azul es el promedio de las mediciones del PDG

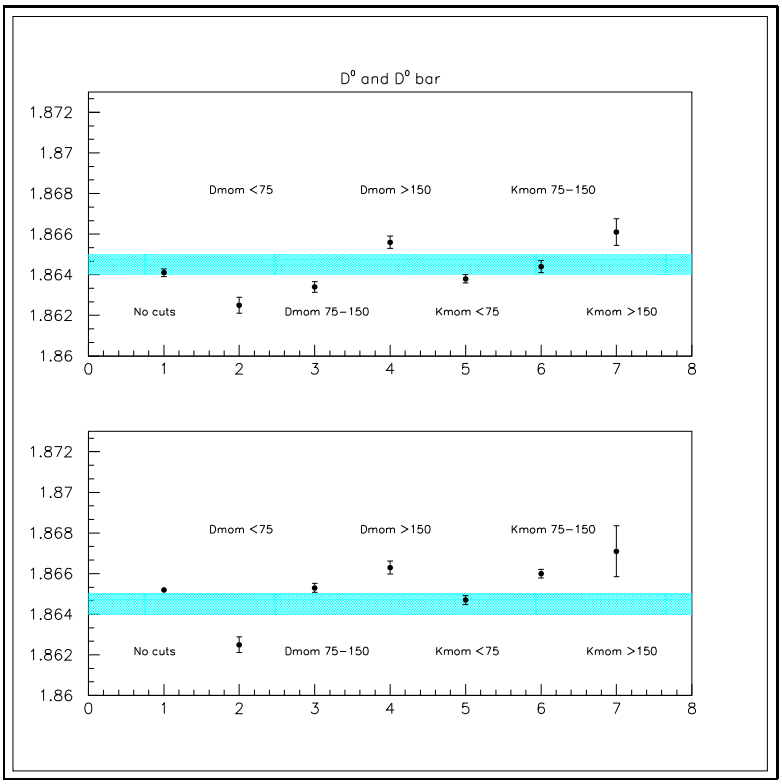

Figura B.3: Masa invariante medida del D^0 (fig. superior) y $\bar{D}^0$ (fig. inferior), como función del momento del K^-. La banda azul es el promedio de las mediciones del PDG

Bibliografía

[1] SELEX Colaboration, 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.

[2] M. Mattson et. al. "First Observation of the Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^+", Phys. Rev. Letters 89 (2002) 112002

[3] Jianming You, "Event embedding in SELEX", Research Note H-815, SELEX Collaboration, 1998.

[4] M. Procario and S. Kushnirenko, "EDG - Embedded Data Generator for SELEX", Research note, SELEX Collaboration, 1998, http://home.fnal.gov/~syjun/edg_doc.html.

[5] CLEO Collaboration, "Comprehensive QQ documentation", Research note, http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/QQ/qq_expert.html.

[6] Kushnirenko et. al. "Precision measurements of the Λ_c^+ and D^0 lifetimes". Phys. Rev. Letter 86 (2001) 5243-5246

[7] S.Y. Jun et. al. "Observation of the Cabibbo-Suppressed Decay $\Xi_c^+ \to pK^-\pi^+$", (SELEX) Phys. Rev. Letter 84 (2000) 1857-1861

[8] Ibrahim Torres Aguilar, SELEX internal Note H-858

[9] M.J. Savage and M.B. Wise, "Spectrum of baryons with two heavy quarks", Phys. Lett **B248** (1990) 177-180.

[10] J.D. Bjorken, "Is the ccc a new deal for baryon spectroscopy ?", Submitted to Int. Conf. on Hadron Spectroscopy, College Park, MD, apr 20-22 (1985)

[11] A.DeRujula, H. Georgi and S. Glashow, "Hadron masses in a gauge theory", Phys. Rev. **D12** (1975) 147-161.

[12] C. Itoh, T. Minamikawa, K. Miura and T. Watanabe, "Doubly charmed baryon masses and quark wave functions in baryons", Phys. Rev. **D61** (2000) 057502.

[13] R. Lewis, N. Mathur and R. M. Woloshyn, "Charmed baryons in lattice QCD", Phys. Rev. **D64** (2001) 094509, hep-ph/0107037.

[14] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin and A. P. Martynenko, "Mass spectra of doubly heavy baryons in the relativistic quark model", hep-ph/0201217.

[15] V.V. Kiselev, A.K. Likhoded, "Baryons with two heavy quarks", hep-ph/0103169

[16] J. Engelfried, "SELEX minidst (VTUP/FTUP) format for pass2", SELEX internal Note H-824, SELEX Collaboration, 2000.

[17] I.Torres, J.Engelfried, "Mass shifts", SELEX internal Note H-837.

[18] J. Engelfried et. al. "The SELEX phototube RICH detector", Nucl. Instrum. Meth. **A 431**, (1999), 53-69, hep-ex/9811001.

[19] S. P. Tong et. al., "Spectra of baryons containing two heavy quarks in potential model", Phys. Rev. **D62** (2000) 054024, hep-ph/9910259.

[20] R. Roncaglia, D. B. Lichtenberg y E. Predazzi, "Predicting the masses of baryons containning one or two heavy quarks", Phys. Rev. **D52** (1995) 1722-1725, hep-ph/9502251.

[21] D. Ebert, V. O. Galkin, R. N. Faustov, "Mass spectrum of orbitally and radially excited heavy-light mesons in the relativistic quark model", Phys. Rev. **D57** (1998) 5663-5669, hep-ph/9712318.

[22] J. Körner, M. Krämer y D. Pirjol, "Heavy baryons", Prog. Part. Nucl. Phys. **33** (1994) 787-868, hep-ph/9406359.

[23] H. Kaur, M. P. Khanna, "Masses of heavy hadrons", hep-ph/0005077.

[24] J. L. Langland, "Hyperon and anti-hyperon production in p-Cu interaction", Ph. D. thesis, University of Iowa,1995.

[25] J. L. Langland, "Hyperon beam flux parametrization for E781 based on E497 data", SELEX internal note H-693.

[26] N. Bondar et. al. "E781 beam transition radiation detector", SELEX internal note H-746.

[27] U. Dersch et. al. "Total cross section measurements with π^-, Σ^- and protons on nuclei and nucleons around 600 GeV/c", Nucl. Phys. B **579** (2000), 277-312, hep-ex/9910052.

[28] K. Nelson, C. Newsom, "E781 beam silicon detector alignment procedure and database", SELEX internal note H-771.

[29] A. Kulyavtsev et. al. "E781 hardware trigger preliminary design", SELEX internal note H-676.

[30] Graficas basadas en la revisión del 2000 de Física de Partículas, Particle Data Group (pdg.lbl.gov) y rediseñadas para Fermi News, Vol 25 Numero 10, pag 5.

[31] S. Eidelman et. al. "Review of Particle Physics", Physics Letter **B 592**,1 (2004)

[32] I. Torres, J. Engelfried and P. Cooper, SELEX internal Note H-864

[33] A.Ocherashvili, M.A.Moinester, J.Russ, J.Engelfried, I.Torres, et al, " Confirmation of the Double Charm Baryon Ξ_{cc}^+ via its Decay to pD^+K^-", Physics Letters B 628 (2005) 18-24

[34] G. Oleynik et al., "Fermilab DART Run Control", IEEE Trans. Nucl. Sci 43 (1996) 20-24

[35] G. Oleynik et al., "DART - Data Acqusition for the Next Generation of Fermilab Fixed Target Experiments", IEEE Trans. Nucl. Sci 41 (1994) 45