



UNIVERSIDAD AUTONOMA
DE SAN LUIS POTOSI
INSTITUTO DE FISICA



*Polarización de Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ en
colisiones Σ^- y p - Nucleón*

T E S I S

que para obtener el grado de

MAESTRIA EN CIENCIAS

presenta

JOSÉ LUIS SÁNCHEZ LÓPEZ

San Luis Potosí, S.L.P.
05 de Diciembre, 2006

Al único Maestro

Agradecimientos

Al Dr. Jürgen Engelfried de quien he aprendido muchísimo. Muchas gracias por haber aceptado la dirección de este trabajo; por tus observaciones y correcciones y por mostrarte siempre muy complacido de poder compartir tu tiempo y conocimientos cuando los necesité.

A toda la colaboración de SELEX por la oportunidad que me brindaron de trabajar con este grupo tan exitoso.

Al CONACYT por la beca-crédito, con número de registro 183586, que me fue otorgada para realizar mis estudios de Maestría.

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

Al IF-UASLP por toda la infraestructura que puso a mi disposición para la realización tanto de mis estudios como de este trabajo de tesis.

A todos los Doctores del Instituto que contribuyeron en mi formación profesional.

A todos mis compañeros y amigos por aceptarme a pesar de todo.

A todo el personal administrativo del Instituto de Física, en especial a Elsa por su buena disposición para ayudarme con todos los trámites que fueron necesarios.

A José Limón Castillo por la orientación que me brindó en el área de cómputo.

Resumen

Se presentan los resultados de la medición de la polarización de la Λ^0 en producción inclusiva con un haz de p de $525 \text{ GeV}/c$ y con un haz de Σ^- de $611 \text{ GeV}/c$. Se analizaron alrededor de 1×10^6 eventos del tipo $\Sigma^- N \rightarrow \Lambda^0 X$, y aproximadamente 1×10^5 eventos del tipo $p N \rightarrow \Lambda^0 X$, provenientes del experimento SELEX de Fermilab. Los resultados muestran que para el primer proceso la polarización de la Λ^0 es positiva y crece aproximadamente de manera lineal como función de x_F y de p_T en los intervalos $(0.1,0.9)$ y $(0.0,1.2) \text{ GeV}/c$, respectivamente. La comparación de nuestros resultados con las mediciones reportadas en el único estudio publicado al respecto, muestra que ambos resultados son estadísticamente iguales. La polarización es negativa para el proceso $p N \rightarrow \Lambda^0 X$ en los intervalos $(0.1,0.7)$ en x_F y $(0.2,1.4) \text{ GeV}/c$ en p_T , tal como se reporta en las publicaciones existentes al respecto. La polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ producida por los mismos tipos de haces es consistente con cero en la misma región cinemática.

Abstract

We report on the measurement of the polarization of the inclusively produced Λ^0 in $525 \text{ GeV}/c$ p - N and $611 \text{ GeV}/c$ Σ^- - N collisions. We analyzed data samples of about 1×10^6 events produced in the reaction $\Sigma^- N \rightarrow \Lambda^0 X$ and approximately 1×10^5 events produced in the reaction $p N \rightarrow \Lambda^0 X$ in the SELEX experiment at Fermilab. The measurement covers a range of $(0.1,0.9)$ and $(0.0,1.2) \text{ GeV}/c$ in x_F and p_T , respectively, in the first process. The polarization is positive within this range and increases linearly as a function of either of the kinematic variables. A comparison of our results with the only measurement published before shows that the two measurements are statistically equivalent. The polarization is negative in the process $p N \rightarrow \Lambda^0 X$ in the range $(0.1,0.7)$ in x_F and $(0.2,1.4) \text{ GeV}/c$ in p_T , as it is reported

in previous papers. Results of $\bar{\Lambda}^0$ polarization measurements are consistent with zero for both sort of beam particles, in the same kinematical region.

Índice general

Agradecimientos	v
	vii
Introducción	xix
1. Consideraciones Teóricas	1
1.1. Producción de partículas	1
1.1.1. Producción de hiperones	2
1.1.2. Caracterización de la producción de partículas	3
1.2. Paridad	4
1.2.1. Conservación de la paridad	4
1.2.2. Violación de la paridad	5
1.2.3. Violación de la paridad en el decaimiento de la Λ^0	5
1.3. Polarización	8
1.3.1. Modelos	10
1.3.2. Modelo DGM	11
2. El experimento SELEX	13
2.1. Descripción del detector	13
2.1.1. El espectrómetro del haz	14
2.2. El espectrómetro del vértice	18
2.3. El espectrómetro M1	19
2.4. El espectrómetro M2	21
2.4.1. El detector de luz Cherenkov	22
2.5. Sistema disparador	23
2.6. El filtro en línea	24
2.7. La toma de datos	25
2.8. Análisis de los datos crudos	25
2.9. Simulación de eventos en SELEX	32

2.9.1.	Generación de eventos	32
2.9.2.	Reconstrucción de eventos generados con SOAP	33
2.10.	Software utilizado para medir la polarización	34
3.	Análisis	37
3.1.	Selección de eventos	37
3.1.1.	Masa invariante	38
3.1.2.	Distribuciones de x_F y p_T	40
3.1.3.	Eliminación del ruido	41
3.1.4.	Distribución angular del protón	42
3.2.	Eficiencia de reconstrucción	47
3.3.	Métodos para medir la polarización	49
3.3.1.	Método de la aceptación	49
3.3.2.	Método de cancelación de asimetrías falsas	50
3.4.	Simulación Montecarlo	51
3.4.1.	Reconstrucción de eventos con SOAP	52
3.5.	Aceptancia de reconstrucción como función de $\cos \theta$	53
3.6.	Medición de la asimetría en la distribución angular del protón	53
3.7.	Validación de los algoritmos	54
3.7.1.	Simulación de eventos polarizados	55
3.7.2.	Prueba de conservación de la paridad	59
3.7.3.	Distribución angular del π^+ en el decaimiento del K_s^0	59
3.8.	Estudio de la aceptación como función de la polarización	59
3.8.1.	Eficiencia = $1/A(\cos \theta)$ en la proyección y	60
3.8.2.	Eficiencia = $1/A(\cos \theta)$ en la proyección x	61
3.8.3.	Eficiencia = $1/A(\cos \theta)$ en la proyección z	62
3.9.	Análisis de los datos con cortes adicionales	63
3.10.	Calculo de errores	63
4.	Resultados	65
4.1.	Polarización de la Λ^0 producida con el haz de Σ^-	66
4.1.1.	Polarización de la Λ^0 en la proyección y	66
4.1.2.	Polarización de la Λ^0 en la proyección x	67
4.1.3.	Polarización de la Λ^0 en la proyección z	68
4.1.4.	Polarización de la Λ^0 en la proyección y , para el corte M1M2	69
4.1.5.	Polarización de la Λ^0 en la proyección x , para el corte M1M2	70
4.1.6.	Polarización de la Λ^0 en la proyección z , para el corte M1M2	71

4.1.7.	Polarización de la Λ^0 en la proyección y , para el corte RICH	72
4.1.8.	Polarización de la Λ^0 en la proyección x , para el corte RICH	73
4.1.9.	Polarización de la Λ^0 en la proyección z , para el corte RICH	74
4.1.10.	Polarización de la Λ^0 como función del blanco de producción. Datos correspondientes a la región ($0.6 < p_T < 0.8$) GeV/c	75
4.2.	“Polarización del K_s^0 producido con el haz de Σ^- ”	76
4.2.1.	“Polarización” del K_s^0 en la proyección y	76
4.2.2.	“Polarización” del K_s^0 en la proyección x	77
4.2.3.	“Polarización” del K_s^0 en la proyección z	78
4.2.4.	“Polarización” del K_s^0 en la proyección y , para el corte M1M2	79
4.2.5.	“Polarización” del K_s^0 en la proyección x , para el corte M1M2	80
4.2.6.	“Polarización” del K_s^0 en la proyección z , para el corte M1M2	81
4.2.7.	“Polarización” del K_s^0 en la proyección y , para el corte RICH	82
4.2.8.	“Polarización” del K_s^0 en la proyección x , para el corte RICH	83
4.2.9.	“Polarización” del K_s^0 en la proyección z , para el corte RICH	84
4.3.	Polarización de la Λ^0 producida con el haz de protones	85
4.4.	Polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ producida con el haz de protón	86
4.5.	Polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ producida con el haz de Σ^-	87
5.	Discusión de los resultados	89
5.1.	Polarización de la Λ^0 producida con el haz de Σ^-	89
5.1.1.	Polarización de la Λ^0 sin cortes adicionales	89
5.1.2.	Polarización de la Λ^0 con cortes	90
5.2.	“Polarización” del K_s^0 producido con el haz de Σ^-	91
5.3.	Polarización de la Λ^0 producida con el haz de protón	91
5.4.	Polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ producida con el haz de protón	91
5.5.	Polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ producida con el haz de Σ^-	92
5.6.	Λ^0 's producidas con los haces de π	92
5.7.	Conclusiones	93
5.8.	Trabajo a futuro	93

A. Tablas de resultados	95
A.1. Λ^0 's producidas en la reacción $\Sigma^- N \rightarrow \Lambda^0 X$	95
A.2. Λ^0 's producidas en la reacción $p N \rightarrow \Lambda^0 X$	96
Referencias	99

Índice de figuras

1.1.	El espín de la Λ^0 en la dirección (θ', ϕ')	7
1.2.	Dirección del protón en el decaimiento de la Λ^0	10
1.3.	Esquema de la distribución angular del momento del protón con respecto al vector normal al plano de producción.	11
2.1.	Vista esquemática del experimento SELEX.	15
2.2.	Espectrómetros de SELEX.	16
2.3.	Esquema del espectrómetro del haz.	17
2.4.	Módulo del BTRD.	17
2.5.	Los tres bloques del detector de la trayectoria del haz.	19
2.6.	La región del vértice.	20
2.7.	El espectrómetro M1.	20
2.8.	El espectrómetro M2.	21
2.9.	Esquema del detector de luz Cherenkov RICH.	22
2.10.	Esquema del mecanismo disparador del quark c	24
2.11.	Porcentaje global de la toma de datos correspondiente a cada partícula diferente del haz.	26
2.12.	Tablas <code>recdf</code> y <code>recpid</code> utilizadas por RECON.	29
2.13.	Archivo típico de comandos de SOAP.	35
3.1.	Esquema de un evento usado para la reconstrucción de la Λ^0	38
3.2.	Masa invariante de la Λ^0 producida por el haz de Σ^-	39
3.3.	Distribuciones de x_F y p_T de la Λ^0 producida por el haz de Σ^-	40
3.4.	Discriminación entre eventos de Λ^0 y el ruido. $L/\sigma > 5$	42
3.5.	Distribuciones de x_F y p_T con ruido y sin ruido.	42
3.6.	Plano de Producción.	43
3.7.	Sistema de reposo de la Λ^0	43
3.8.	Distribución angular del protón con respecto al eje y , corres- pondiente a los intervalos $(0.4 < x_F < 0.5)$ y $(0.4 < p_T < 0.6) \text{ GeV}/c$	46

3.9. Distribución angular del protón respecto al eje y de los eventos generados por EDG, correspondiente a los intervalos $(0.4 < x_F < 0.5)$ y $(0.4 < p_T < 0.6)$ GeV/c	52
3.10. Distribución angular del protón respecto al eje y de los eventos reconstruidos por SOAP, correspondiente a los intervalos $(0.4 < x_F < 0.5)$ y $(0.4 < p_T < 0.6)$ GeV/c	53
3.11. Eficiencia de reconstrucción como función de $\cos \theta$, correspondiente a los intervalos $(0.4 < x_F < 0.5)$ y $(0.4 < p_T < 0.6)$ GeV/c	54
3.12. Medición de la polarización en la distribución de $\cos \theta$, correspondiente a los intervalos $(0.4 < x_F < 0.5)$ y $(0.4 < p_T < 0.6)$ GeV/c	55
3.13. Distribución angular del protón respecto al eje y de los eventos generados polarizados en un -30 %.	56
3.14. Distribución angular del protón respecto a los ejes x y z de los eventos generados polarizados en un -30 %.	57
3.15. Distribución angular del protón respecto al eje y de los eventos generados polarizados en un -30 %, reconstruidos con SOAP.	58
3.16. Distribución angular del protón respecto a los ejes x y z de los eventos generados polarizados en un -30 %, reconstruidos con SOAP.	58
3.17. Eficiencia en $\cos \theta_y$ como función de la polarización.	60
3.18. Eficiencia en $\cos \theta_x$ como función de la polarización.	61
3.19. Eficiencia en $\cos \theta_z$ como función de la polarización.	62
4.1. Polarización como función de p_T de la Λ^0 en las proyecciones y y x para el haz de protón.	85
4.2. Polarización como función de x_F de la Λ^0 en las proyecciones y y x para el haz de protón.	85
4.3. Polarización como función de x_F y p_T de la Λ^0 en la proyección z , para el haz de protón.	86
4.4. Polarización como función de p_T de la $\bar{\Lambda}^0$ en las proyecciones y y x para el haz de protón.	86
4.5. Polarización como función de x_F de la $\bar{\Lambda}^0$ en las proyecciones y y x para el haz de protón.	87
4.6. Polarización como función de x_F y p_T de la $\bar{\Lambda}^0$ en la proyección z , para el haz de protón.	87
4.7. Polarización como función de p_T de la $\bar{\Lambda}^0$ en las proyecciones y y x para el haz de Σ^-	87
4.8. Polarización como función de x_F de la $\bar{\Lambda}^0$ en las proyecciones y y x para el haz de Σ^-	88

4.9. Polarización como función de x_F y p_T de la $\bar{\Lambda}^0$ en la proyección z , para el haz de Σ^-	88
--	----

Índice de tablas

1.1. Coeficientes de <i>Clebsch-Gordan</i> para $l = 1$ y $s = 1/2$	6
1.2. Propiedades de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_s^0	9
2.1. Composición de los haces positivo y negativo [23].	18
2.2. Paquetes de SOAP.	26
2.3. Grupos de los datos que están contenidos en los <i>vtup4</i>	31
3.1. Eventos de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_s^0 seleccionados por cada haz.	40
A.1. Polarización (%) de la Λ^0 en la proyección y	96
A.2. Polarización (%) de la Λ^0 como función de p_T en la proyección y	96
A.3. Polarización (%) de la Λ^0 como función de x_F en la proyección y	97

Introducción

La polarización de los hiperones es un fenómeno de producción que aún no está bien entendido. En 1976 se publicó la primera observación de una polarización significativa de la Λ^0 producida inclusivamente con un haz de protones no polarizado [1]. Desde entonces se han empleado diferentes partículas en el haz en un rango muy amplio de energía ($12 - 920 \text{ GeV}/c$) para estudiar la polarización de la Λ^0 como función del momento transversal a la dirección del haz, p_T , y del momento longitudinal a través de x_F , así como del número atómico A del material del blanco [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9].

Los estudios que se han hecho con haces de protones reportan las siguientes observaciones generales:

- La magnitud de la polarización es negativa¹.
- La polarización aumenta linealmente con p_T a x_F constante, hasta $p_T \approx 1 \text{ GeV}/c$, a partir de donde es constante.
- La magnitud de la polarización se incrementa linealmente con x_F a p_T constante.
- La polarización no depende de la energía del haz. Esto es la justificación para usar la variable x_F .
- La polarización depende del número atómico A .

En el experimento E781 de Fermilab, se hizo un estudio preliminar de la polarización de la Λ^0 producida inclusivamente con un haz de Σ^- de $610 \text{ GeV}/c$ [10], incidente sobre blancos de Cu y C . Se estudió una muestra de $\approx 1 \times 10^6$ Λ^0 's identificadas, en los rangos $x_F > 0.3$ y $0.1 < p_T < 2.5 \text{ GeV}/c$. La polarización se comporta de la siguiente manera:

¹De acuerdo a la Convención de *Basel*.

- Es positiva, en contraste con las observaciones correspondientes a $p N \rightarrow \Lambda^0 X$.
- Crece linealmente con x_F para valores constantes de p_T .
- Crece como función de p_T hasta un valor máximo entre $p_T = 0.5$ y $1 \text{ GeV}/c$ a x_F constante, para $x_F > 0.33$; y luego decrece.

Los resultados de este estudio no fueron publicados.

WA89 es el único experimento que ha publicado la medición de la polarización de la Λ^0 producida inclusivamente con un haz de Σ^- [11, 12]. En ese experimento se usó un haz de Σ^- de $340 \text{ GeV}/c$ incidente sobre blancos de Cu y C . Las mediciones se realizaron sobre una muestra de 9.5 millones de Λ^0 's identificadas, en la región cinemática $x_F > 0.1$ y $p_T < 1.6 \text{ GeV}/c$. Las observaciones generales son las mismas que en el caso de [10]. No se observa diferencia sistemática en los resultados obtenidos para C y Cu .

Por otro lado el antihiperón de la Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$, se produce sin polarización [2, 6, 7, 9, 11, 12, 13].

A pesar de que el fenómeno de polarización de hiperones se ha observado bajo una gran variedad de condiciones experimentales (diferentes ángulos de producción, diferentes partículas y energía del haz, diferentes región cinemáticas, etc.), hasta ahora no existe un modelo definitivo que explique el fenómeno. Se han propuesto diferentes modelos que explican el mecanismo que da origen a la polarización [14, 15]. Sin embargo, ningún modelo es capaz de explicar todas las observaciones hechas bajo diferentes condiciones experimentales.

La asimetría de polarización es una fuente importante de información acerca del mecanismo de hadronización. La falta de un modelo definitivo parece indicar que se precisa de más resultados experimentales. Es por eso que este trabajo pretende contribuir con la medición de la polarización de la Λ^0 en la reacción poco estudiada $\Sigma^- N \rightarrow \Lambda^0 X$.

La información que aquí presentamos está distribuida en cinco capítulos. En el primer capítulo se presentan algunas consideraciones teóricas importantes acerca de la violación de la paridad en el decaimiento de la Λ^0 . En el segundo capítulo se hace una descripción general del aparato que fue contruido por la colaboración SELEX para llevar a cabo el experimento del cual provienen los datos que analizamos. El procedimiento que seguimos para llevar a cabo nuestra medición y los algoritmos de análisis se describen de manera sistemática en el capítulo 3. Los resultados de nuestro análisis así como la discusión de los mismos se presentan en los capítulos 4 y 5, res-

pectivamente. Por último, los resultados más importantes han sido tabulados para presentarlos en el apéndice A.

Capítulo 1

Consideraciones Teóricas

1.1. Producción de partículas

Los experimentos en física de altas energías requieren de aceleradores de partículas para llevarse a cabo. El desarrollo y construcción de aceleradores con energía e intensidad de haz cada vez más altas ha hecho posible el descubrimiento de más y más partículas elementales y/o compuestas. Las partículas más elementales conocidas hasta ahora son los quarks y los leptones. Partículas compuestas como los bariones (partículas que contienen 3 quarks de valencia) pueden ser producidas en reacciones elásticas y detectadas como resonancias ¹, o bien, en reacciones inelásticas en *experimentos de producción*. En el segundo caso, un haz de protones, piones o kaones con una energía tan alta como sea posible es proyectado contra un blanco fijo. El límite en la energía disponible para la producción de partículas es la energía del centro de masa \sqrt{s} . Como resultado de la colisión de la partícula del haz con las partículas del blanco, se producen grandes cantidades de partículas nuevas. La mayoría de ellas son partículas inestables que decaen en partículas más estables inmediatamente después de su producción y sólo es posible detectar los productos de su decaimiento. Si los momentos y las energías de los productos pueden ser medidos, se construyen los cuádrimomentos p_i de cada uno de ellos y se calcula la masa M de la partícula que decayó de acuerdo a

$$M^2 c^4 = \sum_i (p_i c)^2. \quad (1.1)$$

¹Una resonancia es un pico de probabilidad más alta en un histograma de *masa invariante*.

Esta manera de calcular M se conoce como *Método de la masa invariante* porque hace uso de la invarianza de la longitud del cuadrimomento.

En la práctica se toman diferentes combinaciones de las partículas que han sido detectadas y se calcula M . Las resonancias que han decaído en estas partículas son fácilmente identificadas porque generan picos en el espectro de masa invariante. Por un lado, esta técnica nos permite identificar resonancias de las cuales probablemente ya teníamos conocimiento, y en el más excitante de los casos, nos revela la presencia de una nueva partícula que ha sido formada.

1.1.1. Producción de hiperones

El hiperón Λ^0 es una partícula con espín 1/2 y puede ser producido mediante la interacción fuerte de las partículas del haz con los nucleones del blanco. La conservación de paridad en la interacción fuerte sólo permite que el espín se encuentre a lo largo de la dirección \hat{n} dada por

$$\hat{n} = \frac{\vec{p}_{haz} \times \vec{p}_{part}}{|\vec{p}_{haz} \times \vec{p}_{part}|}, \quad (1.2)$$

donde \hat{n} es el vector normal al *plano de producción* definido por la dirección del haz incidente \vec{p}_{haz} y la dirección de la partícula producida \vec{p}_{part} .

De manera general, las partículas que interactúan fuertemente son conocidas como hadrones. Se distinguen dos clases de hadrones de acuerdo a su momento angular intrínseco: bosones (partículas con espín entero) y fermiones (partículas con espín semientero). Los hadrones que son bosones son llamados mesones (están compuestos por un quark y un antiquark); los hadrones que son fermiones son llamados bariones (están compuestos por tres quarks). Los hiperones son bariones con un quark del tipo s .

A partir de la observación de las interacciones fuertes se ha establecido una ley empírica que establece que los bariones sólo pueden ser creados en pares barión-antibarión o junto con el decaimiento de otro barión. Esta observación permite asignarle a cada barión un número cuántico llamado *número bariónico*, B : $B = +1$ para los fermiones, $B = -1$ para los antifermiones y $B = 0$ para los bosones. La ley empírica de conservación del número bariónico ($\sum B = constante$), definido como el número de bariones menos el número de antibariones, se cumple en todas las interacciones.

Los hadrones que contienen un quark del tipo s son llamados partículas extrañas porque aun cuando se producen mediante la interacción fuerte, sólo

pueden decaer mediante la interacción débil; esto a pesar de que los productos del decaimiento incluyen hadrones. Las partículas extrañas pueden ser producidas mediante la interacción fuerte siempre y cuando se produzcan el mismo número de quarks s y antiquarks \bar{s} , a los cuales se les asigna un nuevo número cuántico, S , llamado extrañeza, para indicar el número de quarks s menos el número de antiquarks \bar{s} . Este número cuántico es conservado en las interacciones fuertes y electromagnéticas pero puede ser violado en interacciones débiles.

1.1.2. Caracterización de la producción de partículas

La producción de partículas está caracterizada generalmente por dos variables cinemáticas: el momento transversal p_T (perpendicular a la dirección del haz) de la partícula producida y su momento longitudinal p_L (en la misma dirección del haz), este último a través de la *variable de escalamiento de Feynman*, x_F . Si definimos un sistema coordenado cuyo eje z coincide con la dirección del haz, la magnitud del momento transversal es

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad . \quad (1.3)$$

La variable x_F se define como

$$x_F = \frac{p_L}{p_{Lmax}} \quad , \quad (1.4)$$

p_{Lmax} es el momento longitudinal máximo posible que la partícula puede tener. En el centro de masa de la colisión,

$$x_F \approx \frac{2p_L^{cm}}{\sqrt{s}} \quad , \quad (1.5)$$

con el momento longitudinal medido en el centro de masa, p_L^{cm} , dado por

$$p_L^{cm} = \frac{1}{\sqrt{s}} \left((E_{haz} + m_{blanco}c^2)p_L - p_{haz} E \right) \quad , \quad (1.6)$$

donde E representa la energía de la partícula producida, E_{haz} la energía del haz; m_{blanco} representa la masa del blanco y \sqrt{s} la energía del centro de masa. Cuando la energía de la partícula producida es muy alta (cientos de GeV), también se puede hacer la aproximación $x_F \approx p_{part}/p_{haz}$. En la referencia [16] se detalla la manera de obtener la aproximación 1.5.

Cuando la técnica de detección permite identificar a todos los productos de la reacción, a este proceso se le denomina *producción exclusiva*. Sin embargo, no siempre es posible identificar a todas las partículas. Cuando este es el caso, el proceso se conoce como *producción inclusiva* y se denota por

$$\Sigma^- N \rightarrow \Lambda^0 X ,$$

como en nuestro caso, donde sólo identificamos a la Λ^0 .

1.2. Paridad

La paridad es una transformación discreta al igual que la inversión temporal o la inversión de la carga [17]. La transformación activa de paridad cambia el signo de todos los vectores como son la posición y el momento lineal, $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$ y $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$, pero no cambia el signo de los vectores axiales tales como el momento angular y el espín. Esta transformación es equivalente a invertir sólo una coordenada y rotar el sistema 180° alrededor de esa coordenada. La invarianza de un sistema ante esta transformación se reduce así a una invarianza ante la inversión de una coordenada, por lo que también se conoce como simetría de reflexión.

Un estado de una partícula es un *estado propio* del operador de paridad \mathbb{P} sólo si la partícula está en reposo. Sin embargo, en su sistema de reposo, la partícula tiene momento cero y una paridad intrínseca η . Una partícula descrita por la superposición de ondas esféricas tiene una paridad $\eta(-1)^l$ mientras que en un sistema de dos partículas con paridades intrínsecas η_1 y η_2 expandido en ondas esféricas, la onda l -ésima tiene paridad $\eta_1\eta_2(-1)^l$, donde l es el momento angular orbital relativo entre las partículas.

1.2.1. Conservación de la paridad

Si la transformación de paridad deja a un sistema invariante, se dice que el sistema conserva la paridad, mientras que en el caso contrario, se dice que el sistema viola esta simetría. Existen varias formas de determinar si la paridad se conserva en una interacción:

- Las funciones de onda de los estados inicial y final deben tener la misma paridad.
- El sistema debe ser invariante ante una transformación activa de paridad.
- El hamiltoniano conmuta con el operador de paridad.

La interacción fuerte, al igual que la electromagnética conserva la paridad de los sistemas.

1.2.2. Violación de la paridad

La no-conservación de la paridad es una propiedad general de la interacción débil. Para probar de manera inequívoca si la paridad era o no conservada en la interacción débil, fue necesario diseñar un experimento que permitiera probar que la interacción débil distingue entre la izquierda y la derecha. En 1956 Lee y Yang sugirieron experimentos que probarían de manera inequívoca la violación de la paridad en la interacción débil. Uno de los experimentos consistía en medir una asimetría en la distribución del electrón en el decaimiento β , y uno más en la medición de una asimetría en la distribución angular de los productos del decaimiento de mesones e hiperones. En el primer caso, la asimetría fue medida por Wu (Wu et al., 1957)².

1.2.3. Violación de la paridad en el decaimiento de la Λ^0

La Λ^0 es una partícula inestable que decae mediante la interacción débil independientemente de la forma como fue producida.

Consideremos el decaimiento débil no leptónico [18, 19]

$$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^- .$$

Si definimos la dirección del espín, \mathbf{s} , de la Λ^0 en su sistema de reposo, como el eje z , entonces $j_z = \pm 1/2$, puesto que la Λ^0 tiene espín $1/2$. La distribución angular (θ, ϕ) del protón (o del pión) depende sólo del momento angular orbital l entre el protón y el pión. Si el espín de la Λ^0 y el espín del protón son paralelos, $l = 0$; si son antiparalelos, $l = 1$. Para el primer caso, el sistema protón-pión tiene una paridad³ $\eta_p \eta_{\pi^-} (-1)^0 = -1$, y para $l = 1$ la paridad es $\eta_p \eta_{\pi^-} (-1)^1 = +1$. Vemos que sólo la onda \mathcal{P} conserva la paridad (par) del estado inicial. No obstante, la no-conservación de la paridad en la interacción débil permite una mezcla de los estados, con amplitudes (en general complejas) \mathcal{S} y \mathcal{P} en el estado final.

²Este experimento se considera como la primera demostración experimental de la violación de la paridad y confirmó las predicciones de Lee y Yang acerca de la rotura de esta simetría en interacciones débiles. Lee y Yang recibieron el premio Nobel de física de 1957.

³Las paridades intrínsecas de las partículas involucradas son $\eta_{\Lambda^0} = +1$, $\eta_p = +1$ y $\eta_{\pi^-} = -1$.

Podemos representar los estados del sistema en términos de cualquiera de las dos bases $|l, s, l_z, s_z\rangle$ y $|l, s, j, j_z\rangle$. Ambas descripciones están relacionadas por los *coeficientes de Clebsch-Gordan*. En la tabla 1.2.3 se muestran los coeficientes correspondientes a la adición de $l = 1$ y $s = 1/2$.

Consideremos primero el caso $j_z = +1/2$. El estado \mathcal{S} está dado por

$$|\psi_{\mathcal{S}}\rangle = \mathcal{S}|0, \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}\rangle,$$

y el estado \mathcal{P} está dado por

$$|\psi_{\mathcal{P}}\rangle = \mathcal{P}\left[-\frac{1}{\sqrt{3}}|1, \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}\rangle + \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}}|1, \frac{1}{2}, 1, -\frac{1}{2}\rangle\right].$$

Los subespacios de momento angular y de espín son independientes, esto nos permite separar los estados en dos partes como sigue:

$$\langle \theta, \phi, s', s'_z | l, s, l_z, s_z \rangle = \langle \theta, \phi | l, l_z \rangle \langle s', s'_z | s, s_z \rangle = Y_l^{l_z} \delta_{ss'} \delta_{s_z s'_z}. \quad (1.7)$$

$1 \times 1/2$							
$j:$		3/2	3/2	1/2	3/2	1/2	3/2
$j_z:$		+3/2	+1/2	+1/2	-1/2	-1/2	-3/2
l_z	s_z						
+1	+1/2	1					
+1	-1/2			$\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$		
0	+1/2			$\sqrt{\frac{2}{3}}$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$		
0	-1/2				$\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\sqrt{\frac{1}{3}}$	
-1	+1/2				$\sqrt{\frac{1}{3}}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	
-1	-1/2						1

Tabla 1.1: Coeficientes de *Clebsch-Gordan* para $l = 1$ y $s = 1/2$

El estado final $|\Psi\rangle$ es la superposición de los estados \mathcal{S} y \mathcal{P} , de manera que la amplitud de probabilidad de encontrar al protón en la dirección (θ, ϕ) con espín $|s', s'_z\rangle$ es

$$\begin{aligned}
\langle \theta, \phi, s', s'_z | \Psi \rangle &= \mathcal{S} \langle \theta, \phi | 0, 0 \rangle \langle s', s'_z | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle \\
&\quad - \frac{\mathcal{P}}{\sqrt{3}} \langle \theta, \phi | 1, 0 \rangle \langle s', s'_z | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle \\
&\quad + \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \mathcal{P} \langle \theta, \phi | 1, 1 \rangle \langle s', s'_z | \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \rangle .
\end{aligned}$$

En la dirección del eje z ($\theta = 0$, $\phi = 0$), esta amplitud es

$$\langle 0, 0, s', s'_z | \Psi \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (\mathcal{S} - \mathcal{P}) \langle s', s'_z | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle .$$

Si la Λ^0 está polarizada totalmente en la dirección (θ', ϕ') como se muestra en la figura 1.1, la amplitud espinorial se modifica⁴,

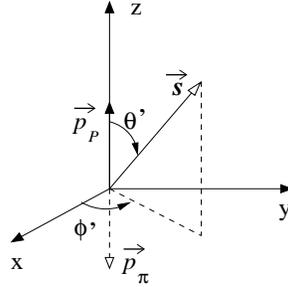


Figura 1.1: El espín de la Λ^0 en la dirección (θ', ϕ')

$$\langle s', s'_z | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle \implies \cos(\theta'/2) \exp(-i\phi'/2) \langle s', s'_z | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle .$$

La ecuación 1.7 nos dice que la Λ^0 con $s_z = 1/2$ produce un protón con $s'_z = +1/2$; la amplitud correspondiente es

$$\langle 0, 0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | \Psi \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (\mathcal{S} - \mathcal{P}) \cos(\theta'/2) \exp(-i\phi'/2) . \quad (1.8)$$

⁴Las amplitudes correspondientes para $|s = 1/2, s_z = 1/2 \rangle$ y $|s = 1/2, s_z = -1/2 \rangle$ se obtienen aplicando el operador de rotación $\exp(-i\frac{\sigma \cdot \hat{n}}{2}\alpha)$ sobre $|s = 1/2, s_z = -1/2 \rangle$ con $\alpha = \theta'$ alrededor del eje y y $\alpha = \phi'$ alrededor del eje z , de manera consecutiva.

El mismo procedimiento que nos llevó a la obtención de 1.8 revela que el caso $j_z = -1/2$ produce un protón con $s'_z = -1/2$; la amplitud correspondiente es

$$\langle 0, 0, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} | \Psi \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (\mathcal{S} + \mathcal{P}) \sin(\theta'/2) \exp(i\phi'/2) \quad . \quad (1.9)$$

La intensidad total se calcula como la suma de los cuadrados de las amplitudes 1.8 y 1.9

$$\begin{aligned} I(\theta', \phi') &= \frac{1}{4\pi} \{ |\mathcal{S}|^2 + |\mathcal{P}|^2 - 2\text{Re}\mathcal{S}^*\mathcal{P} \cos\theta' \} \\ &\propto 1 + \alpha \cos\theta' \quad , \end{aligned} \quad (1.10)$$

con

$$\alpha = \frac{-2\text{Re}\mathcal{S}^*\mathcal{P}}{|\mathcal{S}|^2 + |\mathcal{P}|^2} \quad .$$

Luego, existe una asimetría dado por el parámetro α o *factor de asimetría*, el cual depende de la magnitud de la interferencia de los términos con momentos angulares $l = 1$ y $l = 0$. Esta asimetría fue observada por primera vez por Crawford y colaboradores en 1958. En la tabla 1.2.3 se da el valor del parámetro α para Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$, además de otras propiedades de estas partículas y del mesón K_s^0 .

El tratamiento descrito anteriormente para el decaimiento del hiperón Λ^0 se aplica para cualquier decaimiento del tipo $Y \rightarrow B X$, donde Y representa un hiperón con espín $s = 1/2$ que decae en un barión B con espín $s = 1/2$ y una partícula X con espín cero.

1.3. Polarización

Los hiperones producidos inclusivamente o exclusivamente pueden o no presentar polarización. La polarización es una propiedad colectiva de un ensamble de partículas con espín diferente de cero. El ensamble está polarizado cuando existe una población asimétrica en los estados de espín con respecto a un eje de referencia \hat{k} . Para partículas de espín 1/2, la polarización es un vector definido como

$$\vec{P} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \hat{k} \quad , \quad (1.11)$$

	Masa (MeV)	$c\tau$ (cm)	Dec. principal	S	$I(J^P)$	α
Λ^0	1115.683	7.89	$p \pi^-$	-1	$0(\frac{1}{2}^+)$	0.642
	± 0.006		$(63.9 \pm 0.5) \%$			± 0.013
$\bar{\Lambda}^0$	1115.683	7.89	$\bar{p} \pi^+$	1	$0(\frac{1}{2}^+)$	- 0.642
	± 0.006		$(63.9 \pm 0.5) \%$			± 0.013
K_s^0	497.648	2.6842	$\pi^+ \pi^-$	-1	$\frac{1}{2}(0^-)$	NA
	± 0.022		$(68.95 \pm 0.14) \%$			

Tabla 1.2: Propiedades de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_s^0 [20].

donde $N \uparrow$ representa el número de partículas con espín en la dirección de \hat{k} y $N \downarrow$ representa el número de partículas con espín en la dirección $-\hat{k}$. La convención de *Basel* para partículas de espín 1/2 establece que la polarización es positiva si \vec{P} tiene la misma dirección que \hat{n} (ecuación 1.2).

Si una muestra de Λ^0 está polarizada, la polarización se va a reflejar en una asimetría en la distribución angular de los productos del decaimiento de los Λ^0 . Debemos distinguir esta asimetría de polarización⁵ de la asimetría del decaimiento, la cual tiene un origen diferente que ya se ha discutido. Existen diferentes métodos para medir la polarización. Uno de ellos, el cual se aplica para medir la polarización de partículas inestables de manera indirecta a través de los productos de su decaimiento, precisa del conocimiento del factor de asimetría. Cuando el factor es muy pequeño, no es fácil medir el valor de la polarización. Afortunadamente para nosotros, el factor de asimetría de la Λ^0 no es muy pequeño. Este es el método que describimos a continuación para el caso particular de la Λ^0 .

La ecuación 1.10 ha sido obtenida bajo el supuesto de que la Λ^0 está totalmente polarizada en la dirección (θ', ϕ') . Si la Λ^0 está polarizada sólo parcialmente, entonces la asimetría aparente en el decaimiento del protón se reduce por un factor igual a la magnitud de la polarización de la Λ^0 .

⁵En adelante nos vamos a referir a la asimetría de polarización simplemente como a la polarización.

$$I(\theta', \phi') \propto (1 + \alpha P \cos \theta') \quad . \quad (1.12)$$

El ángulo θ' en la ecuación 1.12 está definido con respecto a \vec{s} . Físicamente, sólo es posible medirlo con respecto al vector normal al plano de producción \hat{n} , previamente definido, de manera que debemos redefinir el ángulo $\theta' \implies \theta$, como se muestra en la figura 1.2. Por otro lado, la intensidad se cuantifica mediante el conteo del número dN de protones emitidos a través del ángulo sólido $d\Omega$. Así, la intensidad se torna en

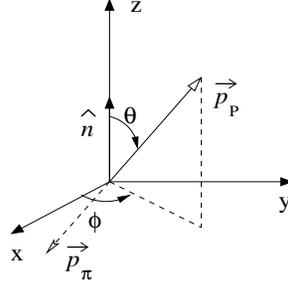


Figura 1.2: Dirección del protón en el decaimiento de la Λ^0 .

$$I(\theta, \phi) = |\Psi|^2 = \frac{1}{N_0} \frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha \vec{P} \cdot \hat{p}_{proton}) \quad , \quad (1.13)$$

ó

$$\frac{dN}{d \cos \theta} = \frac{N_0}{2} (1 + \alpha P \cos \theta) \quad , \quad (1.14)$$

normalizada al número de protones N_0 de la muestra que se está analizando. Luego, la asimetría en la dirección de los protones emitidos fija la magnitud de la polarización de la Λ^0 .

La ecuación 1.14 representa una distribución lineal en $\cos \theta$ con una pendiente dada por la asimetría total (asimetría de polarización y asimetría del decaimiento) $A = \alpha P$, tal como se muestra en la figura 1.3.

1.3.1. Modelos

Una discusión acerca del mecanismo que da origen a la polarización de hiperones está fuera del alcance de este trabajo. No obstante, vale la pena hacer mención del primer modelo semiclásico más conocido que reproduce

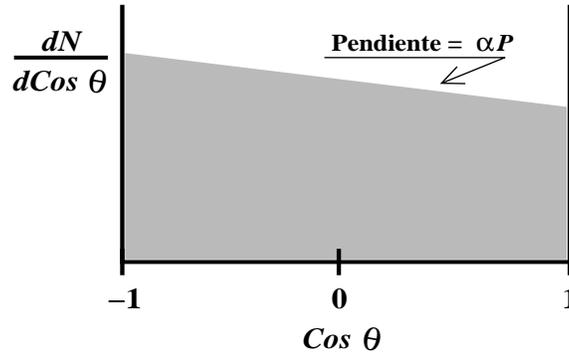


Figura 1.3: Esquema de la distribución angular del momento del protón con respecto al vector normal al plano de producción.

cualitativamente bien las mediciones hechas en el sector donde los resultados experimentales son más abundantes (experimentos que usan un haz de protones y miden la polarización en alguna región cinemática de x_F y de p_T).

1.3.2. Modelo DGM

El punto de partida es el modelo de recombinación de quarks [21], según el cual, las partículas del haz están formadas por tres quarks de valencia (V) en un estado ligado de un quark y un diquark, más un gran número de quarks del mar (S). Las partículas creadas en la interacción se forman prioritariamente a partir de los quarks de valencia disponibles más los quarks que residen en el mar y que son creados en pares $q\bar{q}$. Los quarks rápidos (de valencia) se combinan con espín arriba y los quarks lentos (del mar) se combinan con espín abajo en cualquiera de los siguientes procesos:

- VVS. La partícula producida se forma a partir de dos quarks de valencia más un quark del mar de la partícula del haz.
- VSS. Se intercambian dos quarks durante la recombinación.
- SSS. El haz y la partícula creada no tienen quarks en común.

Por ejemplo, en el proceso $p N \rightarrow \Lambda^0 X$, la Λ^0 es producida por la recombinación del par de valencia ud más un quark s del mar del protón. El espín de la Λ^0 es el espín del quark s .

En el modelo DGM [22], el origen de la polarización se debe a un efecto de precesión de Thomas ⁶ durante el proceso de recombinación de quarks. Este modelo sólo pretende explicar la polarización observada en el proceso $p N \rightarrow \Lambda^0 X$.

La observación fundamental del modelo es que el quark s reside en el mar del protón y lleva aproximadamente un décimo del momento del mismo. Durante la recombinación, el quark s pasa a ser un quark de valencia de la Λ^0 donde lleva aproximadamente una tercera parte del momento de la Λ^0 . Evidentemente, la recombinación induce un gran incremento en el momento longitudinal del quark s . Al mismo tiempo, el quark s lleva un momento transversal aproximadamente igual a la mitad del momento transversal de la lambda. El vector de velocidad del quark s no es paralelo al cambio en momento inducido por la recombinación y como consecuencia, su espín va a experimentar una precesión de Thomas.

La asimetría de polarización tiene una dependencia aproximadamente lineal en p_T y sólo depende débilmente de x_F

$$P(p \rightarrow \Lambda^0) = -A(p_T, x_F)p_T \quad .$$

Generalmente los modelos más viejos consideran únicamente la dependencia en p_T . Los modelos más recientes son modelos cuánticos que toman en cuenta la dependencia real en ambas variables cinemáticas x_F y p_T [14]. No obstante ninguno se ajustan bien a los resultados experimentales.

⁶La precesión de Thomas aparece cuando se combinan dos *boosts de Lorentz* en diferentes direcciones, lo que equivale a hacer un *boost de Lorentz*, seguido de una rotación espacial.

Capítulo 2

El experimento SELEX

Los datos que se analizan en este trabajo pertenecen al experimento SELEX (Fermilab-E781). SELEX (SEgmented Large X_F baryon spectrometer) es un experimento de física de altas energías de blanco fijo cuya toma de datos se llevó a cabo entre 1996 y 1997. Fue diseñado principalmente para el estudio de los mecanismos de producción y decaimiento de bariones con quark c a grandes valores de x_F , producidos mediante haces de Σ^- , p y π^- , incidentes sobre blancos de Cu y C . Con los datos recolectados por SELEX es posible estudiar partículas con quark s y sus antipartículas. En particular, se puede estudiar la producción [16] y la polarización [10] del hiperón Λ^0 y su antipartícula $\bar{\Lambda}^0$.

2.1. Descripción del detector

Los propósitos fundamentales del detector son los siguientes:

- La identificación de la partícula del haz y la medición de su momento
- Identificación y medición del momento de las partículas producidas en la interacción y/o de las partículas producidas en el decaimiento de las primeras; con el fin de construir los cuadrimomentos p_i de la ecuación 1.1.

La medición del momento es posible mediante el uso de campos magnéticos y detectores de partículas. La identificación de partículas se hace de manera indirecta mediante la detección de algún tipo de radiación producida por las partículas mismas al interaccionar con la materia, o midiendo su masa.

Los campos magnéticos, detectores de trayectorias y otros componentes, están distribuidos en módulos (cada uno compuesto por un imán y un conjunto de detectores de trayectorias) que constituyen el detector, llamados espectrómetros. El detector principal que se emplea para identificar el protón del decaimiento de la Λ^0 es el RICH, el cual se describe en 2.4.1

A continuación se hará una descripción del experimento, haciendo énfasis en los detalles que son relevantes para el desarrollo del presente trabajo.

La figura 2.1 muestra una vista esquemática del experimento, el cual está compuesto de cinco partes principales:

BEAM	El espectrómetro del haz
SILICON VERTEX	El espectrómetro del vértice
M1	El espectrómetro M1
M2	El espectrómetro M2
M3	El espectrómetro M3

En la figura 2.2 se muestran de manera esquemática los espectrómetros.

2.1.1. El espectrómetro del haz

La función principal de este espectrómetro, como su nombre lo indica, es la identificación de las partículas del haz y la medición de su trayectoria.

La figura 2.3 muestra un esquema de este espectrómetro con sus componentes: blanco de producción de hiperones, imán de hiperones, detectores para identificar la partícula del haz, detectores de la trayectoria y centelleadores usados por el mecanismo disparador.

Blanco de producción y el imán de hiperones

Un haz primario de protones de $800 \text{ GeV}/c$ (de aproximadamente 1 mm de diámetro), es suministrado por el Tevatrón de Fermilab¹ (desde el extremo izquierdo en la figura 2.1) a razón de 5×10^{10} protones por segundo durante 20 segundos cada minuto. Estos protones son enfocados sobre el blanco de producción de hiperones: un blanco de Be de $1 \times 2 \times 400 \text{ mm}^3$ que se encuentra a la entrada del canal de hiperones. En esta etapa se produce un haz secundario que es colimado por un canal curvo de paredes de Tungsteno de unos $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ y 7.3 m de longitud dentro del imán de hiperones.

La carga y el momento de las partículas del haz secundario se determinan con la polaridad y la intensidad del campo magnético del imán de

¹Fermi National Accelerator Laboratory.

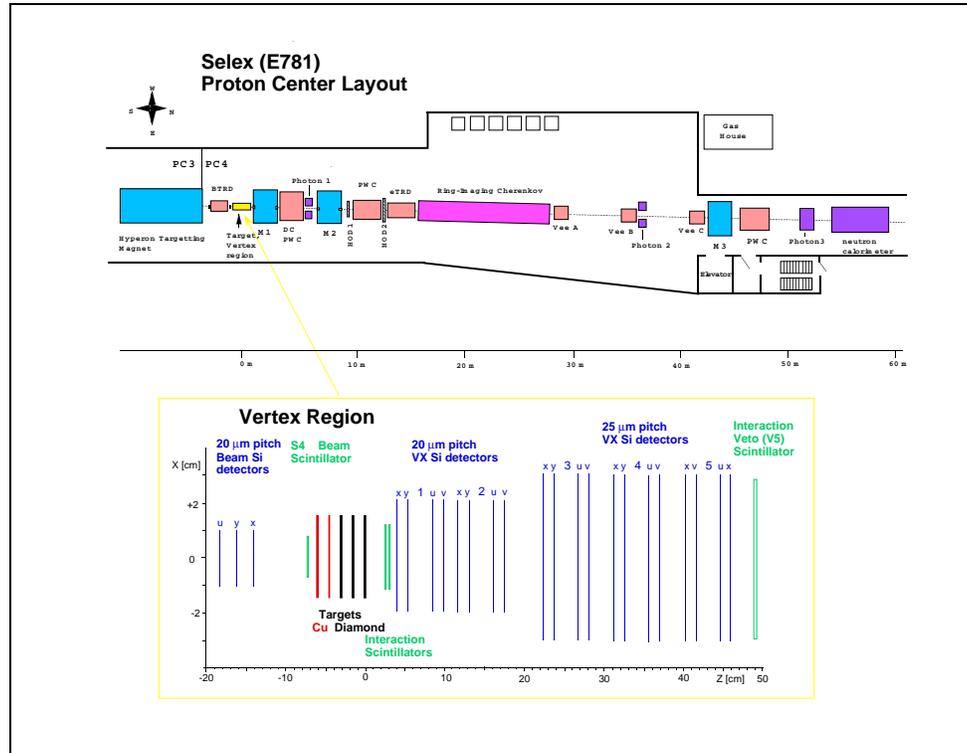


Figura 2.1: Vista esquemática del experimento SELEX.

hiperones, respectivamente. Para el haz negativo sólo partículas con momento de alrededor de 600 GeV pueden atravesar el imán y sólo partículas de unos $520 \text{ GeV}/c$ pueden hacerlo cuando se trata del haz positivo. Estas son identificadas con el detector de radiación de transición del haz. Para cuando el haz secundario llega a la región de este detector, su sección transversal alcanza unos 2.5 cm de diámetro.

El detector de radiación de transición del haz

El detector está compuesto por 10 módulos como el que se muestra en la figura 2.4. El BTRD² es capaz de detectar un tipo de radiación llamada radiación de transición. Una partícula relativista que atraviesa la frontera entre dos medios con constantes dieléctricas diferentes, emite una radiación de rayos X (de unos KeV) cuya intensidad es proporcional al factor γ de Lorentz. Por ejemplo, para un pión con un momento de $600 \text{ GeV}/c$, $\gamma \approx 4300$ mientras que para un sigma del mismo momento, $\gamma \approx 500$. Esta diferencia en

²Beam Transition Radiation Detector

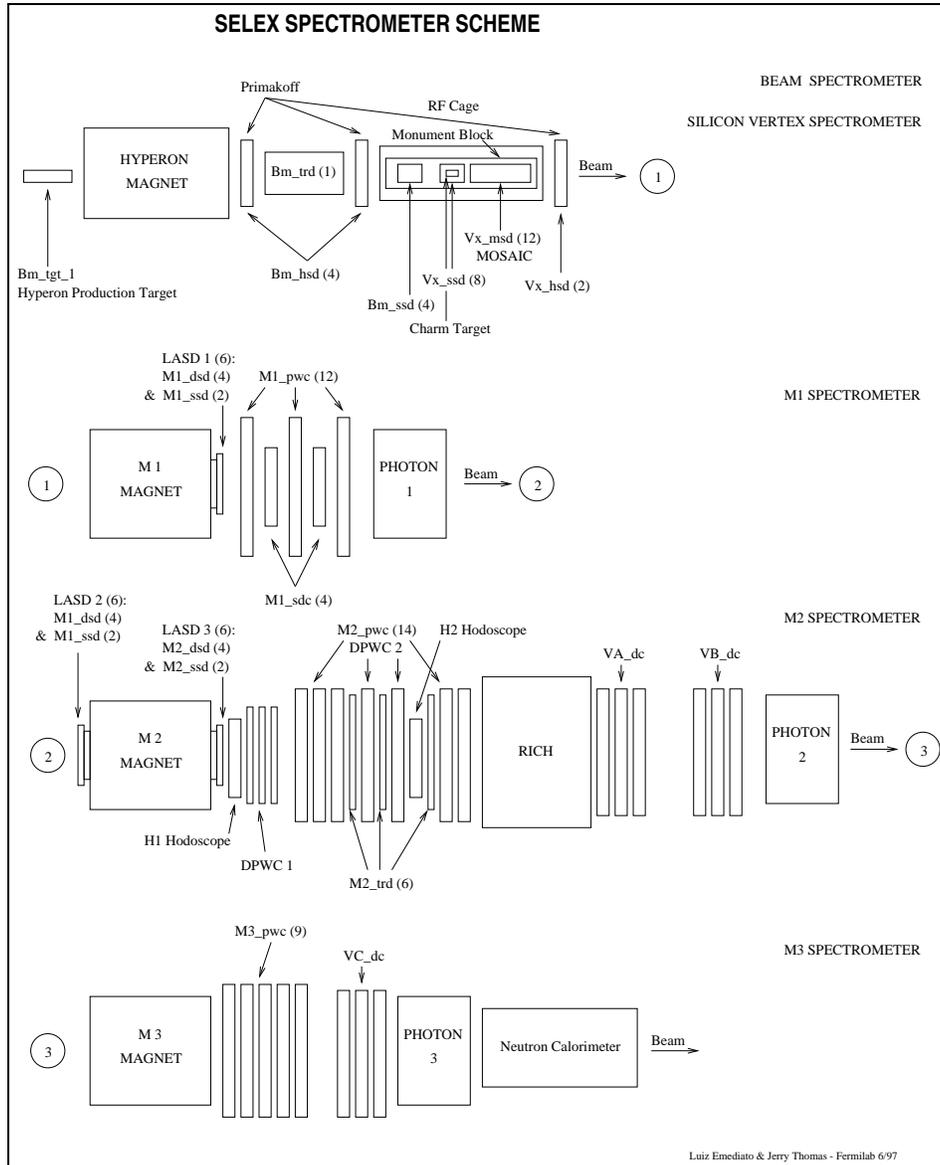


Figura 2.2: Espectrómetros de SELEX.

las intensidades nos permite separar a las partículas más pesadas (bariones) de las más ligeras (mesones). Las mediciones revelan que tanto el haz positivo como el negativo están compuestos por una componente bariónica y una componente mesónica [23] como se indica en la tabla 2.1.

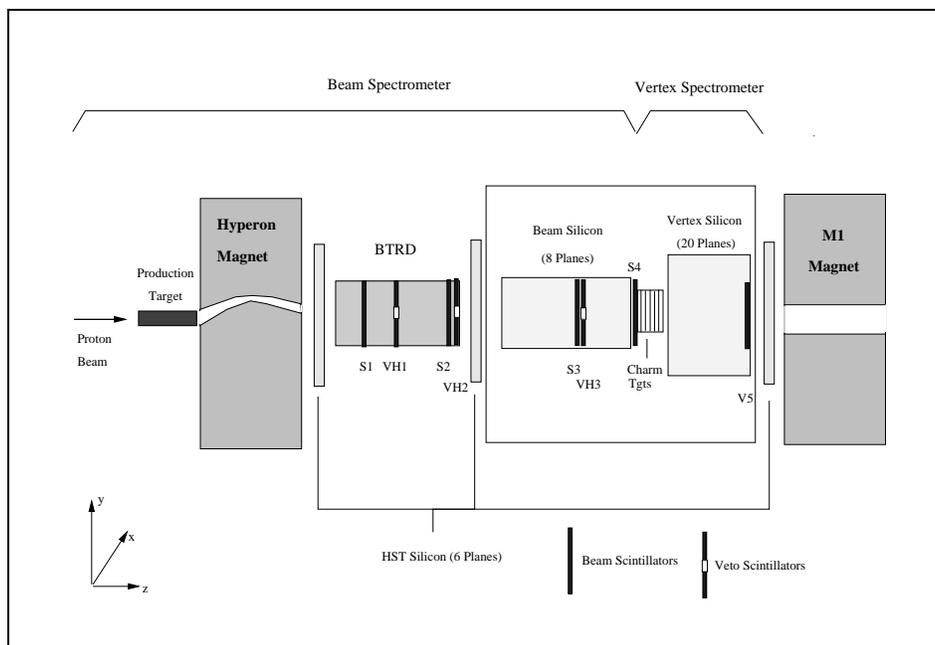


Figura 2.3: Esquema del espectrómetro del haz.

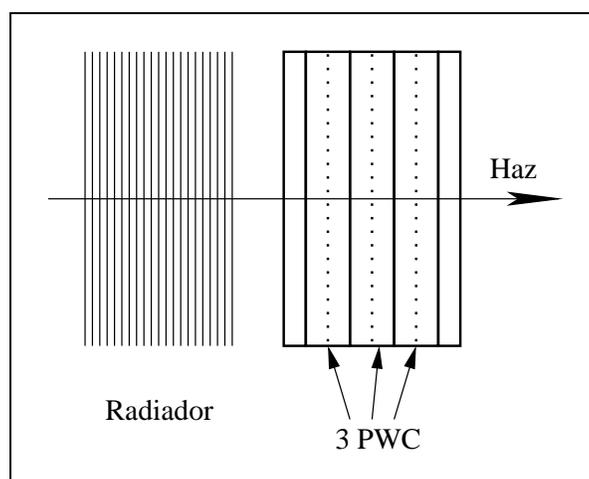


Figura 2.4: Módulo del BTRD.

Componente bariónica		Componente mesónica	
Haz 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 positivo			
p	$97.06 \pm 2.28 \%$	π^+	$70 \pm 17 \%$
Σ^+	$2.94 \pm 0.76 \%$	K^+	$30 \pm 7 \%$

Tabla 2.1: Composición de los haces positivo y negativo [23].

Detectores de la trayectoria del haz

El detector de la trayectoria del haz consiste de 8 planos detectores de tiras de Silicio (SSD³). Cada plano tiene un área activa de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ donde se han pegado 1024 tiras de Silicio con una separación entre líneas de $20 \mu\text{m}$. Los planos están distribuidos en tres bloques de 3, 2 y 3 planos cada uno, respectivamente, como se muestra en la figura 2.5. La determinación de la trayectoria del haz tiene una precisión de $4 \mu\text{m}$.

2.2. El espectrómetro del vértice

Este espectrómetro permite medir la posición dentro de los blancos de producción donde se producen las partículas (vértice primario) y la posición donde decaen (vértice secundario). Dos partes principales constituyen este espectrómetro: los blancos de producción y el detector del vértice de micro tiras de Silicio.

Los datos que se analizan en este trabajo fueron tomados usando cinco blancos de producción: dos láminas de cobre, una de 1.6 mm de ancho y otra de 1.016 mm de ancho, y tres láminas de diamante de 2.2 mm de ancho cada una. Los blancos están separados por una distancia de 1.5 cm .

El detector del vértice de micro tiras de Silicio está compuesto por 20 planos de detectores de tiras de Silicio montados en cuatro estaciones con 5 detectores cada una, como se muestra en la figura 2.6. Las tiras de los detectores en los planos u y v están rotadas 45° respecto de las tiras en los detectores x y y . Los ocho primeros detectores tienen una separación

³Silicon-Strip Detectors

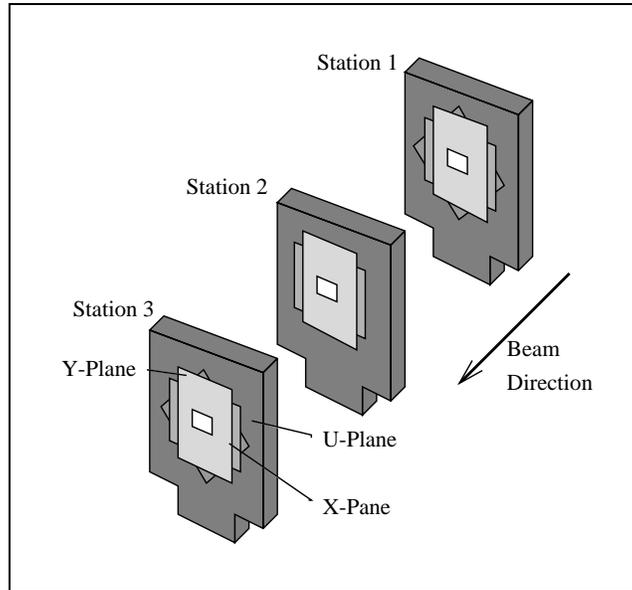


Figura 2.5: Los tres bloques del detector de la trayectoria del haz.

entre tiras de $20 \mu\text{m}$ y una región activa de $5.12 \times 5.0 \text{ cm}^2$; los doce restantes tienen $25 \mu\text{m}$ y $8.3 \times 9.6 \text{ cm}^2$, respectivamente. La resolución espacial de cada detector es de $6.5 \mu\text{m}$ lo que permite medir la separación entre los vértices primario y secundario a lo largo de la dirección del haz.

2.3. El espectrómetro M1

Este espectrómetro está optimizado para analizar partículas de bajo momento (2.5 a $15 \text{ GeV}/c$). Consta de un imán llamado M1 y los detectores de trayectorias son tres cámaras de alambre proporcionales (PWC), dos cámaras de arrastre (DC) y dos estaciones de detectores de Silicio de ángulo grande (LASD); tal como se indica en la figura 2.7. Más detalles técnicos están descritos en la referencia [16].

Una cámara de alambre es básicamente un detector de ionización. Está compuesta de un plano de alambres (ánodos) igualmente espaciados, centrados entre dos planos que hacen las veces de cátodos. El espacio entre los cátodos se llena con una mezcla especial de gas que es fácilmente ionizable. Si se aplica un voltaje negativo muy alto (1000 V o más) entre los cátodos, se establece un campo eléctrico muy intenso que se origina radialmente en los alambres y culmina en las paredes del cátodo. Las partículas cargadas

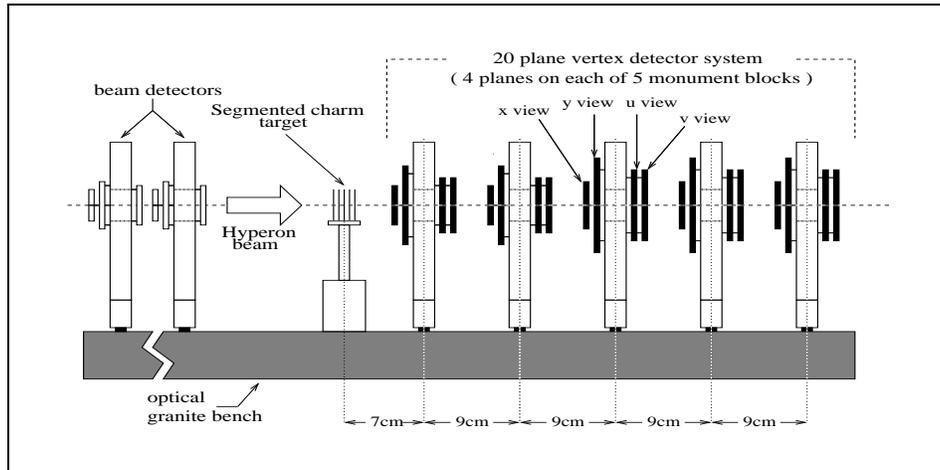


Figura 2.6: La región del vértice.

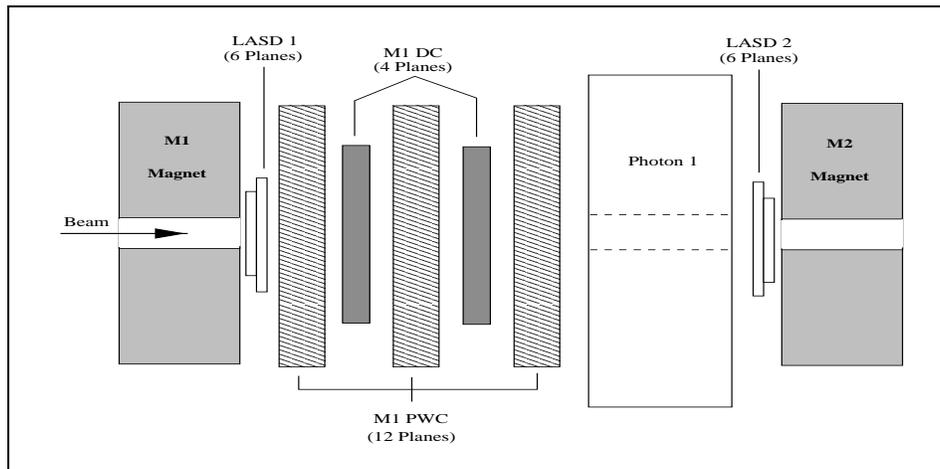


Figura 2.7: El espectrómetro M1.

que atraviesan el gas producen ionización. Los electrones producidos en la ionización son “arrastrados” por el campo eléctrico hacia los alambres y los iones positivos hacia el cátodo. Muy cerca de los alambres el campo es muy intenso (tiene una dependencia $1/r$), de tal manera que cuando los electrones alcanzan esta región, se produce una avalancha de ionización. Dado que el campo eléctrico es más fuerte cerca del ánodo, la avalancha ocurre muy rápido en una región de pocas veces el radio del alambre alrededor del mismo. El número de pares electrón-ión en la avalancha es directamente proporcional al número de electrones primarios. Como resultado se obtiene una amplificación proporcional en la corriente, con un factor de multiplicación que depende del voltaje de trabajo. Esta señal de corriente es amplificada por un circuito electrónico para su análisis.

2.4. El espectrómetro M2

Este espectrómetro está optimizado para analizar partículas con momento mayor a $15 \text{ GeV}/c$. Está compuesto por un imán llamado M2, un tercer módulo de detectores de Silicio de ángulo grande (LASD3) con 6 planos de detectores, 14 planos de PWC's, 2 hodoscopios, un detector de luz Cherenkov, 6 planos de detectores de radiación de transición de electrones (ETRD) y 2 estaciones de cámaras de arrastre vectoriales (VeeA y VeeB) con 3 cámaras VDC cada una, figura 2.8. La función de los hodoscopios es la de proveer de información rápida al hardware del mecanismo disparador para eliminar eventos con más de una partícula en el haz.

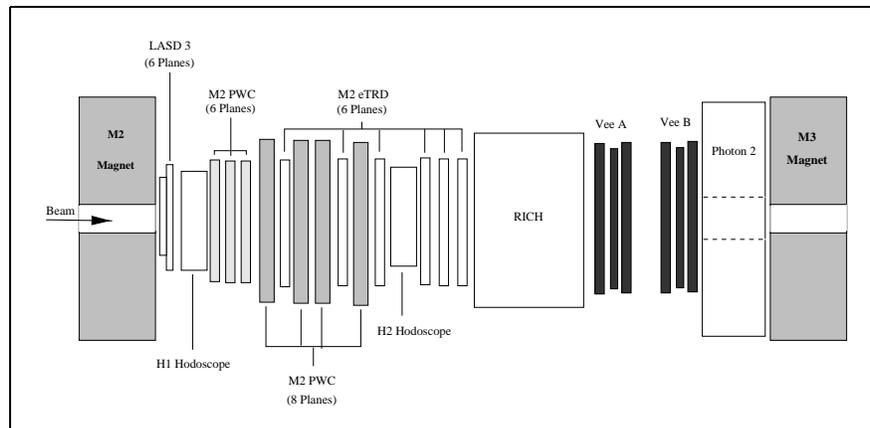


Figura 2.8: El espectrómetro M2.

2.4.1. El detector de luz Cherenkov

Este detector se emplea para identificar partículas cargadas de manera indirecta mediante la detección de la luz Cherenkov. La luz Cherenkov se produce cuando una partícula cargada viaja a través de un material con una velocidad v más grande que la velocidad de la luz en ese medio (c/n). Los fotones son radiados a un ángulo θ_C con respecto de la línea de vuelo de la partícula,

$$\cos \theta_C = \frac{c}{nv} \quad ,$$

donde n es el índice de refracción del material.

El RICH (Ring Imaging Cherenkov Counter), es un tanque cilíndrico de acero de 10.2 m de longitud y un diámetro de 2.36 m como se muestra en la figura 2.9. El interior del tanque tiene un recubrimiento que impide la reflexión de la luz, está lleno con gas Ne y opera a una presión de 1 atm. En el extremo derecho del detector hay un arreglo de 16 espejos esféricos hexagonales que cubren un área de $2.4 \times 1.2 \text{ m}^2$. La función de los espejos es reflejar la luz Cherenkov hacia un arreglo de 2848 tubos fotomultiplicadores colocados en el otro extremo del tanque. La luz Cherenkov forma anillos en la superficie de los fotomultiplicadores. El radio de los anillos es diferente para partículas con masas diferentes y momentos iguales. El diseño del RICH de SELEX fue optimizado para identificar electrones, piones, kaones, protones y sigmas en un rango amplio de momento [24].

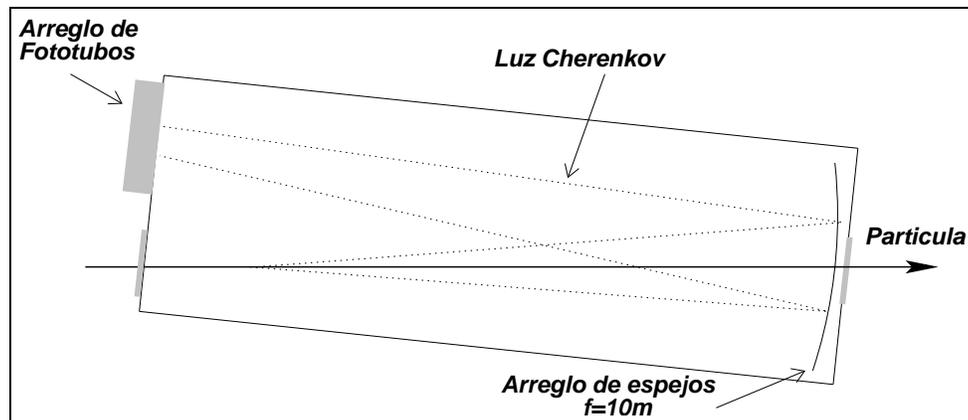


Figura 2.9: Esquema del detector de luz Cherenkov RICH.

2.5. Sistema disparador

El propósito de este mecanismo es seleccionar los eventos cuya topología indique la producción de partículas con quark c . Si este es el caso, el evento se lee y pasa al siguiente nivel (Filtro en línea), si no, se deshecha.

La gran cantidad de protones del haz primario producen muchas interacciones con el blanco de hiperones. A pesar de que el sistema tiene la capacidad de detectar todas las interacciones, la mayoría de ellas satisfacen los requerimientos mínimos de las primeras etapas del filtro pero no tienen evidencia de un vértice secundario; estos representan al final un ruido bajo la señal de las interacciones que realmente nos interesan (las que sí tienen evidencia de un vértice secundario). SELEX es capaz de discriminar las interacciones ruidosas de las señales de interés en tiempo real (sección 2.6), reduciendo en gran medida el ruido sin que esto representara una disminución considerable en la eficiencia de reconstrucción. La medida en que el ruido se reduce depende de la partícula que se reconstruye, para el caso de las partículas con quark c , por ejemplo, este factor de reducción del ruido es de 8 y es aun menor para la Λ^0 . La información de las interacciones filtradas se escribió en cintas magnéticas. El tiempo requerido para procesar las cintas fue de medio año, de manera que la reducción de ruido ahorró mucho tiempo de cómputo al software de análisis que se describe en la siguiente sección.

El sistema consta de cuatro niveles lógicos: T0-T3, los niveles T0-T2 están implementados en hardware y el nivel T3 en software. Cada nivel se activa cuando el nivel anterior emite una señal positiva [25].

El Sistema de Adquisición de datos DAQ (Data Acquisition System) consta de dos partes, hardware y software. Para la parte de hardware, se emplea un conjunto de contadores de centelleo (S1-S4), contadores para vetar (VH1, VH2), contadores de interacción y dos hodoscopios (H1, H2), como se muestra en la figura 2.10. La parte de software se discutirá en la siguiente sección.

El nivel T0 dispara cuando se detecta una partícula del haz, definida como la coincidencia de los contadores S1, S2, S4 y ninguna señal en los contadores VH1 y VH2.

$$T0 = S1 \cdot \overline{VH1} \cdot S2 \cdot \overline{VH2} \cdot S4$$

El siguiente paso es determinar si se produjo una interacción en los blancos.

El nivel T1 requiere de una señal positiva en T0, una señal de los contadores IC para determinar si se produjo la interacción, una señal del BTRD

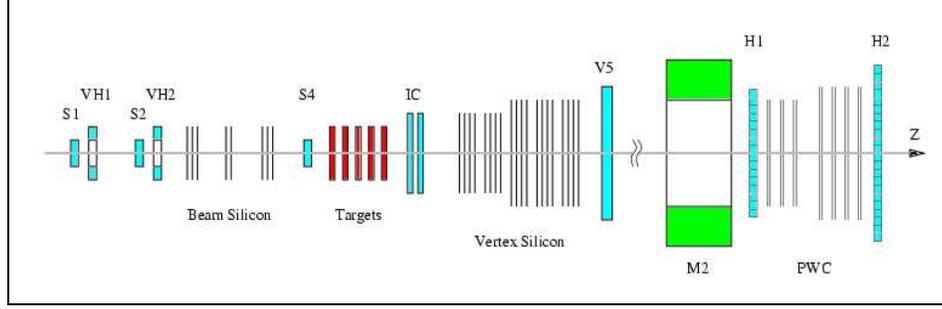


Figura 2.10: Esquema del mecanismo disparador del quark c .

para identificar la partícula del haz, y dos choques en la región positiva de los hodoscopios H1 y H2 para seleccionar eventos con alto momento cuyas trayectorias se originaron cerca del blanco de producción. Lo anterior combinado en la siguiente lógica de disparo:

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

Una interacción en los blancos se definió como aquella cuya *multiplicidad* (número de partículas producidas) fuese mayor que 3. La amplitud de la señal emitida por los contadores de interacción es proporcional al número de partículas que pasan a través de ellos.

2.6. El filtro en línea

Es un programa computacional que estuvo activo en todo momento durante las corridas analizando los datos. La tarea de este filtro era filtrar eventos que no tenían evidencia de un vértice secundario. Las partículas con quark c decaen rápidamente por lo que sólo se separó el vértice primario del secundario de aquellas partículas con x_F grande.

El código hizo la reconstrucción de la trayectoria del haz y de las trayectorias de alto momento ($p > 15 \text{ GeV}/c$) usando la información de las PWC del espectrómetro M2. Además requirió de un programa rápido especial para reconstruir segmentos de trayectorias en la región del vértice. Las trayectorias en M2 fueron extrapoladas hasta la región del vértice donde se ajustaron a un vértice primario junto con las trayectorias del haz y las de la región del vértice. Si el ajuste tenía una χ^2 aceptable y hacía uso de todas las trayectorias, el evento era rechazado; si una o más trayectorias no apuntaban a un vértice común, el evento era aceptado. Los eventos anali-

zados en este trabajo corresponden a partículas que decaen a causa de la interacción débil con tiempos de vida relativamente grandes (como se indica en la tabla 1.2.3) y poseen un vértice secundario bien definido.

2.7. La toma de datos

La toma de datos inició en Julio de 1996. Las primeras corridas fueron tomadas para probar el sistema disparador y los diferentes aparatos del detector, para establecer la eficiencia de las cámaras, para calibrar los detectores de fotones, para optimizar el sistema del filtro en línea y para realizar algunas otras tareas dedicadas a mejorar la calidad de los datos que serían escritos en las cintas magnéticas.

De todos los datos seleccionados, el primer conjunto tomado no utilizó la señal del BTRD en el nivel T1 por lo que los eventos producidos con haz de Σ^- y de π^- no fueron diferenciados por este mecanismo. Sin embargo la información respectiva existe y puede ser utilizada en un análisis posterior de los datos crudos para filtrar eventos. En este primer conjunto, el número de interacciones grabadas con haz de Σ^- y con haz de π^- son aproximadamente iguales, como se muestra en la figura 2.11. En el segundo conjunto de datos donde la señal del BTRD si estaba incluida en el nivel T1 del mecanismo disparador; predominan los eventos con haz de Σ^- . El tercer conjunto de datos fue tomado con la otra polaridad del imán de hiperones. El porcentaje global de todas las interacciones inelásticas del haz con los blancos se muestran también en la figura 2.11.

El conjunto total de datos escritos en las cintas magnéticas asciende a 1×10^9 eventos (haz positivo y negativo), de un total de 15.2×10^9 interacciones inelásticas. Las cintas magnéticas con los datos seleccionados fueron almacenadas en el FMSS (Fermilab Mass Storage System) y pueden ser accedidos a través de la red para un procesamiento posterior de los datos crudos.

2.8. Análisis de los datos crudos

El principal software de análisis de los datos crudos es el programa SOAP (SELEX Off-line Analysis Program). SOAP consiste de 5 partes principales⁴:

⁴Existen otros paquetes (PHOTON, NCAL), sin embargo no se utilizaron para este trabajo.

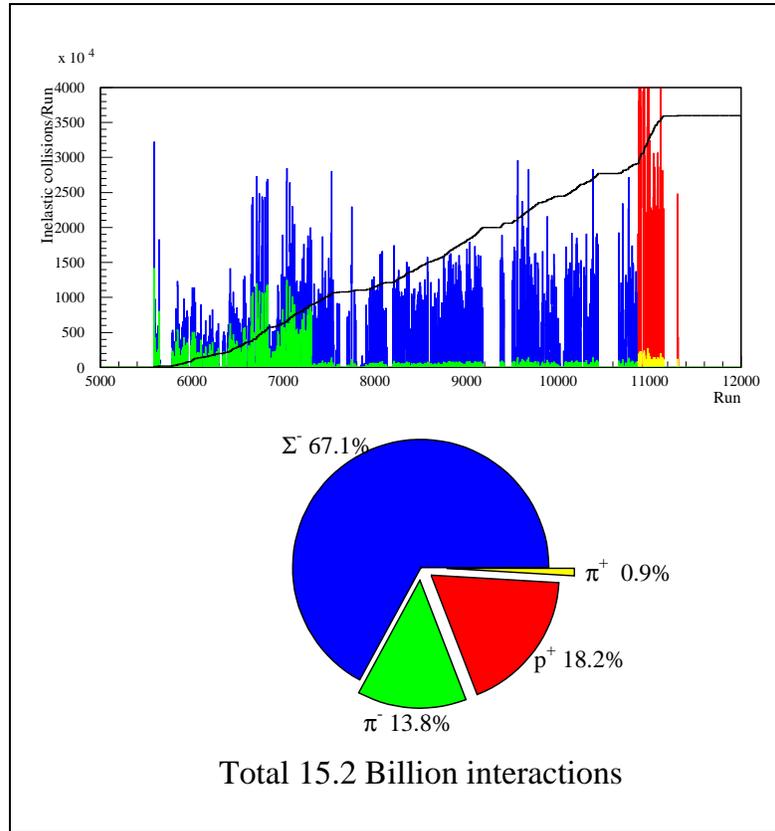


Figura 2.11: Porcentaje global de la toma de datos correspondiente a cada partícula diferente del haz.

SOAP:

UNPACK	Desempaquetador de datos crudos
TRACKING	Reconstructor de trayectorias cargadas
PID	Identificador de partículas
Vertex	Reconstructor de vértices
RECON	Reconstructor de partículas

Tabla 2.2: Paquetes de SOAP.

UNPACK

Para cada detector, el hardware crea una lista con la información del alambre, tira de Silicio o fotomultiplicador que tuvo una señal. El paquete

UNPACK es el encargado de desempaquetar los datos, toma como entrada la lista creada por el hardware y a la salida produce una nueva lista de puntos con las coordenadas espaciales que corresponden a cada señal, respecto al sistema local de coordenadas del detector.

TRACKING

En este paquete se buscan y se miden los parámetros de todas las trayectorias de las partículas cargadas que son detectadas. Son cinco los parámetros que caracterizan a una trayectoria: Las tres coordenadas espaciales donde se observó por primera vez, las tres componentes del momento, la curvatura de la trayectoria (p/qB), el identificador de la partícula y la coordenada z donde se observó por última vez.

La información que este paquete usa como entrada para la reconstrucción de las trayectorias es la que proviene de las cámaras PWC de los espectrómetros M1 y M2, y el detector del vértice, en tres etapas.

1. Se determinan los segmentos de trayectoria en cada detector. Primero se lee la lista de las coordenadas de los puntos espaciales y se ajusta una línea recta a todas las combinaciones posibles de puntos. Si el código determina que el ajuste es aceptable, basado en el valor de χ^2 y el número de puntos usados, entonces se forma con ellos un segmento de trayectoria cargada y los puntos usados se borran de la lista. Se hace una lista de segmentos por cada detector
2. Los segmentos entre detectores son combinados para formar posibles trayectorias entre detectores. La combinación de segmentos con χ^2 aceptable es asignada a una trayectoria.
3. Obtención del momento de la trayectoria. En esta etapa se requiere conocer la curvatura de la trayectoria hipotética que atraviesa el campo magnético de los imanes y las PWC's de los espectrómetros.

PID

Este paquete usa como entrada la información de las trayectorias que proviene de la salida de TRACKING. Consta de una rutina principal que maneja a otras tres subrutinas, las cuales hacen una extrapolación de las trayectorias a los detectores de identificación BTRD, ETRD, Photon y RICH para identificar a las partículas basándose en la respuesta de dichos detectores. Las partículas que son objeto de este estudio fueron identificadas en el BTRD como se explica en la sección correspondiente y por el RICH.

La subrutina de identificación del RICH es un algoritmo que emplea la información de las trayectorias dada por TRACKING para calcular los centros de los anillos y el momento de las trayectorias cargadas extrapoladas. En seguida prueba la hipótesis de diferentes partículas para cada trayectoria (protón, kaón, sigma, electrón, muón), con la premisa de que partículas con masas diferentes producen anillos con radios diferentes. Se compara el número de señales observadas con el número esperado de señales para cada hipótesis y se construye la *función de similitud* (“likelihood function”, en inglés).

Como salida, el paquete nos da la probabilidad de que la trayectoria corresponda a cierta partícula, normalizada a la probabilidad más grande. Este método se conoce como método de máxima similitud.

Vertex

El siguiente paso es determinar la posición del punto de interacción donde se produjo la partícula (vértice primario) y del punto donde ésta decayó o interaccionó con el blanco (vértice secundario). Existen tres paquetes para hacer esta tarea: Vertex1, VTX2 y C. Los datos que aquí analizamos fueron procesados por el paquete llamado VTX2.

VTX2 empieza generando una lista de las trayectorias con momento medido, denominadas *prongs*, las cuales se presume que provienen de un vértice común. La trayectoria del haz también se incluye para mejorar la resolución de las coordenadas x y y del vértice primario. En seguida se hace un ajuste de todas las trayectorias a un vértice común. Si el ajuste es bueno ($\chi^2 < 4$), termina la subrutina y asigna el punto a un vértice primario; si falla ($\chi^2 > 4$), el paquete toma dos trayectorias y trata de hacer un ajuste a un punto diferente del vértice primario, si éste es bueno, guarda la información y el punto se asigna a un vértice secundario. En seguida, ajusta las trayectorias restantes a un punto, si este ajuste falla ($\chi^2 > 3,5$), la trayectoria que genere la mayor contribución al valor de χ^2 se excluye de la lista de trayectorias y se hace nuevamente el ajuste con las trayectorias restantes. Cuando $\chi^2 < 3,5$, se detiene el proceso y se asigna a este punto el caracter de vértice primario. Todo el proceso se repite para encontrar vértices secundarios con todas las combinaciones de 3 trayectorias, 4, etc.

La salida de VTX2 es una lista de pares de vértices (primario y secundario) para cierto número de trayectorias. El número de trayectorias o *prongs* que requerimos para este trabajo es 2.

RECON

El propósito de este paquete es proveer un lenguaje de alto nivel para reconstruir partículas hipotéticas usando la información de TRACKING, Vertex y PID.

Una partícula hipotética reconstruída RPH⁵ es un conjunto de trayectorias identificadas de partículas cargadas o neutras, las cuales se asume que se originaron en un punto común en el espacio (un vértice). Se le puede pedir al programa que busque más de una RPH para un mismo evento.

Los parámetros de una RPH son: La posición del vértice secundario y su separación del vértice primario (L) junto con el error asociado (σ), el cuadrimomento, la masa y su error, la identificación y la carga.

El paquete RECON ejecuta un programa de alto nivel almacenado en una tabla llamada `recdf`, la cual se muestra en la figura 2.12. En esta tabla se establecen los criterios de búsqueda de las RPH por cada evento que se analiza. Las búsquedas se hacen en el mismo orden dado en la tabla. En búsquedas subsecuentes se pueden usar RPH's que ya se encontraron.

```
#recdf      0      0 fill anal v04.12 Jan 19 1998 14:31 psc ! pass11 mode recon list
! pass11 production - change from _11: add vx_vees to charm recons
  id name      from pr q pid      ls_min ls_max mass_min mass_max out
!
! Strange states
  1 kshort     v2 2 0 i-i+      5.0  800.0  0.470  0.530 $100008
  2 lambda     v2 2 0 p+i-      5.0  800.0  1.090  1.140 $200008
  3 alambda    v2 2 0 p-i+      5.0  800.0  1.090  1.140 $200008
*end
!
!
#recpid     0      0 fill anal v04.2 21-Nov-1997 23:00 psc ! Particle id list
!
name system cut  pmin pmax mdistmin mdistmax ptmin ptmax spectro logic
e etrd e>0.5  0.  0.  0.  0.  0.  0.  0.  m2 none ! default ele
i rich i<0.1  0.  0.  0.  0.  0.  0.  0.  any not ! not non-pi
il none none  0.  0.  0.  0.  0.  0.  any none ! not non-pi
k rich k/i>=1 0.  0.  0.  0.  0.  0.  0.  m2 none ! default Kao
p rich p/i>=1 0.  0.  0.  0.  0.  0.  0.  m2 none ! default pro
el etrd e>0.5  0.  0.  0.0020 0.0500 0.300 2.000 vxm2 none ! non-pvtx el
k1 none none  0.  0.  0.  0.  0.  0.  any none ! any track
k2 rich k/i>=1 0.  0.  0.  0.  0.  0.  0.  any not ! any track n
p1 rich p/i>2. 100. 600. 0.  0.  0.  0.  0.  any none !
p2 rich p/i>2.  0.  0.  0.  0.  0.  0.  0.  m2 none ! lambda daug
p3 none none  0.  0.  0.  0.  0.  0.  any none ! any track
s none none  30. 600. 0.  0.  0.  0.  vxm1nm2 none ! m1_kink
x none none  30. 600. 0.  0.  0.  0.  vxm1nm2 none ! m1_kink
o none none  30. 600. 0.  0.  0.  0.  vxm1nm2 none ! m1_kink
*end
```

Figura 2.12: Tablas `recdf` y `recpid` utilizadas por RECON.

Los criterios dados en cada línea de la tabla `recf` son

⁵Reconstructed Particle Hypotesis.

<code>name</code>	El nombre de la reconstrucción.
<code>from</code>	El tipo de búsqueda. Indica la subrutina que realiza la búsqueda de la RPH. La subrutina <code>v2</code> realiza una búsqueda manejada por el paquete VERTEX basada en la rutina VTX2.
<code>pr</code>	El número de prongs que se a usar para la reconstrucción.
<code>q</code>	La carga de la RPH.
<code>pid</code>	Los requisitos para la identificación de la partícula dado en un código de tres caracteres.
<code>ls_min/max</code>	Rango del valor requerido de L en unidades del error.
<code>mass_min/max</code>	Ventana de búsqueda en la masa de la reconstrucción.
<code>bit</code>	Los bits de salida.

Las partículas que son usadas para la reconstrucción son definidas en la tabla `recpid` mostrada en la misma figura 2.12.

En este caso, `p` define a un protón (antiprotón) identificado en el RICH con una función de similitud de protón (antiprotón) a pión $p/i \geq 1$, y que tiene un segmento en el espectrómetro M2. Por otro lado `i` define a un pión identificado también en el RICH y con un segmento en cualquier espectrómetro. Por lo general, la mayoría de los piones producidos tienen un momento muy pequeño y no logran llegar al RICH. Por esta razón se definen como tales todas aquellas trayectorias que tienen la carga adecuada, aún cuando la función de similitud que les asigna el RICH sea menor que 0.1 ($i < 0.1$). Sin embargo, existen algunos piones que si llegan al RICH y que son bien identificados con una función de similitud mayor que 0.1. Estas trayectorias quedan incluidas al asignar a la variable lógica `logic`, el valor `not`, cuyo efecto es cambiar la condición impuesta sobre la función de similitud a un valor mayor que 0.1.

Existe un archivo principal de comandos (ver figura 2.13) desde el cual, cualquier paquete de SOAP puede ser ejecutado o no ejecutado, además de algunas opciones de cada paquete que pueden ser activadas o desactivadas ahí mismo.

Pass

El procesamiento de datos brutos con el paquete SOAP se denomina Pass. El resultado de Pass1, el primer procesamiento que se hizo, son arreglos de un tamaño fijo llamados *ftuple's* cuyas entradas contienen la información de las trayectorias, los vértices y las reconstrucciones. Pass2 es el procesamiento más reciente que se ha hecho de los datos. Pass2 incorpora una

versión mejorada de los paquetes de SOAP y una nueva versión de los *ftuple's*, ahora los arreglos son de tamaño variable y son llamados *vtuple's* [26]. Los *vtuple's* que contienen la información de las partículas con extrañeza se llaman *vtup4*. En la tabla 2.8 se enlistan los grupos de datos que analizamos. Todos los grupos corresponden a corridas en las que se utilizó el haz negativo, excepto el último grupo llamado p2p01, que corresponde al haz positivo.

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

Tabla 2.3: Grupos de los datos que están contenidos en los *vtup4*.

El uso de los *vtuple's* requiere del conocimiento de la estructura del arreglo. El arreglo está separado en nueve bloques [27].

rtuple	Encabezado, contiene información de RECON.
ptuple	Información del vértice primario.
btuple	Información de la trayectoria del haz.
stuple	Información del vértice secundario.
ttuple	Información de las trayectorias que participaron en la reconstrucción del vértice secundario.
ktuple	Información de los kinks usados en <code>recon_sv</code> .
dstuple	Información de las reconstrucciones hechas por <code>recon_vk1</code> .
gtuple	Información acerca de fotones, piones neutros, etas.
utuple	Reservado para cualquier otra información.

La principal herramienta de visualización de los datos es PAW (Physics Analysis Workstation). PAW es una herramienta interactiva desarrollada en el CERN (European Organization for Nuclear Research) para visualizar datos experimentales en una computadora. Por lo general uno está más interesado en las distribuciones estadísticas de las variables físicas medidas, que en las variables mismas. PAW combina un puñado de bibliotecas que permiten, principalmente, imprimir funciones y visualizar histogramas de cantidades físicas almacenadas en arreglos como los *vtuple's*. También es usado para hacer ajuste de funciones a histogramas, vectores de variables, etc. Los comandos pueden ser agrupados en macros. Los macros son básicamente programas ejecutables que se escriben en archivos con extensión `.kumac`. Estos contienen comandos, variables e incluso estructuras como ciclos “do” e “if”.

2.9. Simulación de eventos en SELEX

El objeto de la simulación es medir la eficiencia del aparato (software y hardware). La simulación se lleva a cabo por medio del simulador de SELEX llamado Embedding. Embedding es una herramienta incorporada a SOAP que sirve para simular la reconstrucción de eventos en todo el aparato de SELEX. La simulación se lleva a cabo en dos etapas: Primero se generan eventos (decaimientos) de Λ^0 y luego estos son reconstruidos por SOAP como si se tratase de eventos reales.

2.9.1. Generación de eventos

Se emplea el generador EDG⁶ de SELEX, llamado QQ, para producir los eventos de Λ^0 . Este generador de eventos consiste de dos partes: Producción y decaimiento.

La producción se especifica en un archivo de control que contiene la siguiente información:

- Número de eventos a generar.
- Identificación de la partícula a generar.
- Identificación de la partícula del haz.
- Momento de la partícula del haz.

⁶Embedding Data Generator.

- Forma de la distribución de x_F .
- Forma de la distribución de p_T .

La forma de las distribuciones de x_F y p_T se especifican por medio de los parámetros n y b de la ecuación

$$\frac{d\sigma}{dx_F dp_T^2} \propto (1 - x_F)^n \cdot \exp(-bp_T^2) \quad .$$

QQ genera eventos que siguen una distribución gaussiana en p_T cuyo ancho es $\sigma_{p_T} = 1/\sqrt{2b} [GeV/c]^{1/2}$.

El canal o los canales de decaimiento de la partícula producida se especifica en otro archivo de control (en este caso elegimos el canal $p \pi^-$ con una probabilidad de 100 %).

Un evento generado consiste de varias trayectorias (2 en nuestro caso) que resultan de una interacción que ocurrió en las coordenadas $(0,0,0)$ con una partícula del haz incidente a lo largo del eje z . Cada trayectoria es especificada con un punto de inicio $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ y los cosenos directores de la misma en ese punto $(\mathbf{ax}, \mathbf{ay}, \mathbf{az})$; el momento total y la masa de la partícula. Los eventos generados se guardan en el archivo `eventos_generados.emb`.

2.9.2. Reconstrucción de eventos generados con SOAP

Las trayectorias de los eventos generados son embebidas dentro de eventos reales y se procede a la reconstrucción con SOAP como si se tratase de eventos reales [28]. Los comandos adicionales que indican a SOAP (figura 2.13) que se están embebiendo y analizando datos generados son

```
execute mcmatch
set on mcmatch embed smear match
disk embed eventos_generados.emb
```

Embedding lee un evento del archivo `eventos_generados.emb` y un evento de un archivo de datos reales (`infile`). Cada trayectoria del evento generado es rotada y trasladada al sistema de coordenadas globales de SELEX de manera que el haz y el punto de interacción que produjo la trayectoria coincidan con el haz y el vértice primario del evento real. Si no se tiene la información del haz y el punto de interacción del evento real, Embedding omite el evento.

El vértice primario y la dirección del haz son obtenidos de los datos reales. Por lo tanto, cuando el paquete Embedding es activado, el evento que

proviene de los datos reales se reconstruye primero para obtener esa información. En seguida el evento generado es embebido como se describió en el párrafo anterior. Por último, el mismo evento de datos reales, junto con las trayectorias embebidas, son reconstruidos otra vez. La mayoría de los eventos reales de los que se extrae la información del haz y del vértice primario no son eventos de la partícula que se está reconstruyendo con Embedding pero hay algunos, a los que llamamos “eventos naturales”, que sí lo son. Como resultado, los eventos reconstruidos son la suma de dos contribuciones: Los eventos generados reconstruidos y los eventos naturales reconstruidos. Para eliminar la contribución de los eventos naturales reconstruidos, se vuelve a correr SOAP con el paquete Embedding desactivado, sobre los mismos archivos de datos reales que se usaron en el paso anterior (`infile`). Los histogramas que se correspondientes a eventos naturales reconstruidos se restan de aquellos que corresponden a la reconstrucción con las dos contribuciones para quedarnos solamente con los eventos generados reconstruidos.

2.10. Software utilizado para medir la polarización

Existe un código en lenguaje FORTRAN que permite leer la información de los *vtuple's* (`vtup_info.F`) y otro que permite trabajar con esa información de los *vtuple's*, llamado `vtuple.F` [27]. En este análisis se ha implementado un código adicional en `vtuple.F` para calcular las variables cinemáticas y las distribuciones angulares, llenando los histogramas correspondientes. Se escribió además, un macro que se ejecuta sobre los histogramas de las distribuciones de $\cos\theta$ para medir la polarización. El procedimiento de medición se describe en el siguiente capítulo.

```

! Command file used for passII production

noexec filter
set on driver wrt_savebk save_all prod
execute unpack
set on unpack adc cros rmh svx ! hist
execute tracking
set on tracking segment link fit0 silmatch silm3d guided fit hist
set on tracking vx_radial ml_guide vx_lasd tr_seg2 ! tr_subset tr_user
set on tracking ml_share ! mlpwc s-y hit share
set cut tracking lasd_wid 2. ! inflate LASD res by factor 2
set cut tracking max_bmsi 250.
set cut tracking max_vxsi 1000.
set cut tracking max_pwc 260.
set cut tracking max_svx 1000.
set cut tracking segment 0 ! all spectrometers on in track_segment
set cut tracking ptm1 0.7371 ! use fixed spectrometer pt_kicks
set cut tracking ptm2 0.8285 ! use fixed spectrometer pt_kicks
set cut tracking trajectory parabolic ! parabolic trajectory as a default
prog tracking pass2.tseg

ocs class main anal
exec photon
set on photon full ml_pht m2_pht m3_pht
set cut photon min_count 4. ! pass11 5.
set cut photon min_energy 1.5 ! pass11 2.
exec partid
set on partid rich btr etr etr_track ! etr_hist
execute user
set on user hist
set cut user report 1000
exec vertex
set on vertex vtx2 err2 secint prim sec
set cut vertex prong 4
set cut vertex vtxd 4.0
set cut vertex vtx2 9.0
set off vertex secint
exec recon
set on recon hist vtuple vtup1 vtup2 vtup3 vtup4 vtup5 strip2 ! ntuple
set cut recon tgt_rec 0.05
set cut recon pscale 1.0000 ! pass11_11_v1
set cut recon cand_csec 5.0
set cut recon cand_cpri 5.0

disk in reset
disk in infile

ana 0
exit

```

Figura 2.13: Archivo típico de comandos de SOAP.

Capítulo 3

Análisis

Ya sabemos que la polarización de la Λ^0 es una función que depende de x_F y p_T . Por esta razón, en el análisis de nuestros datos necesitamos conocer cómo son las distribuciones de los eventos seleccionados en estas dos variables antes de estudiar la distribución angular del decaimiento en función de las mismas.

A continuación se da una descripción de todo el procedimiento que se siguió antes de poder medir la polarización de la Λ^0 para el haz de Σ^- . El mismo procedimiento se aplicó para la $\bar{\Lambda}^0$ y el K_s^0 .

3.1. Selección de eventos

En esta sección se establece la manera de seleccionar los eventos en los que se produjo una Λ^0 o una $\bar{\Lambda}^0$. También se seleccionaron aquellos eventos en los que se produjo un mesón K_s^0 . Los eventos de K_s^0 son de nuestro interés porque nos sirven para validar los algoritmos de medición utilizados en el análisis de la Λ^0 y la $\bar{\Lambda}^0$.

Las Λ^0 's fueron reconstruidas con el paquete RECON, usando VTX2 y un corte $L/\sigma > 5$. El protón fue identificado en el RICH con el criterio estándar que se mencionó en el capítulo anterior en la tabla `recpid`.

Los eventos que cumplen con los requerimientos de las tablas `recdf` y `recpid` se consideran candidatos a K_s^0 , Λ^0 , y $\bar{\Lambda}^0$, respectivamente. En la figura 3.1 se muestra un evento de Λ^0 y el decaimiento usado para su reconstrucción. Toda la información relativa a estos eventos está almacenada en los *vtup's* de los grupos de la tabla 2.8.

Como primer paso debemos separar los datos en cuatro grupos, uno por cada partícula distinta del haz. En seguida es necesario identificar la

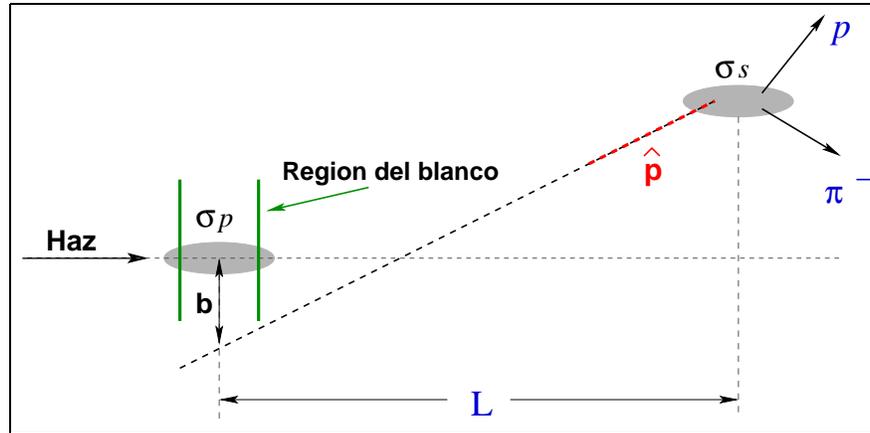


Figura 3.1: Esquema de un evento usado para la reconstrucción de la Λ^0 .

partícula con el método de la masa invariante.

Con el programa `vtuple.F` se lee la información almacenada en los `vtup`'s. Los haces positivo y negativo son separados de acuerdo al número de la corrida `run(1,1)`, el cual se encuentra en el bloque del encabezado (`rtuple`). Si `run(1,1)` es más grande o igual que 10876, el haz es positivo, y si no, entonces es negativo. La entrada `btck_pid(1,1)` contiene la información que nos dice cual es la partícula del haz: Σ^- o π^- , si el haz es negativo; protón o π^+ , si el haz es positivo. El número `btck_pid(1,1)` es un entero de nueve dígitos; si el tercer dígito, contando de derecha a izquierda es 9, se trata del mesón; si el sexto dígito contando en la misma dirección es 9, se trata del barión.

3.1.1. Masa invariante

Para identificar a la partícula reconstruida, se lee el identificador `id(1,1)` que se encuentra en el bloque `rtuple`, el número `id(1,1)` tiene el mismo valor que se definió en la tabla `recdf` para cada partícula como `id`. El valor de la masa está contenido en la entrada `mass(1,1)`. La masa invariante de estos eventos nos da una distribución centrada en el valor de la masa de la Λ^0 ($1115.6 \text{ MeV}/c$) con un ruido de fondo como se muestra en la figura 3.2. La única condición impuesta sobre estos eventos identificados como Λ^0 's es $L/\sigma > 5$, definida en la tabla `recdf`.

El ruido debajo y a los lados de la señal se comporta linealmente, de manera que la distribución total se puede modelar como un polinomio de

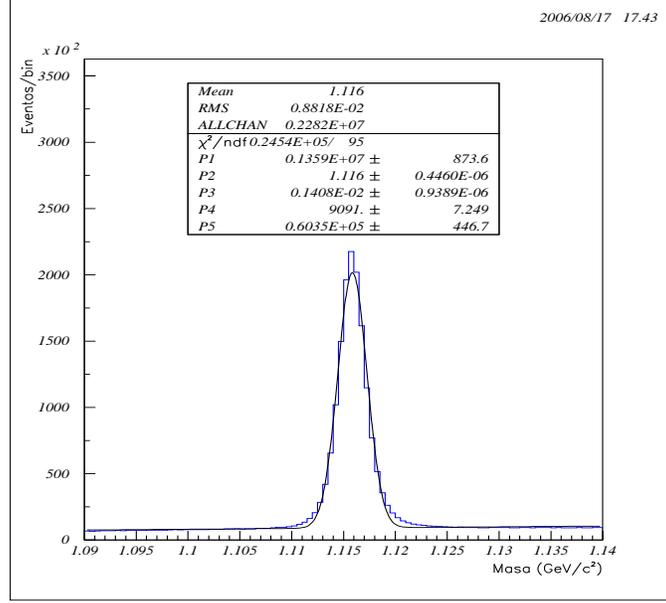


Figura 3.2: Masa invariante de la Λ^0 producida por el haz de Σ^- .

orden 1 (una recta) para describir el ruido, más una distribución gaussiana que describe la señal misma.

El histograma de la masa invariante de los eventos de Λ^0 seleccionados se ajustó a la función

$$F(x) = \frac{p_1 \Delta m}{\sqrt{2\pi} p_3} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x}{p_3}\right)^2\right) + p_4 + p_5 x \quad , \quad (3.1)$$

donde $x = m - p_2$, m es la masa invariante de los candidatos a Λ^0 , Δm es el ancho del bin ¹, p_j son los parámetros del ajuste. La función está normalizada al número de eventos en la la señal, p_1 . Los parámetros p_2 y p_3 son la media (μ) y la varianza (σ) de la gaussiana, respectivamente.

El número de eventos de Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ identificados por cada partícula del haz se indica en la tabla 3.1.1.

¹la palabra “bin” se maneja como sinónimo de intervalo. Un bin representa el ancho de los intervalos regulares en los que el eje horizontal de un histograma está dividido.

Part. haz	$\langle \mathbf{p} \rangle$ [GeV/c]	# de Λ^0 's	# de $\bar{\Lambda}^0$'s	# de K_s^0 's
Σ^-	611	1360000	112000	4698000
p	525	162000	35700	752000
π^-	604	86300	22700	572400
π^+	520	9925	4829	80360

Tabla 3.1: Eventos de Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ y K_s^0 seleccionados por cada haz.

3.1.2. Distribuciones de x_F y p_T

Para obtener las distribuciones de x_F y p_T de los eventos seleccionados, es necesario calcular el valor de estas variables evento por evento, lo cual contribuye con una entrada en el histograma correspondiente. La información necesaria se encuentra en el bloque del vértice secundario (`stuple`) y en el bloque del encabezado (`rtuple`). Estas distribuciones ya han sido obtenidas en [16] y solamente se han reproducido usando las ecuaciones 1.5 y 1.6 para mostrarlas en la figura 3.3.

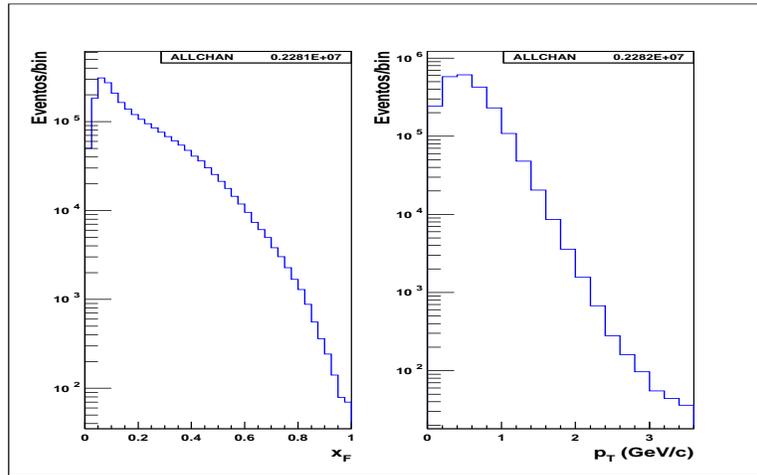


Figura 3.3: Distribuciones de x_F y p_T de la Λ^0 producida por el haz de Σ^- .

3.1.3. Eliminación del ruido

Las distribuciones de x_F y p_T de los eventos seleccionados que se muestran en la figura 3.3 aún tienen las mismas dos contribuciones que identificamos en la figura 3.2: los eventos “buenos” y el ruido de fondo. Existe una técnica para eliminar este ruido, conocida en inglés como “sideband-subtraction”². Esta técnica sólo es aplicable cuando el ruido tiene un comportamiento lineal como en nuestro caso. El procedimiento es como sigue:

1. Se hace un histograma bidimensional de los eventos en el cual el eje horizontal corresponde a la masa invariante y el eje vertical corresponde a la variable que deseamos corregir eliminando la contribución del ruido de fondo.
2. En seguida se realiza una proyección sobre el eje vertical, del intervalo $(\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma)$, donde μ y σ corresponden a los parámetros p_2 y p_3 de la ecuación 3.1, respectivamente: $(\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma) \rightarrow (1.112, 1.120) \text{ GeV}/c^2$. El resultado es una distribución que llamaremos “señal + ruido”.
3. Una segunda proyección, ahora del intervalo $(\mu - 6\sigma, \mu + 6\sigma)$, nos da lo que llamaremos “señal + 2*ruido”.
4. Se obtiene la distribución del ruido de acuerdo a: “señal + 2*ruido” - “señal + ruido” = “ruido”.
5. Finalmente, la resta “señal + ruido” - “ruido” nos da una muestra limpia.

Es conveniente mencionar que todas y cada una de las distribuciones que se requieren para nuestro análisis son tratadas con este método de eliminación de ruido.

En la figura 3.4 se muestra el histograma bidimensional de x_F versus masa. Las barras encierran la región donde se encuentran los eventos que estadísticamente tienen mayor probabilidad de ser verdaderos eventos de Λ^0 . Todos los eventos que quedan fuera de esta región junto con los eventos que están dentro y que satisfacen la interpolación del comportamiento lineal del ruido de los costados, constituyen el ruido que se elimina con el método. Las distribuciones de x_F y p_T sin ruido se muestran en la figura 3.5.

²Nosotros nos referiremos a esta técnica como “eliminación del ruido de fondo” o simplemente como “eliminación del ruido”.

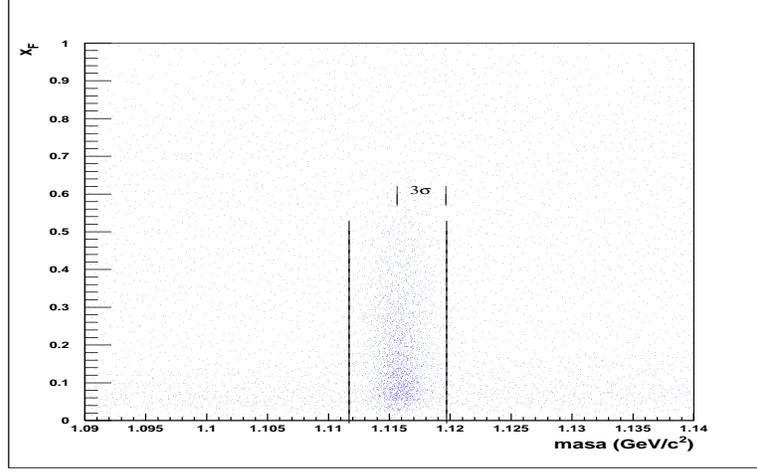


Figura 3.4: Discriminación entre eventos de Λ^0 y el ruido. $L/\sigma > 5$

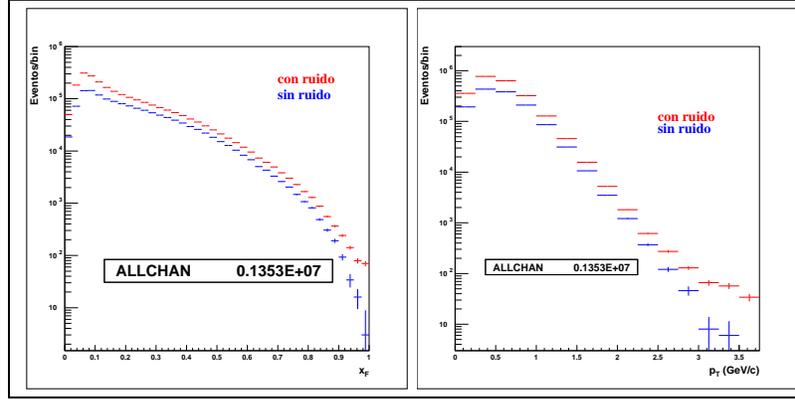


Figura 3.5: Distribuciones de x_F y p_T con ruido y sin ruido.

3.1.4. Distribución angular del protón

Antes de proceder con la discusión, conviene definir en el sistema de reposo de la Λ^0 , el eje de polarización respecto del cual se estudió la distribución angular del protón.

En la figura 3.6 se muestra un evento de Λ^0 visto desde el sistema de referencia del laboratorio. El vector de polarización \vec{n} es normal al plano de producción. Los vectores \vec{p}_{haz} y \vec{p}_{Λ^0} yacen sobre el mismo. La dispersión angular del haz es muy pequeña (unos miliradianes), por lo que el eje de polarización va a estar muy cerca del plano xy del laboratorio. El plano de

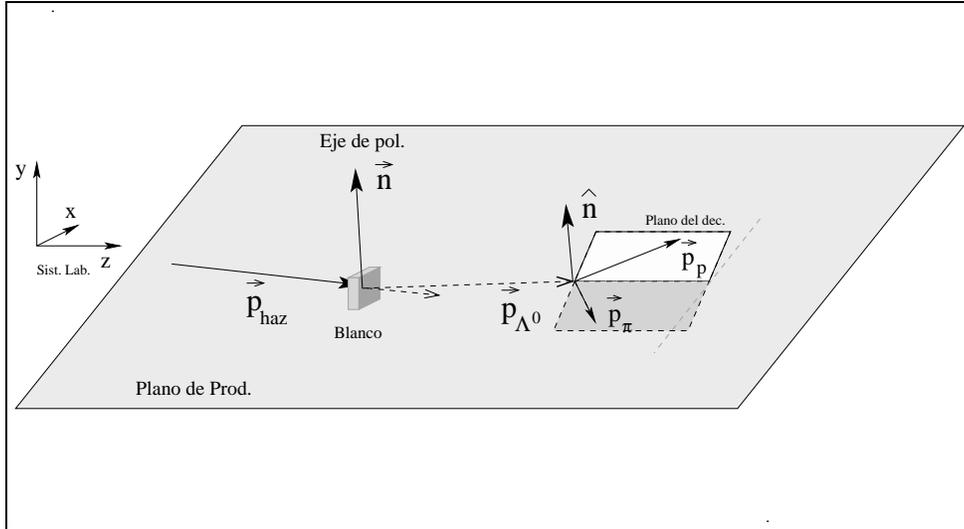
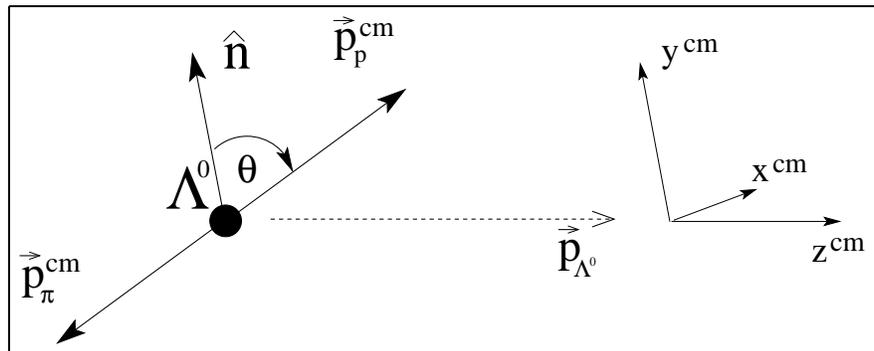


Figura 3.6: Plano de Producción.

producción, en general no coincide con el plano xz del laboratorio, y a su vez, el plano del decaimiento puede tener cualquier orientación respecto del plano de producción. La suma vectorial de momentos de los hijos, el pión y el protón, suman el momento de la partícula madre.

Figura 3.7: Sistema de reposo de la Λ^0 .

La convención usada para este análisis es tal que el eje de polarización es $\hat{n} = (\vec{p}_{haz} \times \vec{p}_{part}) / (|\vec{p}_{haz} \times \vec{p}_{part}|)$. En el sistema de reposo de la Λ^0 (y centro de masa del sistema protón-pión), \hat{n} corresponde al eje y (\hat{y}^{cm}). Adicionalmente, el eje z (\hat{z}^{cm}) coincide con la dirección de vuelo de la Λ^0

(\hat{p}_{Λ^0}) y el eje x ($\hat{x}^{cm} = \hat{y}^{cm} \times \hat{z}^{cm}$) completa el sistema de mano derecha, como se muestra en la figura 3.7. La distribución angular del protón en este sistema se obtiene de acuerdo al procedimiento que se describe a continuación.

El primer paso es hacer una rotación del sistema del laboratorio. El nuevo sistema está definido por la normal al plano de producción como el nuevo eje y (y') y la dirección de la Λ^0 como el nuevo eje z (z'). El eje x' completa el sistema de mano derecha. Este sistema es paralelo al sistema del centro de masa de la Λ^0 . En las siguientes líneas se muestra el código en lenguaje FORTRAN que hace esta tarea:

```

      pbx = btk_px(1,1)
      pby = btk_py(1,1)
      pbz = btk_pz(1,1)

c      z'_unit = (pdx, pdy, pdz)/mag_pd = (L31, L32, L33)
      pdx = momx(1) + momx(2)
      pdy = momy(1) + momy(2)
      pdz = momz(1) + momz(2)
      mag_pd = sqrt( pdx**2 + pdy**2 + pdz**2 )
      pdux = pdx/mag_pd
      pduy = pdy/mag_pd
      pduz = pdz/mag_pd
      L31 = pdux
      L32 = pduy
      L33 = pduz

c      y'_unit = n_unit = n/mag_n = (pb x pd)/mag_n
c      y'_unit = (L21, L22, L23)
      nx = ( pby*pdz - pbz*pdy )
      ny = -( pbx*pdz - pbz*pdx )
      nz = ( pbx*pdy - pby*pdx )
      mag_n = sqrt(nx**2 + ny**2 + nz**2)
      nux = nx/mag_n
      nuy = ny/mag_n
      nuz = nz/mag_n
      L21 = nux
      L22 = nuy
      L23 = nuz

c      x'_unit = y'_unit x z'_unit = (n x pd)_unit
c      x'_unit = (L11, L12, L13)

```

```

      L11 = ( L22*L33 - L23*L32 )
      L12 = -( L21*L33 - L23*L31 )
      L13 = ( L21*L32 - L22*L31 )

c      el mom del hijo1 en el lab es ( momx(1),momy(1),momz(1))
c      y en el sist rotado          ( px1, py1, pz1 )
c      de manera similar para el hijo 2
      px1 = L11*momx(1) + L12*momy(1)+L13*momz(1)
      py1 = L21*momx(1) + L22*momy(1)+L23*momz(1)
      pz1 = L31*momx(1) + L32*momy(1)+L33*momz(1)

      px2 = L11*momx(2) + L12*momy(2)+L13*momz(2)
      py2 = L21*momx(2) + L22*momy(2)+L23*momz(2)
      pz2 = L31*momx(2) + L32*momy(2)+L33*momz(2)

```

El segundo paso es hacer un *boost de Lorentz* a lo largo de la coordenada z' . Las otras coordenadas son perpendiculares al momento de la Λ^0 y por lo tanto, invariantes ante esta transformación. En las siguientes líneas se muestra el código FORTRAN que hace esta tarea:

```

      gamma = ene/md
      beta = sqrt(1-1/gamma**2)
      pz1_cm = gamma*pz1 - beta*gamma*e1
      py1_cm = py1
      px1_cm = px1
      p1_cm = sqrt( px1_cm**2 + py1_cm**2 + pz1_cm**2 )

      pz2_cm = gamma*pz2 - beta*gamma*e2
      py2_cm = py2
      px2_cm = px2
      p2_cm = sqrt( px2_cm**2 + py2_cm**2 + pz2_cm**2 )

cproyecciones de la hija "1"
      coseno_theta = py1_cm/sqrt(pz1_cm**2+px1_cm**2+py1_cm**2)
      coseno_thetax = px1_cm/sqrt(pz1_cm**2+px1_cm**2+py1_cm**2)
      coseno_thetaz = pz1_cm/sqrt(pz1_cm**2+px1_cm**2+py1_cm**2)

```

El tercer paso consiste en separar los datos en diferentes regiones cinemáticas. Hemos dividido nuestros datos en 10 intervalos regulares con un

ancho de 0.1 en x_F y en 10 intervalos regulares de $0.2 \text{ GeV}/c$ en p_T . No es necesario considerar valores más grandes de p_T puesto que la mayoría de los eventos se encuentran en este rango (figura 3.5). A continuación se llenaron los histogramas de la distribución angular del protón para cada una de las 100 combinaciones de bins.

Para fines de explicar el procedimiento de medición de la polarización, basta con mencionar sólo un ejemplo. En la figura 3.8 se muestra la distribución angular del protón medida con respecto al eje y^{cm} , que corresponde a la combinación de intervalos $(0.4 < x_F < 0.5)$ y $(0.4 < p_T < 0.6) \text{ GeV}/c$ después de haber eliminado el ruido³. Todas las distribuciones que se muestran con la misma finalidad, corresponden a esta región cinemática. El procedimiento para todas las otras combinaciones es exactamente igual. Los resultados para todas las combinaciones de intervalos de x_F y p_T se muestran en el siguiente capítulo.

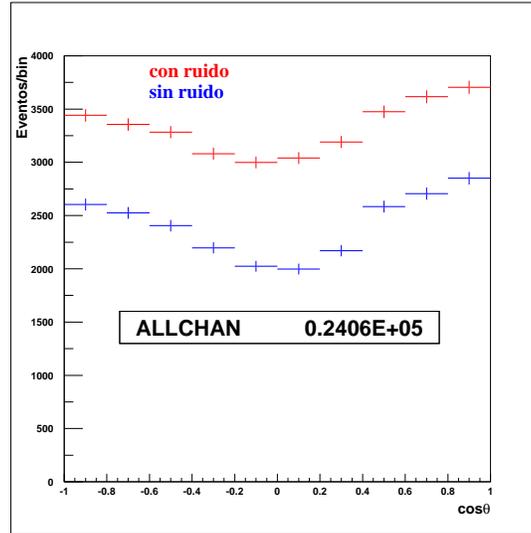


Figura 3.8: Distribución angular del protón con respecto al eje y , correspondiente a los intervalos $(0.4 < x_F < 0.5)$ y $(0.4 < p_T < 0.6) \text{ GeV}/c$.

³En adelante nos vamos a referir al eje y^{cm} (x^{cm}, z^{cm}) simplemente como al eje y (x, z); y a las distribuciones correspondientes como $\cos \theta$ ($\cos \theta_x, \cos \theta_z$).

3.2. Eficiencia de reconstrucción

Las distribuciones angulares que han sido tratadas con el método de eliminación de ruido no son las distribuciones definitivas con las que vamos a trabajar; la razón de ello se explica en esta sección.

Todos los aparatos de medición son incapaces de medir el observable físico que se mide, o de contar algún evento susceptible de ser contado, con una eficiencia de 100 %. Esto depende de la calidad del aparato, de su geometría, de la variable misma que se mide y de otras variables. Supongamos que deseamos caracterizar un centellador plástico⁴. Para esto hacemos un arreglo de tres detectores uno detrás del otro, de manera que el detector que vamos a caracterizar sea el del centro. Si se envía un pulso (una partícula cargada) a través del arreglo y este es detectado en coincidencia en el primer y tercer detectores pero no en el segundo, y esto ocurre n veces de N en que si hay coincidencia entre los tres, entonces se dice que el detector tiene una eficiencia definida como

$$Eficiencia = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{(N - n)}{N} .$$

El conteo que registre el detector una vez que es puesto en operación, debe ser compensado por un factor $1/Eficiencia$. Este factor de corrección se conoce como *aceptancia* del detector y relaciona las mediciones del observable que se hacen en el experimento ($Observable_{Exp}$) con lo que realmente sucede en la naturaleza ($Observable_{Nat}$):

$$\begin{aligned} Observable_{Exp} &= (Eficiencia)Observable_{Nat} , \\ Observable_{Nat} &= \underbrace{\frac{1}{Eficiencia}}_{Aceptancia \ \alpha} Observable_{Exp} . \end{aligned} \tag{3.2}$$

⁴Un centellador plástico es un arreglo que consta de una placa rectangular de plástico centellador, ópticamente conectada con un fotomultiplicador, y este último, a un circuito electrónico. Una partícula cargada que pasa a través del material centellador produce excitación de los niveles energéticos de los electrones, los cuales emiten luz en el proceso de desexcitación. La luz se refleja totalmente dentro de la placa de plástico centellador hasta incidir sobre la superficie del fotodetector. En respuesta, el fotodetector produce una señal eléctrica que es discriminada y amplificada por el circuito electrónico para su análisis.

El detector de SELEX, en su conjunto, tiene una aceptación en la reconstrucción (hardware más software), que es diferente para cada observable que se pretende medir.

En el caso de la polarización, la aceptación es una función que depende principalmente de x_F [16], p_T , $\cos\theta$ y posiblemente de la polarización misma. La dependencia en x_F es debida a que los datos que analizamos son sólo aquellos para los cuales el vértice secundario se encuentra en la región del vértice: las Λ^0 's que tienen un x_F pequeño tienen mayor probabilidad de decaer en esta región que las Λ^0 's con un x_F más grande. También existe una dependencia en el momento transversal p_T que es básicamente un efecto geométrico: los productos del decaimiento de las Λ^0 's que tienen ángulos grandes respecto de la dirección del haz no pueden atravesar la cavidad del magneto M1 y por lo tanto no es posible medir su momento. Existe una tercera dependencia de la aceptación en $\cos\theta$, debida también a la geometría del aparato. Hasta aquí hemos supuesto que la aceptación no depende de la polarización.

Las distribución angular (después de eliminado el ruido) del protón debe ser corregida por el factor de la aceptación.

$$\frac{dN}{d\cos\theta} = \mathbf{a}(x_F, p_T, \cos\theta) \frac{N_0}{2} (1 + \alpha P \cos\theta) \quad . \quad (3.3)$$

Que la aceptación es independiente de la polarización, es una suposición que resulta verdadera como se demostrará en la sección 3.8. Por otro lado, se ha hecho un estudio de la aceptación de la Λ^0 como función de x_F , p_T^2 y del blanco de producción [29]. Se requiere un buen conocimiento de la aceptación para corregir las mediciones de la asimetría de producción de la Λ^0 [16]. También puede ser útil para compensar las distribuciones angulares con las que se mide la polarización.

En el análisis que aquí se presenta no fue necesario hacer esta corrección de manera explícita con la función de aceptación en términos de las variables cinemáticas. La razón es que decidimos agrupar los datos en intervalos de x_F y p_T , elegidos convenientemente de manera que la aceptación no variase mucho dentro del intervalo combinado. La ventaja de hacer esta agrupación es que la aceptación que necesitamos para nuestro análisis, se redujo a una nueva función \mathbf{A} que depende únicamente de $\cos\theta$.

$$\mathbf{a}(x_F, p_T, \cos\theta) \frac{N_0}{2} (1 + \alpha P \cos\theta) \Rightarrow \mathbf{A}(\cos\theta) \frac{N_0}{2} (1 + \alpha P \cos\theta) \quad ,$$

es decir, la dependencia en las variables cinemáticas está siendo tomada en cuenta de manera implícita al estudiar las distribuciones angulares en

bins combinados de las variables cinemáticas. Por otro lado, esto supuso la necesidad de emplear mucho tiempo de cómputo, sobre todo para simular eventos con x_F y p_T grandes. La razón es que, por un lado la eficiencia de reconstrucción es muy pequeña, y por otro lado, el número de eventos por bin decrece exponencialmente con x_F y p_T .

3.3. Métodos para medir la polarización

Existen al menos dos técnicas para medir la polarización: el *método de la aceptación* y un *método de cancelación de asimetrías falsas* (inducidas por la geometría del aparato), conocido en inglés como “Bias-cancelling technique”.

3.3.1. Método de la aceptación

El método se basa en Simulación Montecarlo de eventos de Λ^0 . El procedimiento es como sigue:

- Se genera un archivo de eventos (decaimientos) de Λ^0 .
- Se hace una simulación Montecarlo (reconstrucción de eventos) con los eventos generados
- Se obtiene la eficiencia

$$Eficiencia = \frac{\text{eventos generados reconstruidos}}{\text{eventos generados}} \quad . \quad (3.4)$$

- Una vez que la aceptación de reconstrucción como función de x_F , p_T y $\cos\theta$ es conocida, se corrige la distribución angular del protón y se mide la polarización.

Dos consideraciones importantes:

1. El número de eventos simulados debe ser mayor que el número de eventos reales a analizar para no incrementar considerablemente el error estadístico. Cuando la estadística de los eventos reales es muy grande, la simulación de eventos se vuelve una tarea que requiere de mucho tiempo de cómputo.
2. Este método es bueno en la medida en que la simulación del aparato también lo sea.

3.3.2. Método de cancelación de asimetrías falsas

Para este método hay una técnica que emplea algoritmos que cancelan la aceptación α de la función 3.3, tales algoritmos involucran el cálculo de la *media geométrica* o la *media aritmética*.

Una vez que la dependencia en las variables cinemáticas ha sido eliminada con la corrección dada en [29] o por algún otro método, la distribución angular del protón en el centro de masa de la Λ^0 está afectada por una aceptación A que depende solamente de $\cos \theta$,

$$\frac{dN}{d \cos \theta} = A(\cos \theta)(1 + \alpha P \cos \theta) \quad , \quad (3.5)$$

donde el ángulo θ se mide entre \vec{p}_p^{cm} y \hat{n} .

Media geométrica

El procedimiento es como sigue:

- La muestra de datos se separa en intervalos de x_F y de p_T y se obtiene la distribución angular en bins de $\cos \theta$.
- Se hace una segunda separación de los datos en pares de sectores azimutales de $\cos \theta$. El criterio para elegir estos sectores es que la aceptación para el sector de arriba del plano de producción y la aceptación abajo del plano de producción, sean muy similares. Además de que no varíen mucho dentro del sector. Las distribuciones correspondientes las definimos como

$$U(\cos \theta) = \frac{dN_U}{d \cos \theta} = A_U(\cos \theta)(1 + \alpha P \cos \theta) \quad , \quad (3.6)$$

$$D(\cos \theta) = \frac{dN_D}{d \cos \theta} = A_D(\cos \theta)(1 + \alpha P \cos \theta) \quad . \quad (3.7)$$

Los subíndices U (Up) y D (Down) denotan arriba y abajo del plano de producción, respectivamente

- Se obtiene la media geométrica de estas distribuciones con la suposición $A_U(\cos \theta) \approx A_D(-\cos \theta)$ para $-1 < \cos \theta < 1$ dentro del sector y se evalúa

$$\frac{\sqrt{U(\cos \theta) \cdot D(\cos \theta)} - \sqrt{U(-\cos \theta) \cdot D(-\cos \theta)}}{\sqrt{U(\cos \theta) \cdot D(\cos \theta)} + \sqrt{U(-\cos \theta) \cdot D(-\cos \theta)}} \approx \alpha P \cos \theta \quad . \quad (3.8)$$

Un procedimiento alternativo es el de la *media aritmética*, con el cual se obtiene esencialmente el mismo resultado de la ecuación 3.8. Ambas formas de proceder sirven para validarse mutuamente.

Cuando la muestra de eventos que se va a analizar es muy grande, este método resulta bastante apropiado porque no es necesario hacer simulación para determinar la función de la aceptación. Sin embargo, cuando la estadística no es tan grande, la separación de los datos en intervalos de x_F y p_T , además de la agrupación en sectores azimutales separados en bins de $\cos \theta$, hace que terminemos con muestras de muy pocos eventos que satisfagan los tres requisitos (estar dentro de los tres bins combinados); consecuentemente, el error estadístico en la medición de la polarización es muy grande. Esta es una situación a la que nos enfrentamos durante el desarrollo de esta trabajo, dada la estadística con la que contamos y las distribuciones de x_F y p_T de nuestras Λ^0 's.

Para nuestro propósito decidimos seguir el *método de la aceptación*. El segundo método quedó descartado, por la misma situación que mencionamos en el párrafo anterior.

3.4. Simulación Montecarlo

Se generó un archivo `uno.emb` con 1000 millones de eventos de Λ^0 generados con parámetros $n = 1$ y $b = 1$. Con estos parámetros, los eventos siguen una distribución de la forma $(1 - x_F)^1$ en x_F y una forma gaussiana en p_T con $\sigma = 1/\sqrt{2} \text{ GeV}/c$. De los eventos originales eliminamos todos aquellos que tenían una longitud de decaimiento $z > 30 \text{ cm}$ y el resto los guardamos en el archivo `dos.emb`. Los eventos eliminados son los que decaen fuera de la región del vértice, así que de cualquier manera no van a ser reconstruidos. Esto nos permitió reducir el tiempo de cómputo por un factor de aproximadamente 1/100 durante la reconstrucción de los eventos de `dos.emb`.

Los parámetros n y b se eligieron de tal manera que las distribuciones estuviesen convenientemente más pobladas para valores más pequeños de las variables cinemáticas que para valores más grandes puesto que así están distribuidos los eventos que estamos analizando (figura 3.5). Después de

todo, la eficiencia de reconstrucción es independiente de estos parámetros, es decir, es independiente de la forma de la distribución de los eventos que se simulan. En la figura 3.9 se muestra la distribución angular del protón respecto del eje y de los eventos generados por EDG.

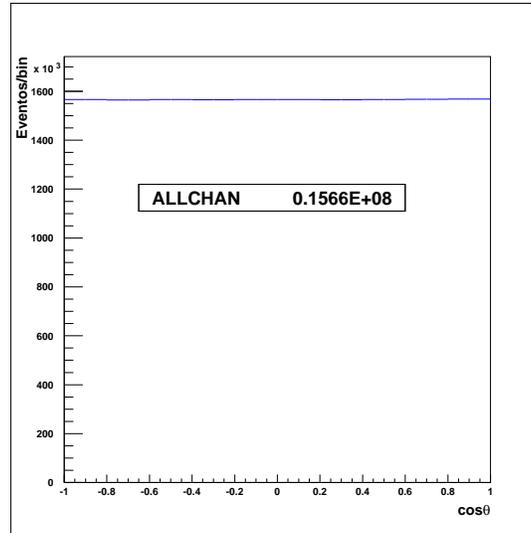


Figura 3.9: Distribución angular del protón respecto al eje y de los eventos generados por EDG, correspondiente a los intervalos $(0.4 < x_F < 0.5)$ y $(0.4 < p_T < 0.6)$ GeV/c .

3.4.1. Reconstrucción de eventos con SOAP

Usamos el paquete SOAP estándar junto con el simulador Embedding de SELEX. Los eventos generados fueron embebidos con datos reales de los archivos de la corrida 10783 (Los archivos de esta corrida contienen aproximadamente 1 millón de eventos), los cuales seleccionamos aleatoriamente. En la figura 3.10 se muestra la distribución angular del protón de los eventos reconstruidos. Esta distribución es la suma de los eventos generados reconstruidos y los eventos naturales reconstruidos discutidos en la subsección 2.9.2. Sin embargo, la componente de los eventos naturales reconstruidos constituye aproximadamente el 1% del total, cosa que es despreciable y por tanto omitimos sustraerla de la distribución total.

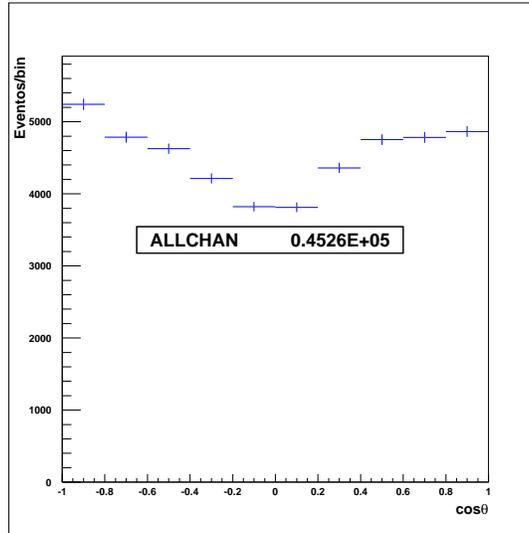


Figura 3.10: Distribución angular del protón respecto al eje y de los eventos reconstruidos por SOAP, correspondiente a los intervalos ($0.4 < x_F < 0.5$) y ($0.4 < p_T < 0.6$) GeV/c .

3.5. Aceptancia de reconstrucción como función de $\cos \theta$

Dividimos la distribución limpia por la distribución original de los datos generados (antes de tirar los eventos con $z > 30$ cm). La aceptación se muestra en la figura 3.11.

3.6. Medición de la asimetría en la distribución angular del protón

La corrección por la aceptación consiste en dividir la distribución sin ruido (figura 3.8) por la eficiencia (figura 3.11). El resultado de esta operación es la distribución angular que buscamos (figura 3.12), la que describe el comportamiento que dicta la naturaleza en el proceso de producción de la Λ^0 .

A continuación hicimos un ajuste de la distribución angular corregida a

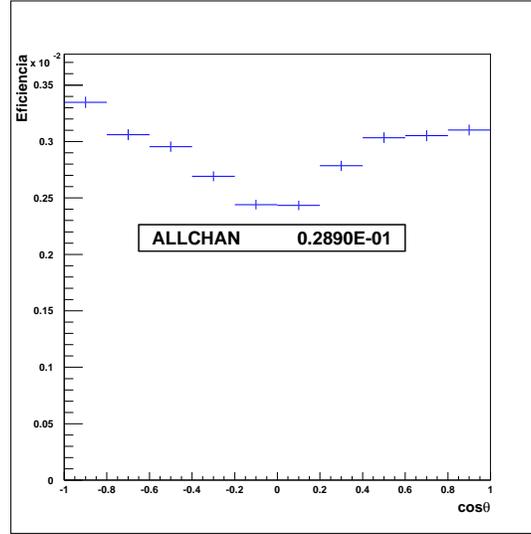


Figura 3.11: Eficiencia de reconstrucción como función de $\cos \theta$, correspondiente a los intervalos $(0.4 < x_F < 0.5)$ y $(0.4 < p_T < 0.6) \text{ GeV}/c$.

una recta dada por

$$F(\cos \theta) = P1(1 + 0.642 \cdot P2 \cos \theta) \quad . \quad (3.9)$$

En la misma figura 3.12 se muestra el resultado del ajuste. Los parámetros $P1$ y $P2$ son los parámetros libres del ajuste. El parámetro importante es $P2$, es el que nos dice la forma de la distribución y al que identificamos como la polarización. El otro parámetro sólo es un desplazamiento vertical, proporcional al número de eventos en la muestra.

3.7. Validación de los algoritmos

Los resultados que obtuvimos y que mostramos en el siguiente capítulo sólo pueden ser confiables después de que los algoritmos de análisis pasen algunas pruebas elementales de validación. Además, siempre que sea posible, los resultados deben ser comparados con los obtenidos por otros experimentos, como haremos también en su momento. Hemos decidido hacer tres pruebas, las cuales son suficientes para este propósito:

1. Verificar que la simulación de eventos polarizados se hace correctamente.

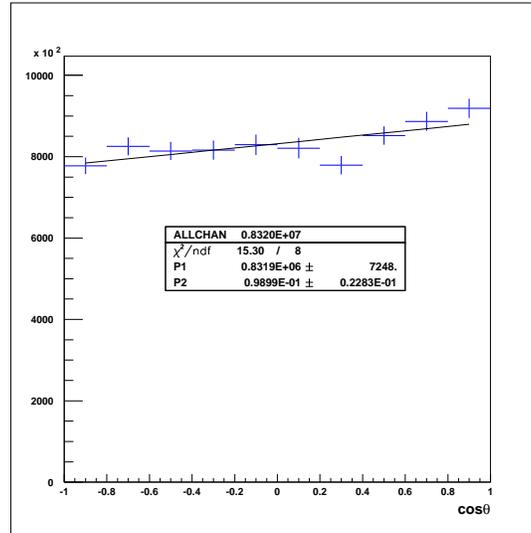


Figura 3.12: Medición de la polarización en la distribución de $\cos\theta$, correspondiente a los intervalos $(0.4 < x_F < 0.5)$ y $(0.4 < p_T < 0.6)$ GeV/c .

2. Verificar la conservación de la paridad.
3. Mostrar que la distribución angular de los productos del decaimiento del K_s^0 es constante.

3.7.1. Simulación de eventos polarizados

Esta simulación consiste en generar eventos con una polarización conocida, hacer la reconstrucción de los mismos como si se tratase de eventos reales para en seguida medir nuevamente su polarización; debemos recuperar el valor de entrada.

Generación de eventos polarizados

La generación de eventos polarizados se hizo en dos etapas:

- Para asegurarnos de que el código del programa `read_emb.F` fue escrito correctamente, con EDG generamos un archivo con 10 millones de Λ^0 's al que llamamos `1_emb` y verificamos que las distribuciones de x_F y p_T de los eventos se llenaron tal como se especificó en los archivos de control. También nos cercioramos de que las distribuciones de $\cos\theta$

tuvieran una pendiente cero en sus tres proyecciones (EDG genera eventos no polarizados).

- A partir del archivo `1.emb`, generamos un nuevo archivo al que llamamos `2.emb` con eventos que tenían una polarización inducida. Estos eventos fueron seleccionados con el método de “comparar y rechazar”. Aleatoriamente seleccionamos los eventos de modo que siguieran un comportamiento dado por la ecuación 3.9. El número total de eventos seleccionados con una polarización de -30%, por ejemplo, constituye aproximadamente un 84% del total de eventos originales de `1.emb`. Posteriormente se ejecutó el programa `read_emb.F` sobre `2.emb` y se midió la polarización. Se recuperó el valor de la polarización que inducimos. En la figura 3.13 se muestra un ejemplo del ajuste a la distribución del protón de los eventos generados polarizados en un -30% (parámetro P2). La figura 3.14 muestra la misma distribución angular en sus proyecciones sobre los ejes x y z , respectivamente.

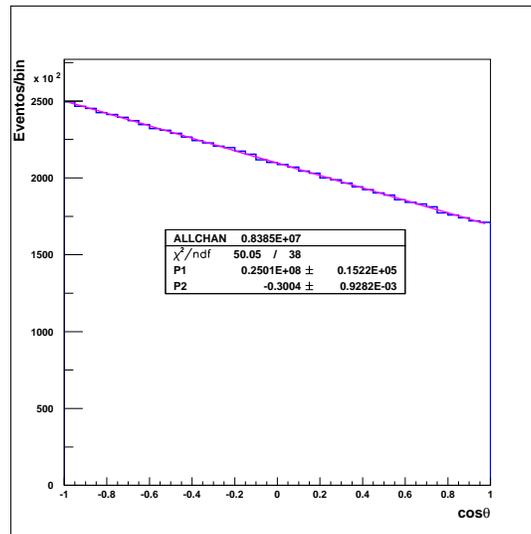


Figura 3.13: Distribución angular del protón respecto al eje y de los eventos generados polarizados en un -30%.

Reconstrucción con SOAP de eventos generados polarizados

La reconstrucción de los eventos generados polarizados se llevó a cabo de la siguiente manera:

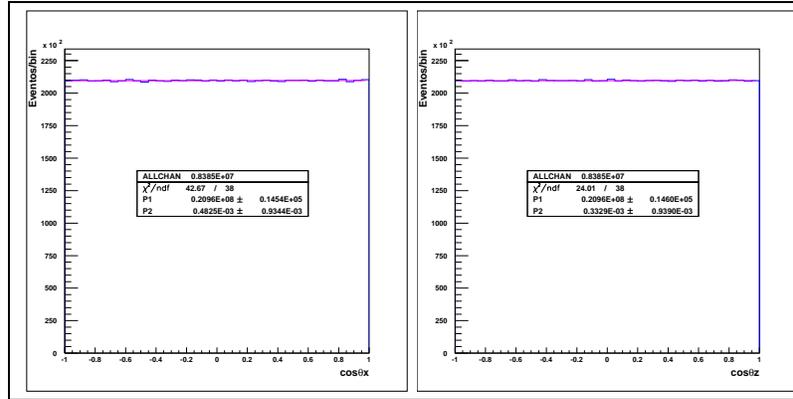


Figura 3.14: Distribución angular del protón respecto a los ejes x y z de los eventos generados polarizados en un -30 %.

1. Se ejecuta el paquete Embedding dentro de SOAP con los eventos de `2.emb` como eventos a ser enbebidos dentro de los eventos almacenados en un archivo de 1M, `infile`, el cual se elije de manera aleatoria.
2. Se leen los vtuples que salen del paso anterior y se llena el histograma bidimensional de $\cos \theta$ versus masa. Este histograma bidimensional debe ser llenado con un factor de peso para corregir por la aceptación en las variables cinemáticas. La función de aceptación que nos da el factor de peso esta descrita en [29].
3. Se elimina el ruido de la distribución angular para obtener una distribución “limpia”.
4. Se divide la distribución angular “limpia” por la distribución angular original generada por EDG. La distribución que resulta de esta división es la aceptación como función, únicamente de $\cos \theta$.

La generación y reconstrucción de eventos polarizados se puede llevar a cabo para diferentes polarizaciones. Así lo hicimos para una polarización de 0 % y medimos la eficiencia correspondiente, misma que utilizamos para corregir la distribución “limpia” que se obtiene en el paso 3 para la polarización de -30 %.

En la figura 3.15 se muestra un ejemplo de la reconstrucción de eventos generados polarizados en un -30 %. Se observa que se recupera el valor de entrada. La figura 3.16 muestran la misma distribución angular en sus proyecciones sobre los ejes x y z , respectivamente.

Con esto se concluye que el código de análisis se ha escrito correctamente y además, que el software de simulación de SELEX (Embedding) que utilizamos, es confiable.

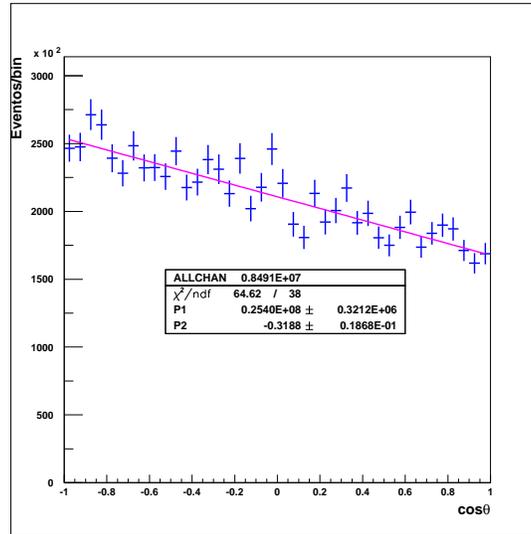


Figura 3.15: Distribución angular del protón respecto al eje y de los eventos generados polarizados en un -30 %, reconstruidos con SOAP.

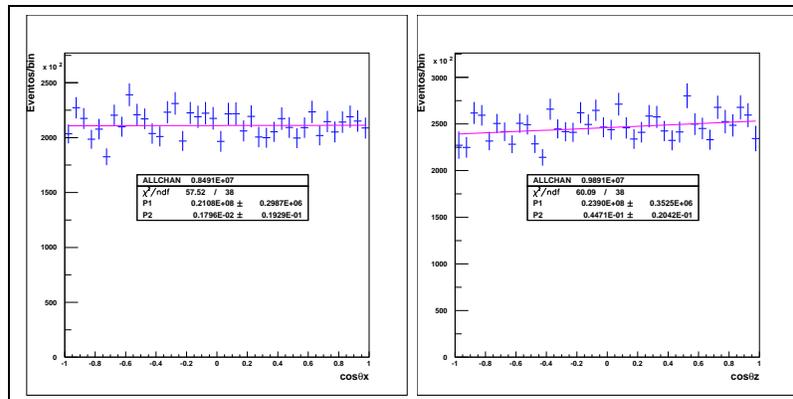


Figura 3.16: Distribución angular del protón respecto a los ejes x y z de los eventos generados polarizados en un -30 %, reconstruidos con SOAP.

3.7.2. Prueba de conservación de la paridad

La conservación de paridad requiere que no haya asimetría en la distribución del protón en las proyecciones x y z , es decir, las distribuciones de $\cos \theta_x$ y $\cos \theta_z$ deben tener polarización cero. Se ha medido la polarización de las Λ^0 's a lo largo de los ejes x y z para los datos reales, de la misma manera como se hizo para el eje y . El resultado de esta medición y su discusión se presentan en los capítulos 4 y 5, respectivamente.

3.7.3. Distribución angular del π^+ en el decaimiento del K_s^0

Otra prueba indispensable para validar nuestros algoritmos es medir la asimetría de la distribución angular de los productos del decaimiento del K_s^0 . Dado que el mesón K_s^0 tiene espín cero, esta partícula no puede ser polarizada, es decir, no debe presentar asimetría de decaimiento, de lo contrario, eso significaría que existe un momento angular neto en la muestra, en contradicción con el valor cero de su espín.

Se ha medido la “polarización” del K_s^0 con el mismo software usado para analizar las Λ^0 's. Después de todo, los decaimientos de la Λ^0 y el K_s^0 son geoméricamente análogos. En el caso del K_s^0 hemos considerado la distribución angular del π^+ . Los resultados y la discusión de los mismos se presentan en los capítulos 4 y 5, respectivamente.

3.8. Estudio de la aceptación como función de la polarización

En esta sección se presentan los resultados del estudio de la aceptación del aparato SELEX como función de la polarización. Se midió la aceptación de la Λ^0 para 7 diferentes polarizaciones, a saber: 0, 5, 10, 15, 20, 25 y 30 por ciento, siguiendo el mismo procedimiento descrito en la subsección 3.7.1. Generamos 10 millones de eventos para cada valor de polarización, con parámetros $n = 1$ y $b = 1$. A continuación se muestran los resultados de la medición de la aceptación en las tres proyecciones del ángulo θ .

Las figuras 3.17, 3.18 y 3.19 muestran los resultados correspondientes a las proyecciones y , x y z , respectivamente. Se observa que estadísticamente no existe ninguna dependencia de la eficiencia en la polarización misma.

3.8.1. Eficiencia = $1/A(\cos\theta)$ en la proyección y

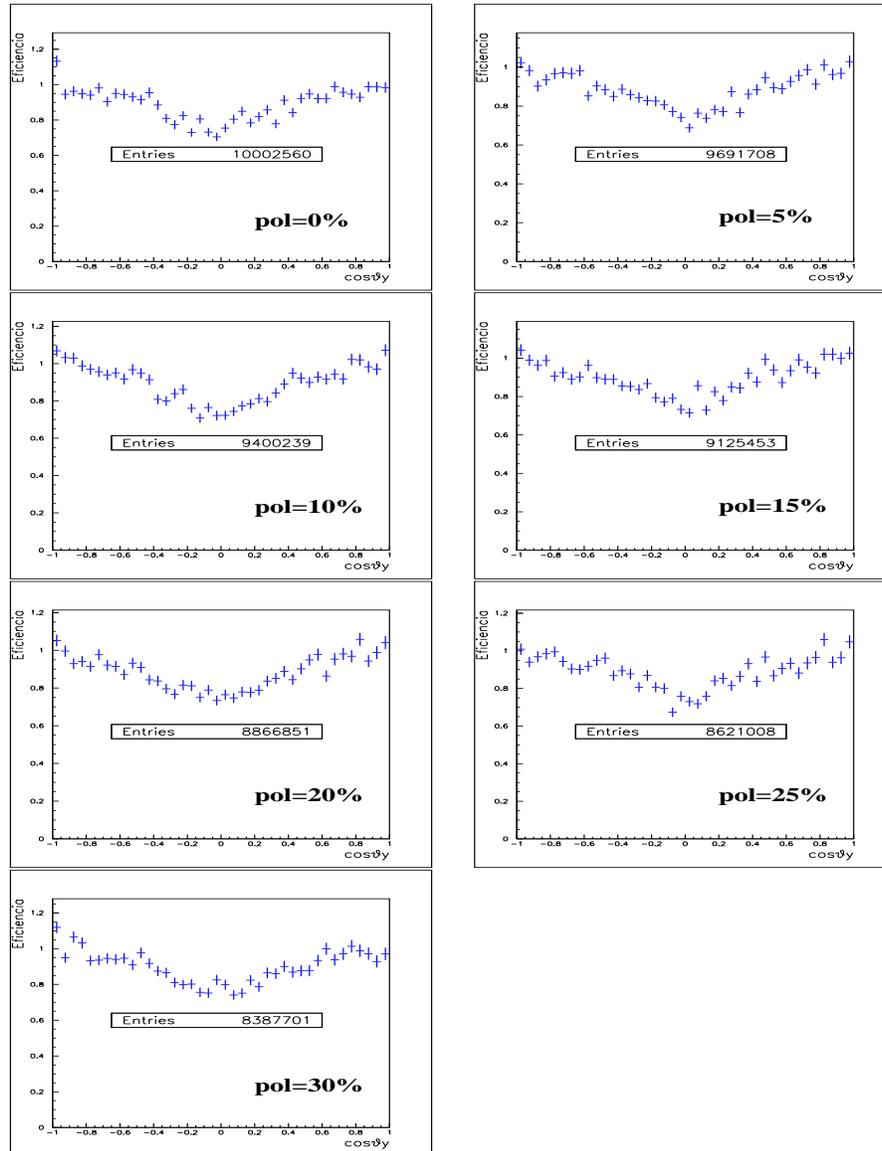


Figura 3.17: Eficiencia en $\cos\theta_y$ como función de la polarización.

3.8.2. Eficiencia = $1/A(\cos\theta)$ en la proyección x

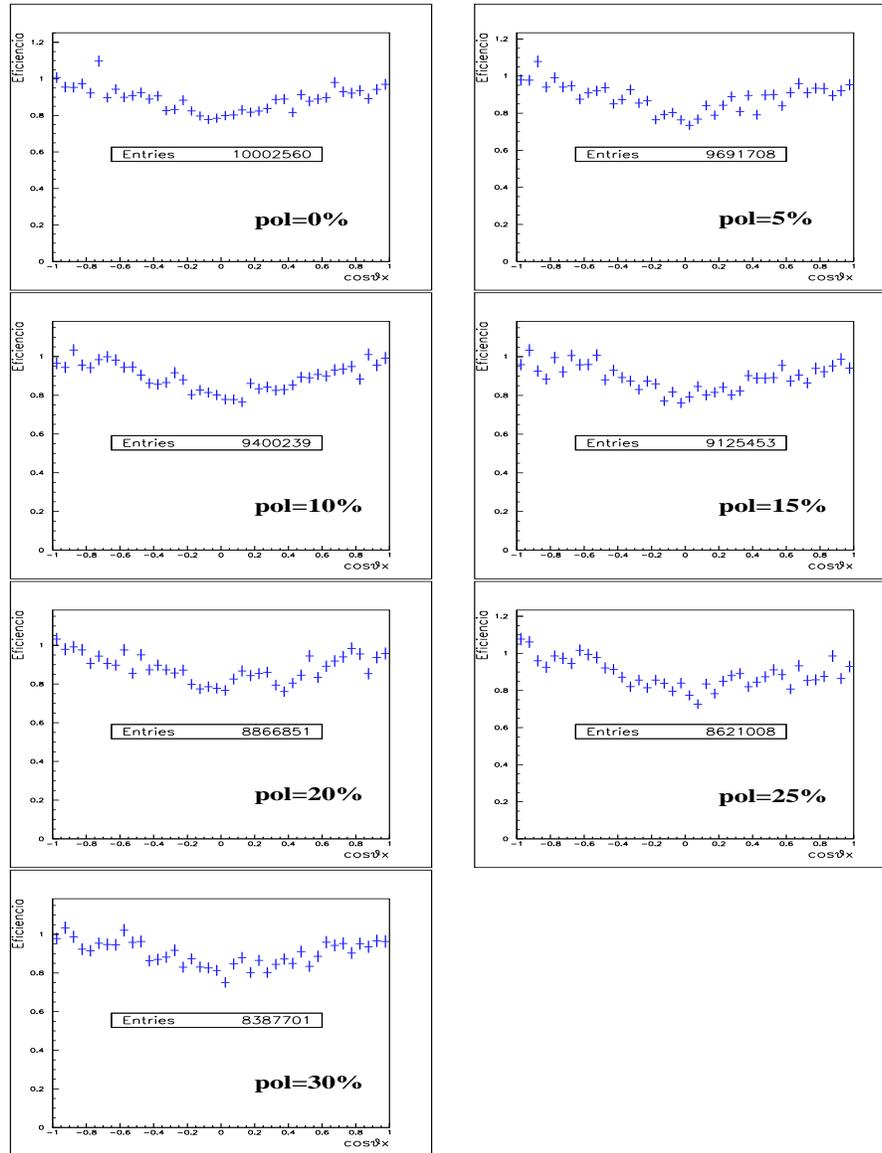


Figura 3.18: Eficiencia en $\cos\theta_x$ como función de la polarización.

3.8.3. Eficiencia = $1/A(\cos\theta)$ en la proyección z

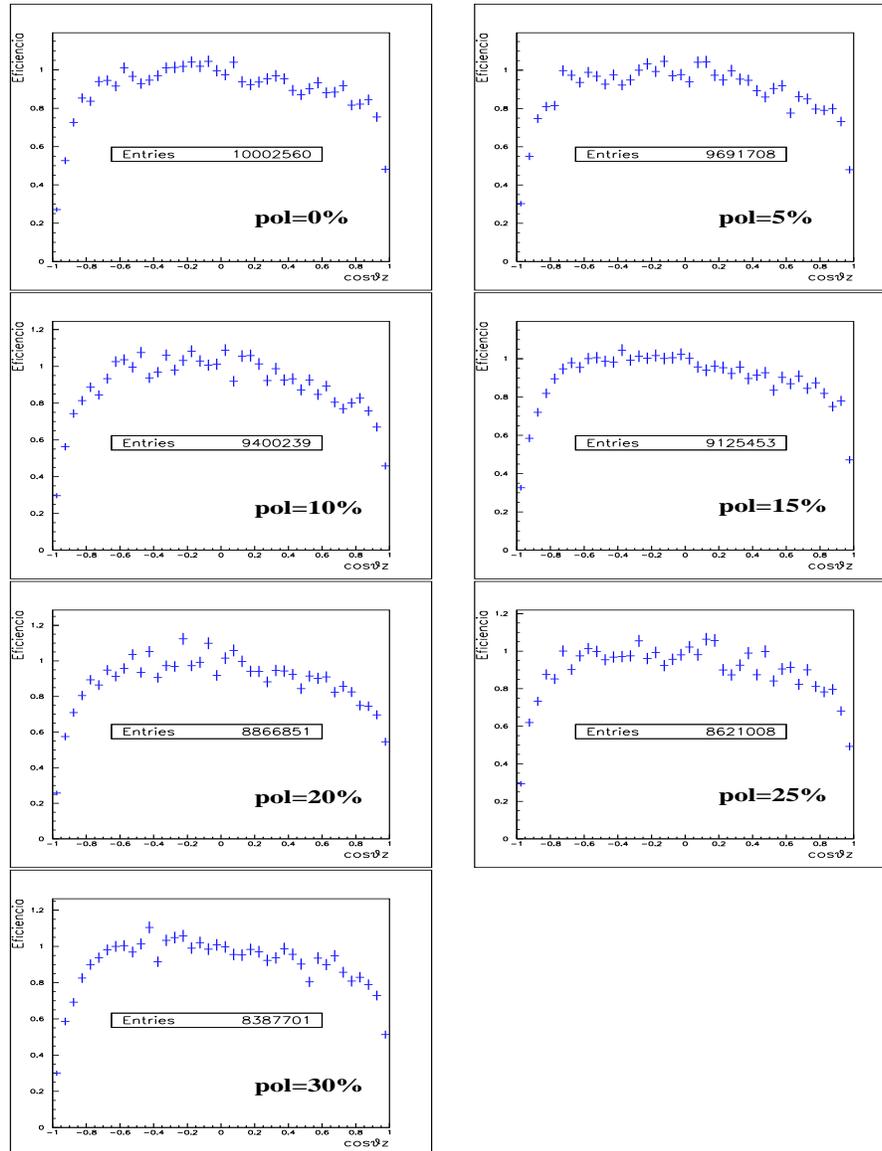


Figura 3.19: Eficiencia en $\cos\theta_z$ como función de la polarización.

3.9. Análisis de los datos con cortes adicionales

Hemos hecho la medición de la polarización de nuestros datos con restricciones o “cortes” adicionales. Llamaremos datos sin cortes a los datos seleccionados con el criterio estándar de selección de eventos establecido en las tablas `recdf` y `recpid` (figura 2.12). Los cortes que hicimos fueron tres: corte “M1M2”, corte “RICH” y “TGT”:

- Corte M1M2. Este corte consiste en considerar solamente aquellos eventos cuyas trayectorias hayan sido detectadas en ambos espectrómetros M1 y M2. Con este corte la estadística se reduce por un factor de aproximadamente 1/3. Los eventos que son filtrados por este corte son aquellos con x_F pequeña (momento bajo).
- Corte RICH. Este corte consiste en considerar solamente aquellos eventos para los cuales el detector RICH ha podido identificar ambas partículas hijas con un valor en la función de similitud mayor que 0.8. Este es un corte muy duro, reduce la estadística por un factor de aproximadamente 1/10 siendo los datos filtrados aquellos con momento bajo en su mayoría.
- Corte TGT o separación por blancos. Hemos hecho la medición de la polarización de nuestros eventos separándolos de acuerdo al blanco donde ocurrió la interacción que los produjo. Los blancos son dos láminas de cobre y tres láminas de diamante numerados del 6 al 10. Los blancos 6 y 7 son los blancos de cobre y los blancos 8, 9 y 10 son los blancos de diamante. Los resultados y la discusión de este estudio se presentan en los capítulos 4 y 5, respectivamente.

3.10. Cálculo de errores

El cálculo de errores se hizo de la siguiente manera:

- Los errores asignados a las entradas (bins) de un histograma que se ha llenado directamente, es la raíz cuadrada del número de eventos de esa entrada.
- Los cuadrados de los errores asignados a las entradas de un histograma que se ha obtenido como el la suma o resta de dos histogramas, son la suma de los cuadrados de los errores de éstos.

- Los cuadrados de los errores relativos asignados a las entradas de un histograma que se ha obtenido como el producto o el cociente de dos histogramas, son la suma de los cuadrados de los errores relativos de éstos.

Capítulo 4

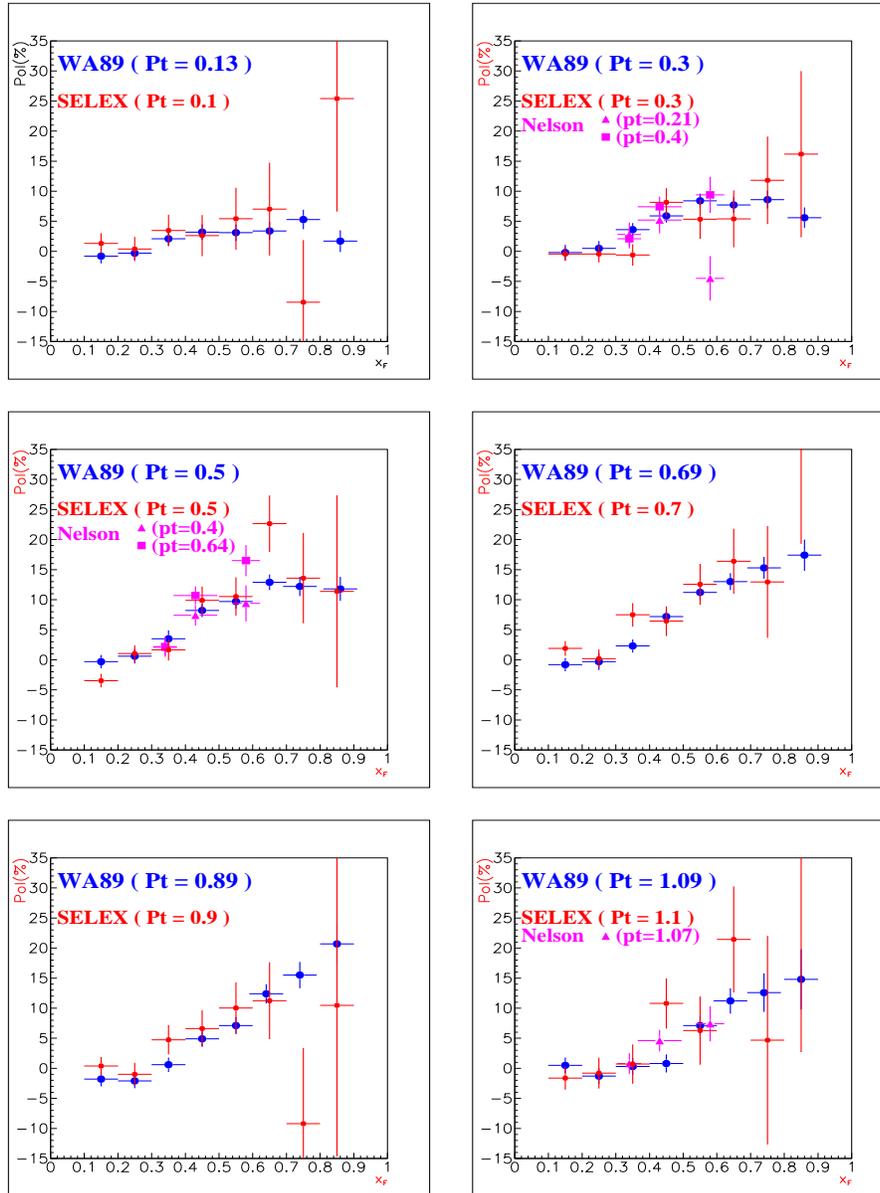
Resultados

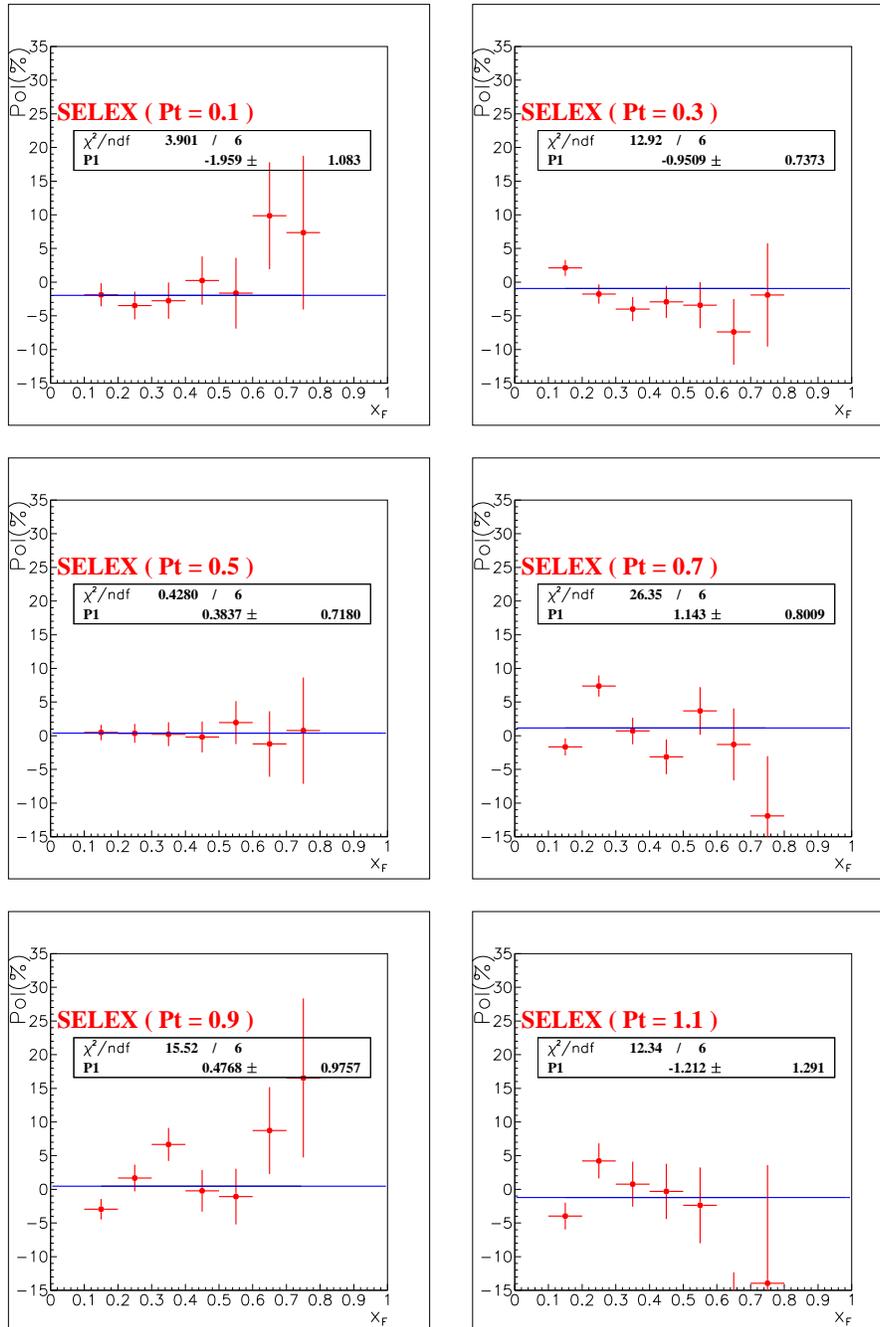
El presente capítulo está dedicado exclusivamente a mostrar los resultados de nuestras mediciones de la polarización, los cuales se presentan en cuatro secciones. En primer lugar, mostramos la polarización de las Λ^0 's producidas por el haz de Σ^- ; al mismo tiempo que se hace una comparación con los resultados de las referencias [10] y [12]. En segundo lugar, se muestra la “polarización” del K_s^0 producido con el mismo haz. La tercera sección muestra nuestros resultados de la polarización de las Λ^0 's que fueron producidas con el haz de protón. En las últimas dos secciones se muestran los resultados de la medición de la polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ producida por los haces de Σ^- y de protón.

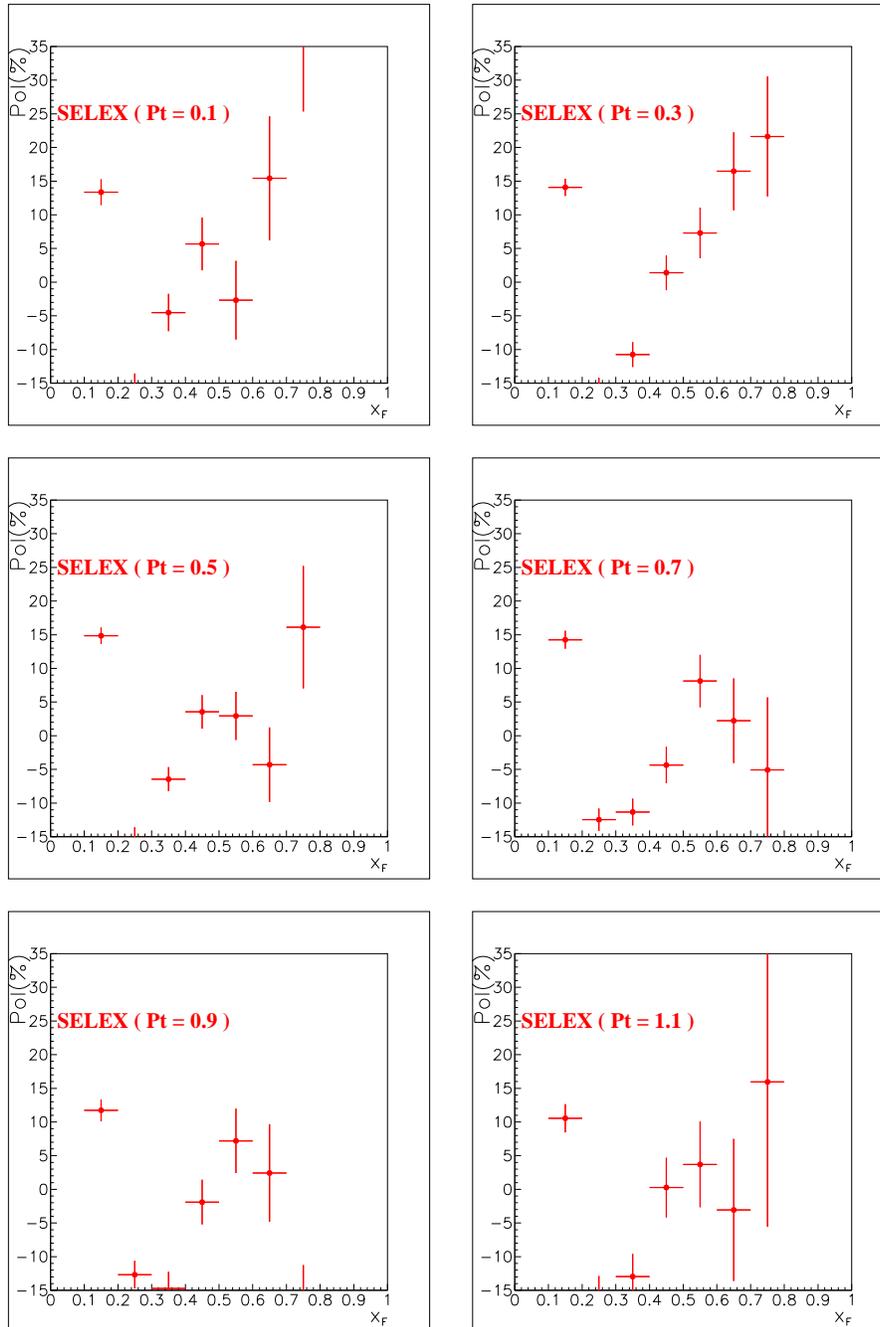
Una discusión formal acerca de todos y cada uno de los resultados que aquí se presentan, se encuentra en el siguiente capítulo. También hemos incluido una tabla con los principales resultados en el apéndice al final del texto.

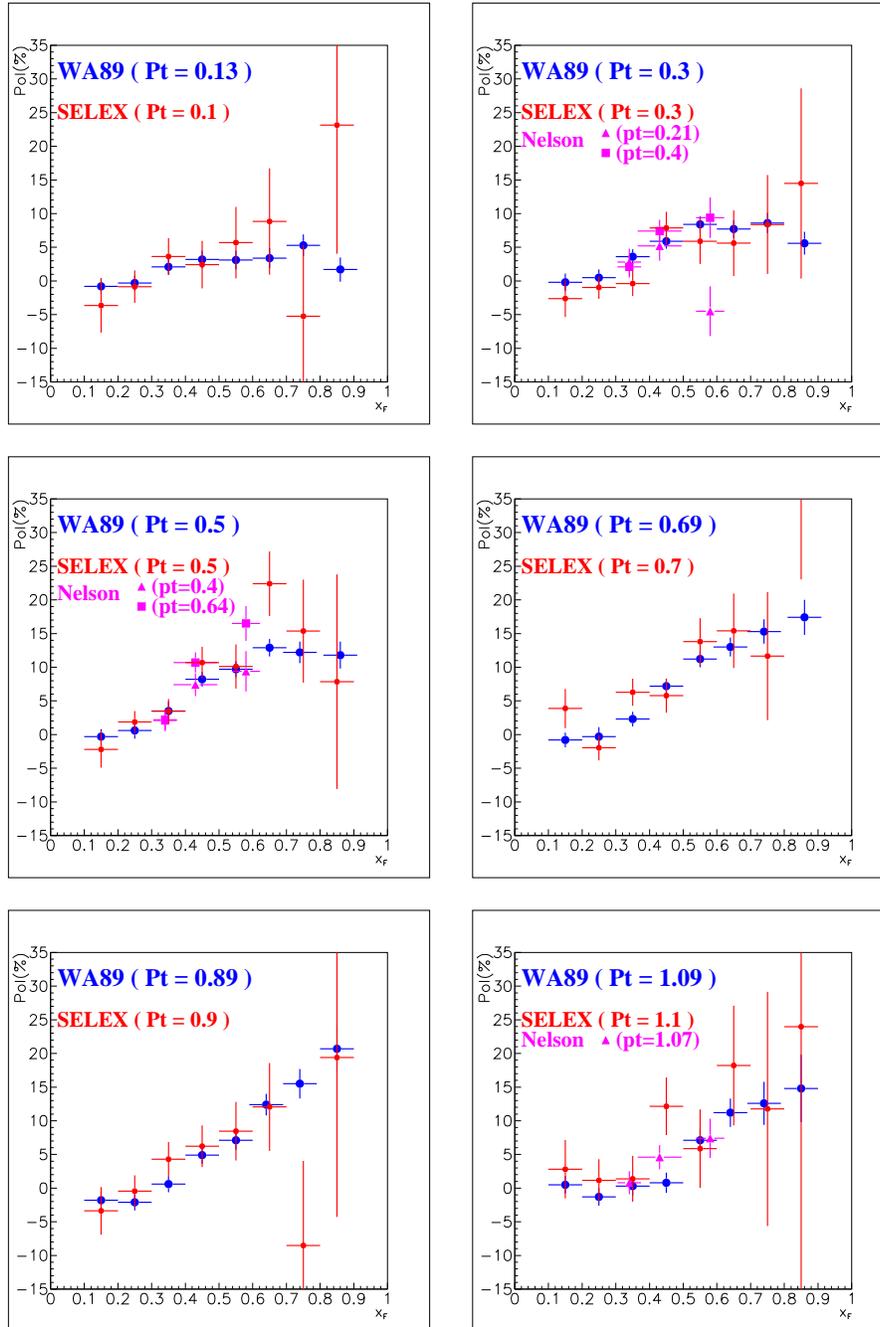
4.1. Polarización de la Λ^0 producida con el haz de Σ^-

4.1.1. Polarización de la Λ^0 en la proyección y

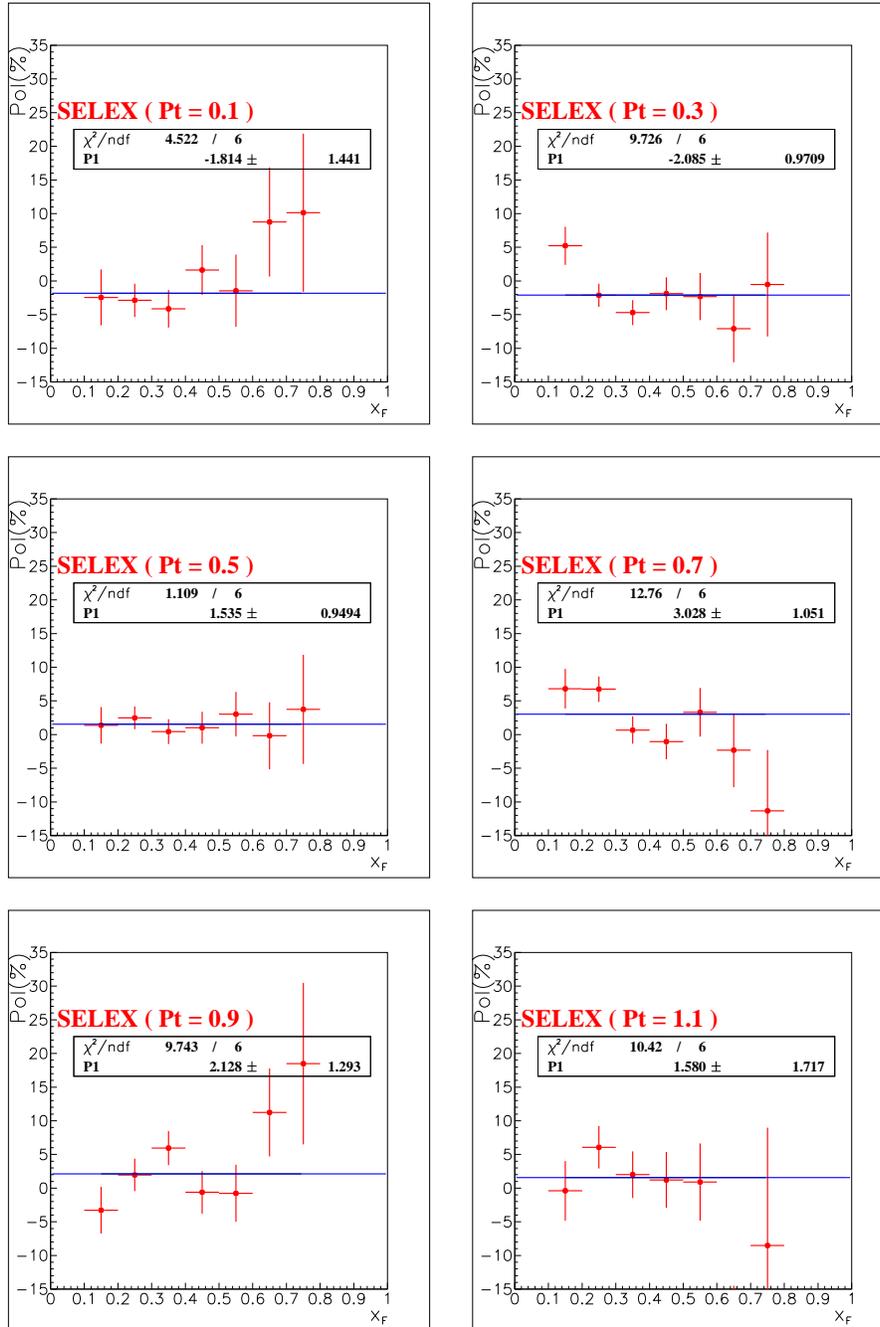


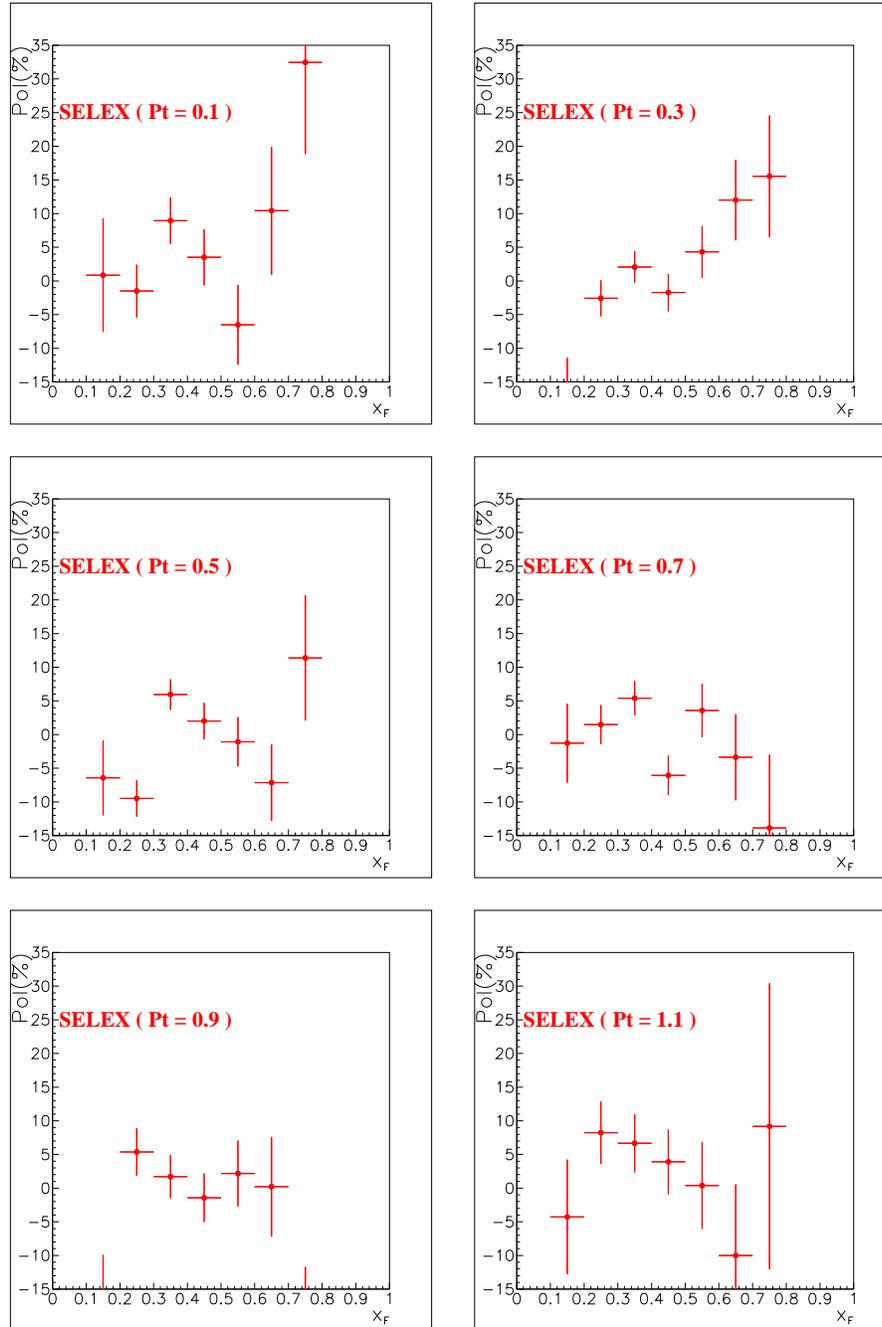
4.1.2. Polarización de la Λ^0 en la proyección x 

4.1.3. Polarización de la Λ^0 en la proyección z 

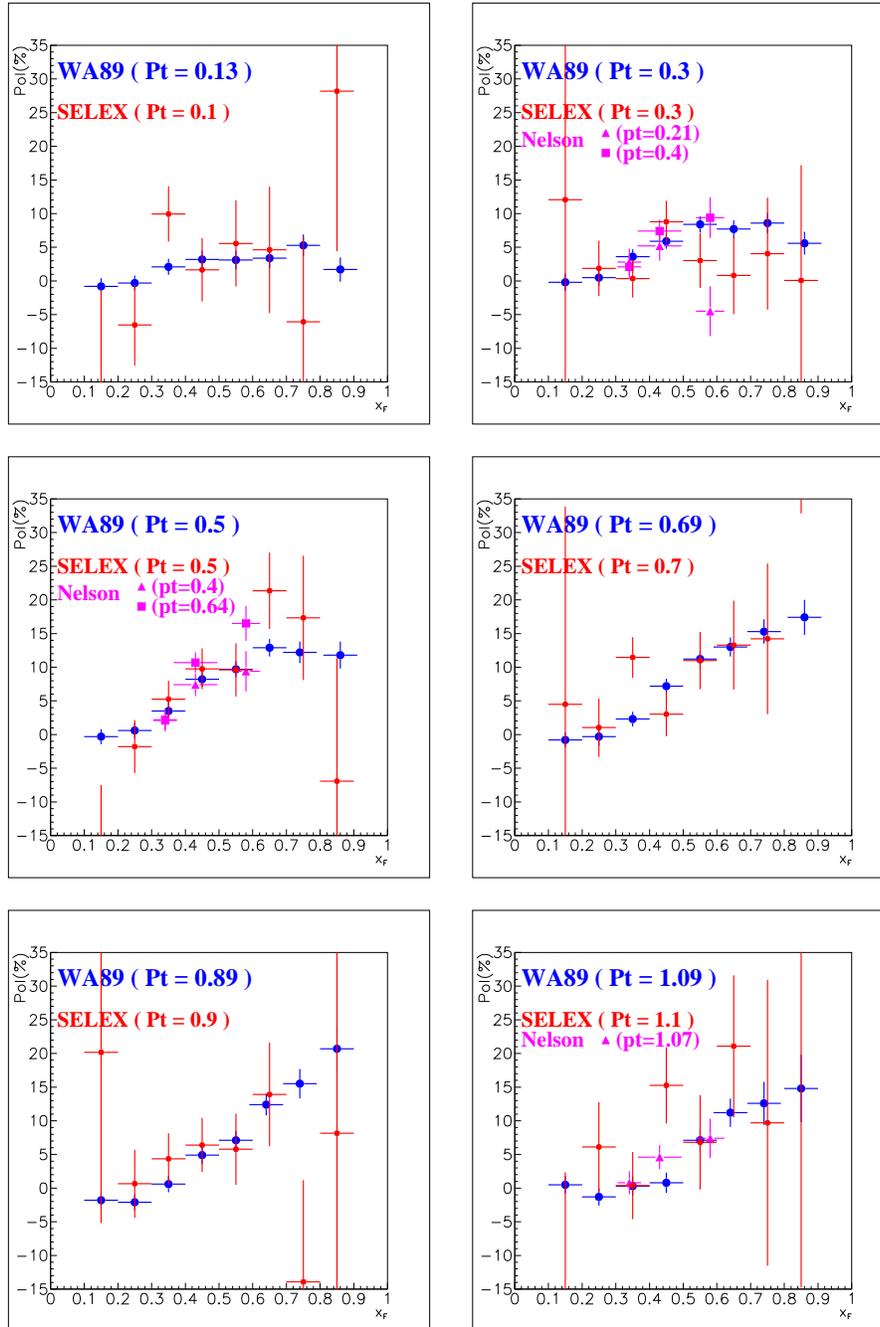
4.1.4. Polarización de la Λ^0 en la proyección y , para el corte M1M2

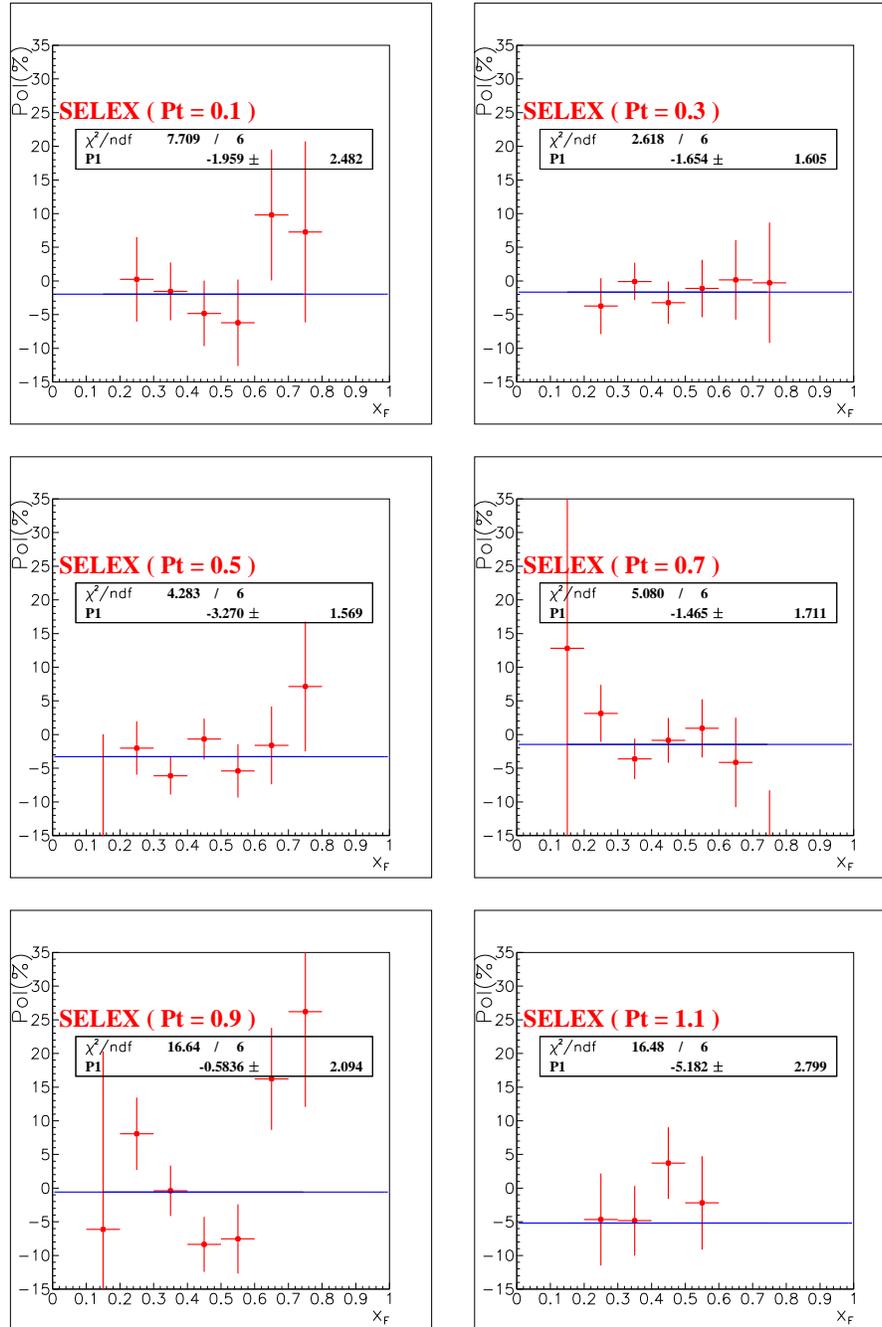
4.1.5. Polarización de la Λ^0 en la proyección x , para el corte M1M2



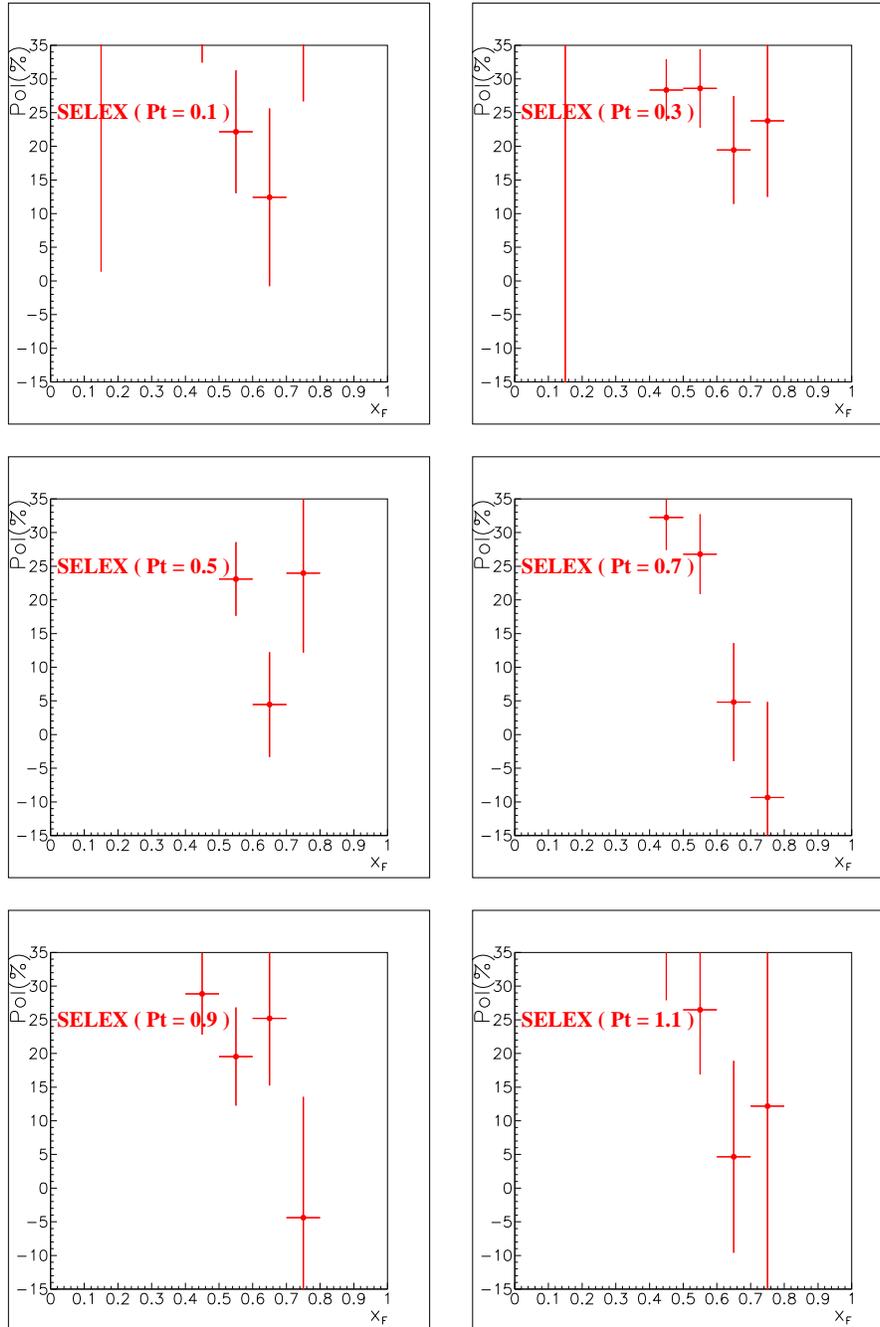
4.1.6. Polarización de la Λ^0 en la proyección z , para el corte M1M2

4.1.7. Polarización de la Λ^0 en la proyección y , para el corte RICH

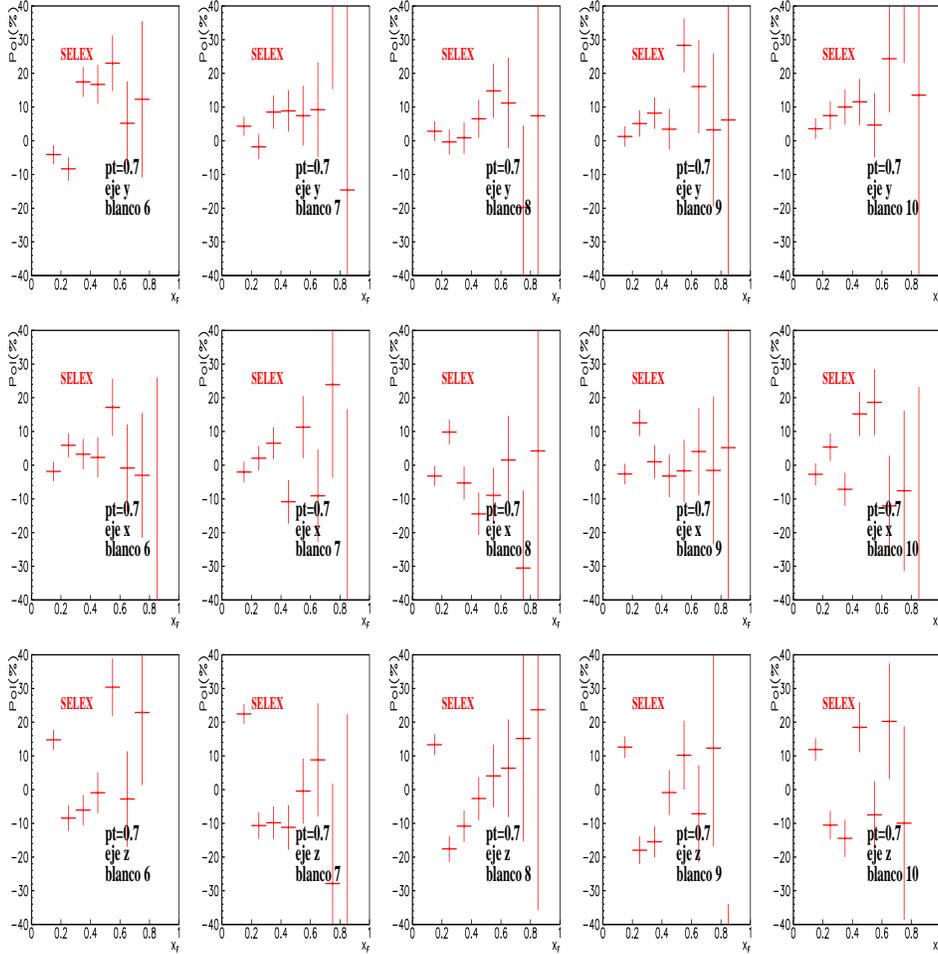


4.1.8. Polarización de la Λ^0 en la proyección x , para el corte RICH

4.1.9. Polarización de la Λ^0 en la proyección z , para el corte RICH

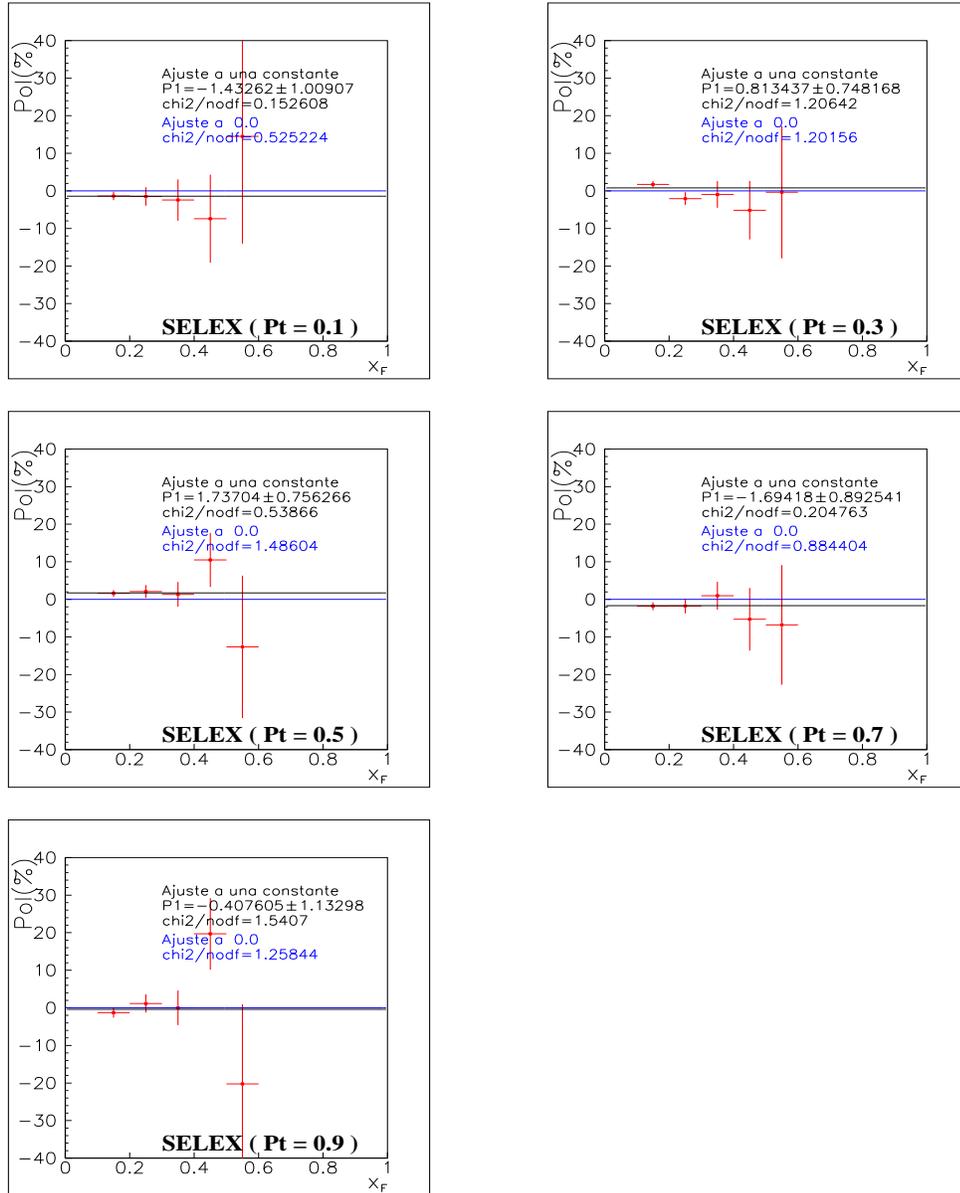


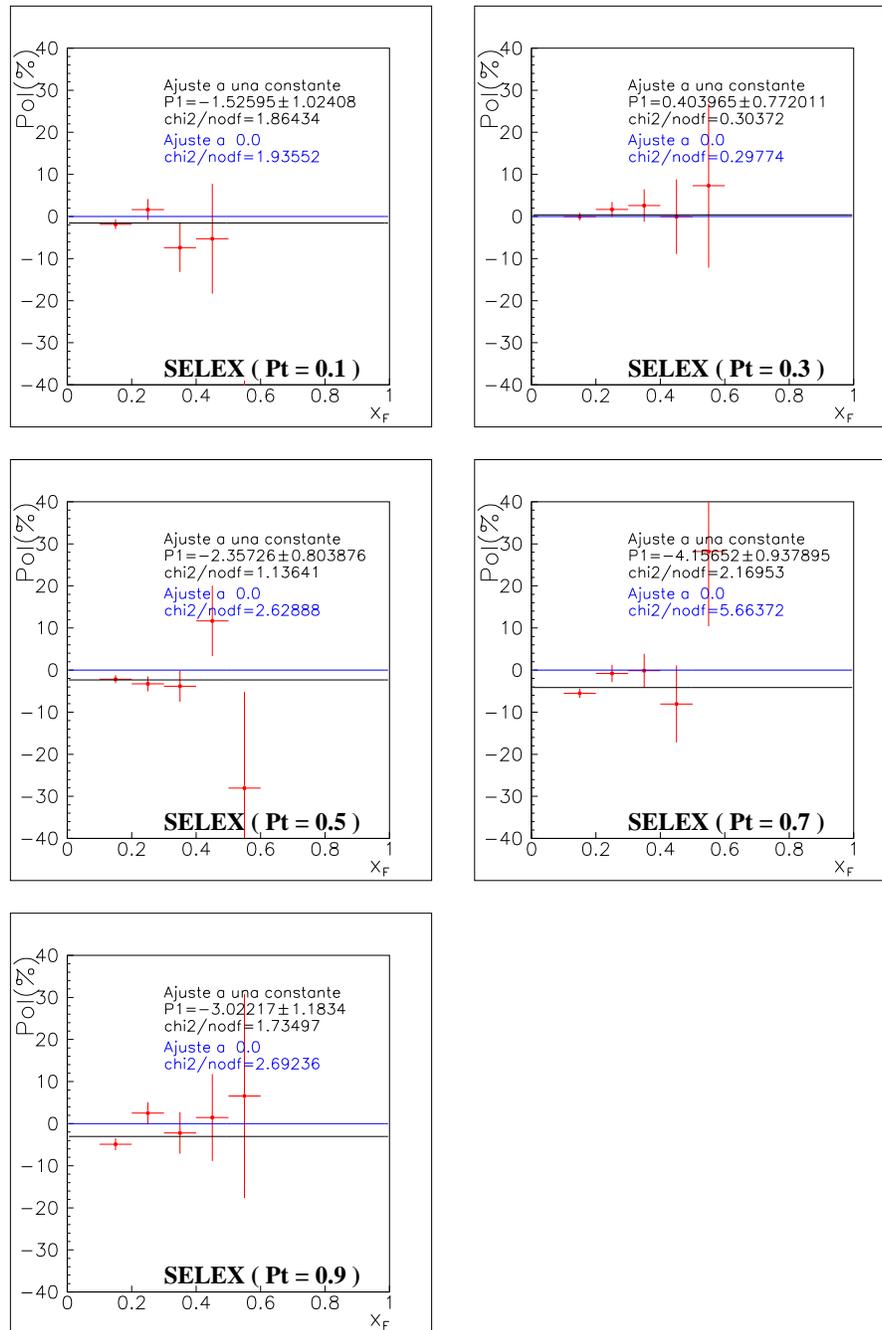
4.1.10. Polarización de la Λ^0 como función del blanco de producción. Datos correspondientes a la región ($0.6 < p_T < 0.8$) GeV/c

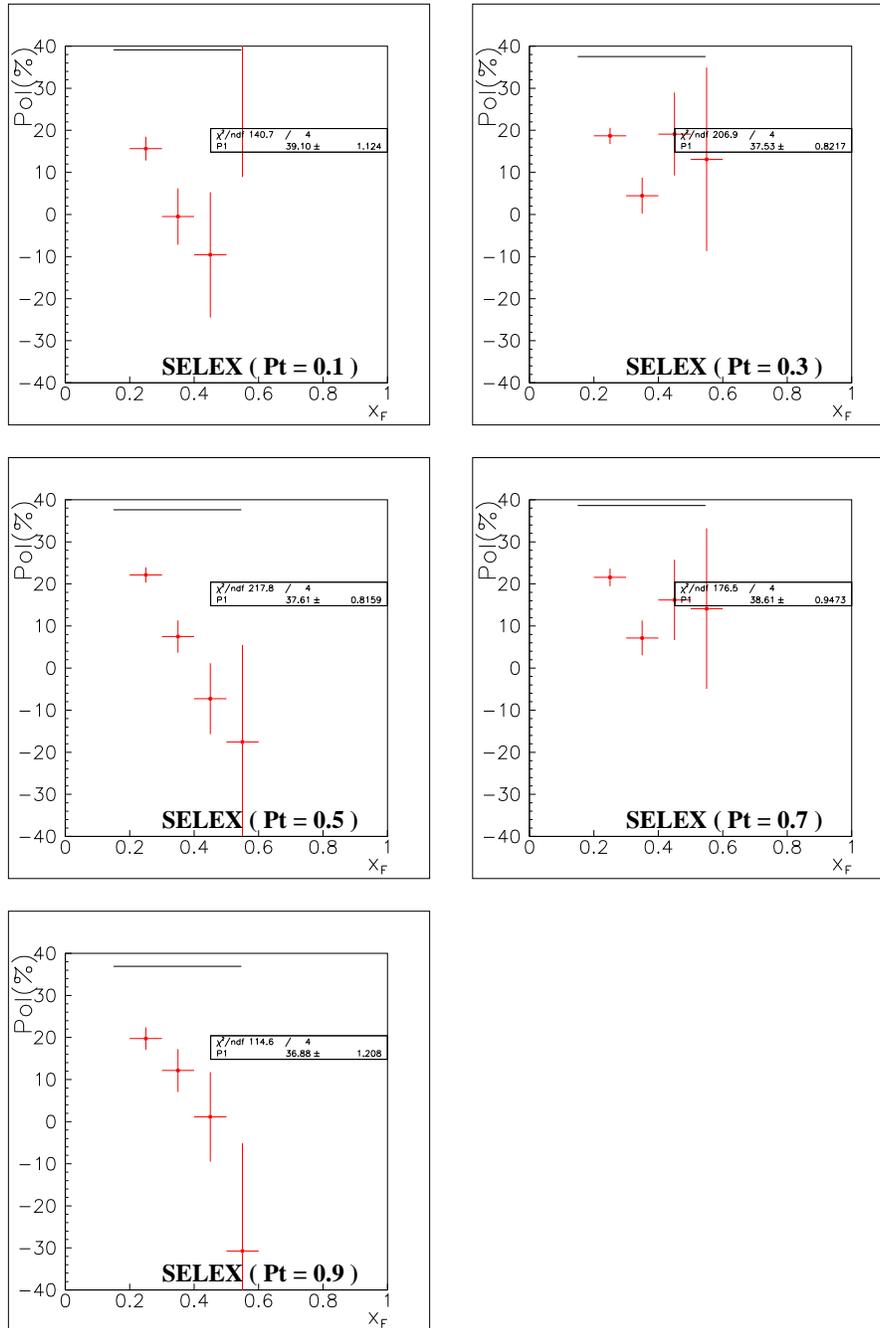


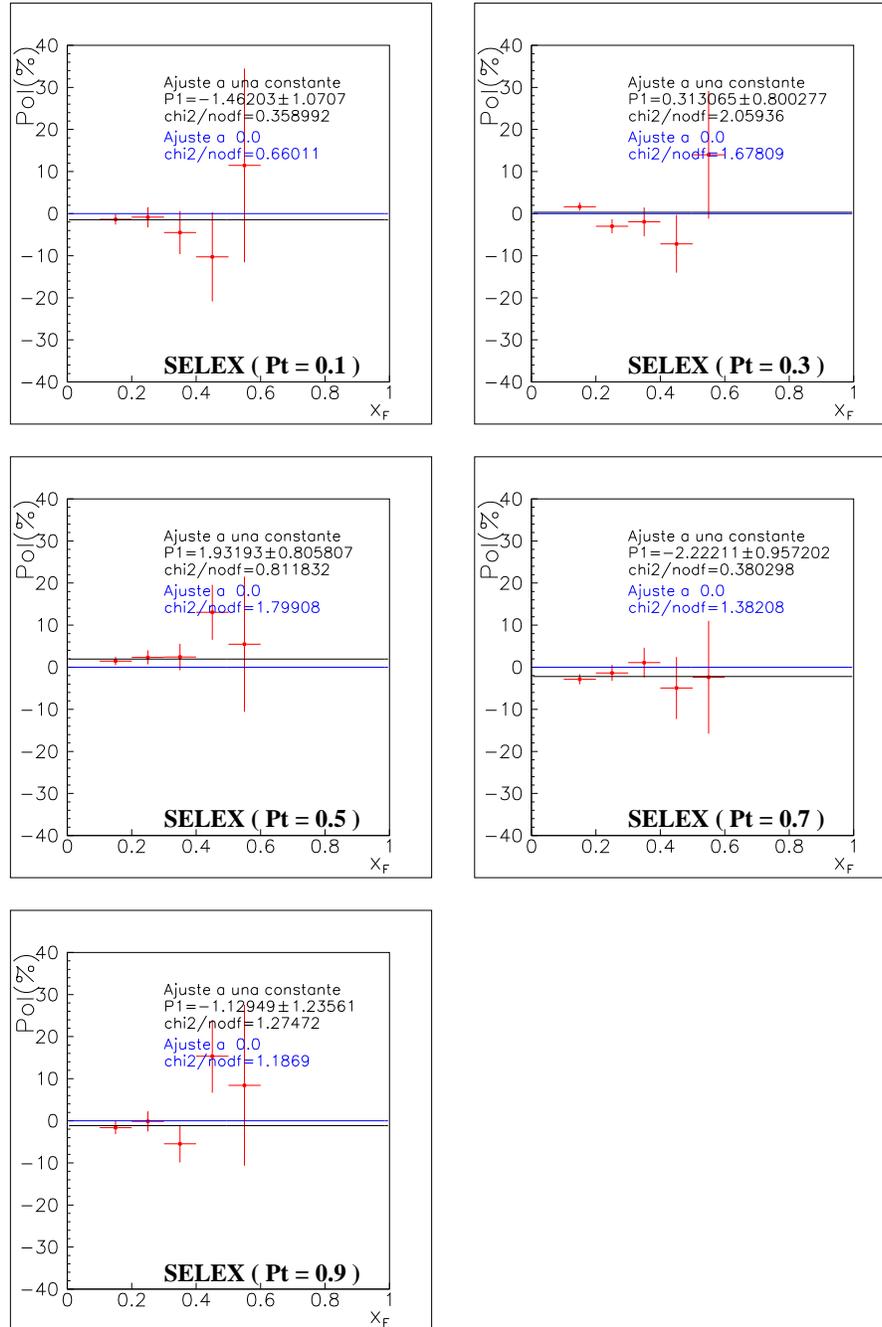
4.2. “Polarización del K_s^0 producido con el haz de Σ^- ”

4.2.1. “Polarización” del K_s^0 en la proyección y

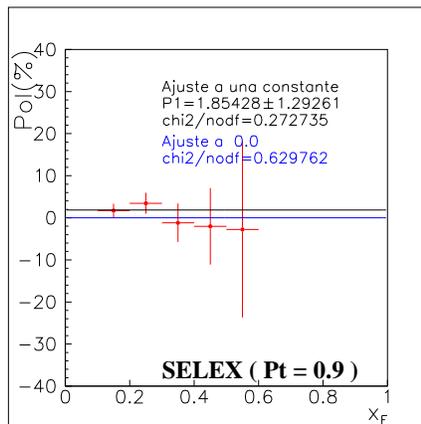
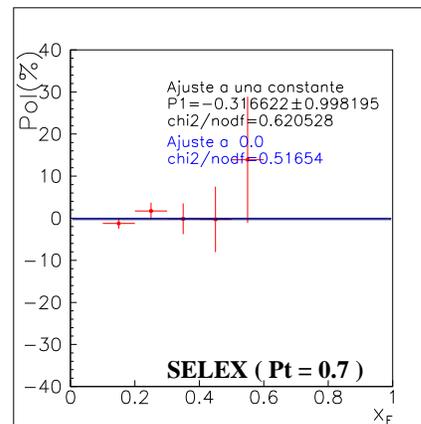
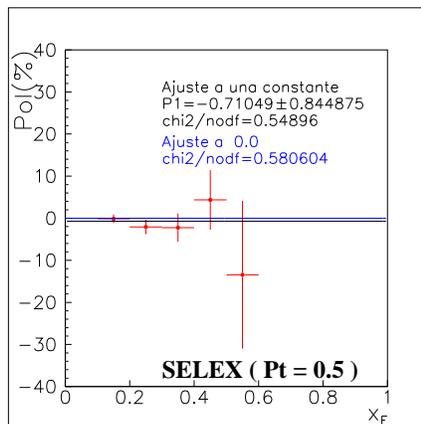
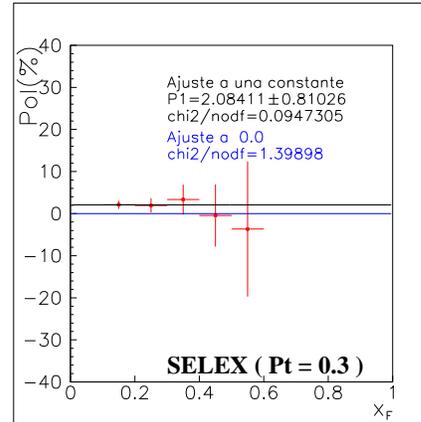
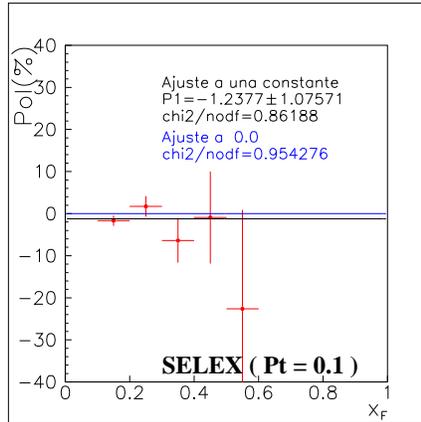


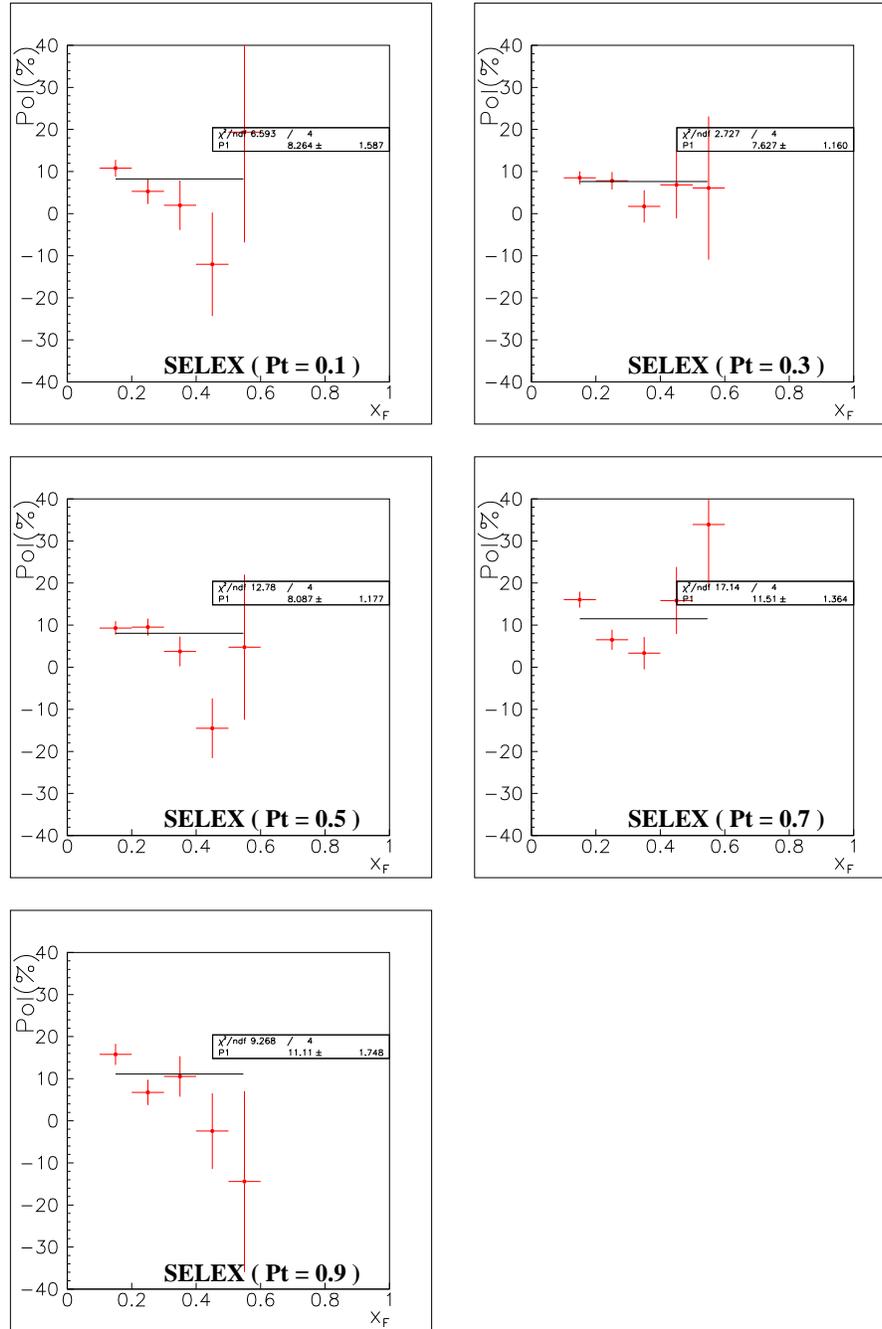
4.2.2. “Polarización” del K_s^0 en la proyección x 

4.2.3. “Polarización” del K_s^0 en la proyección z 

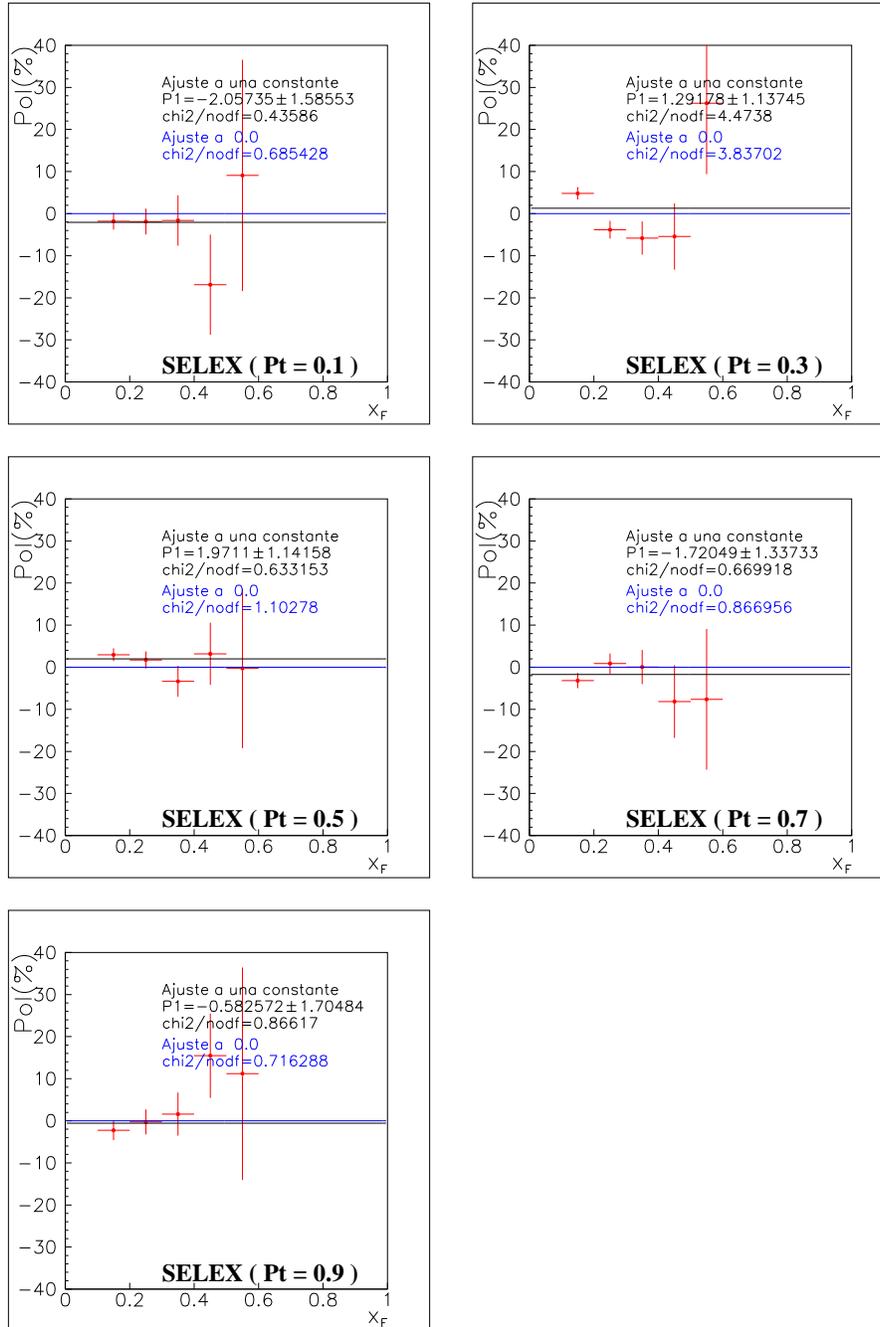
4.2.4. “Polarización” del K_s^0 en la proyección y , para el corte M1M2

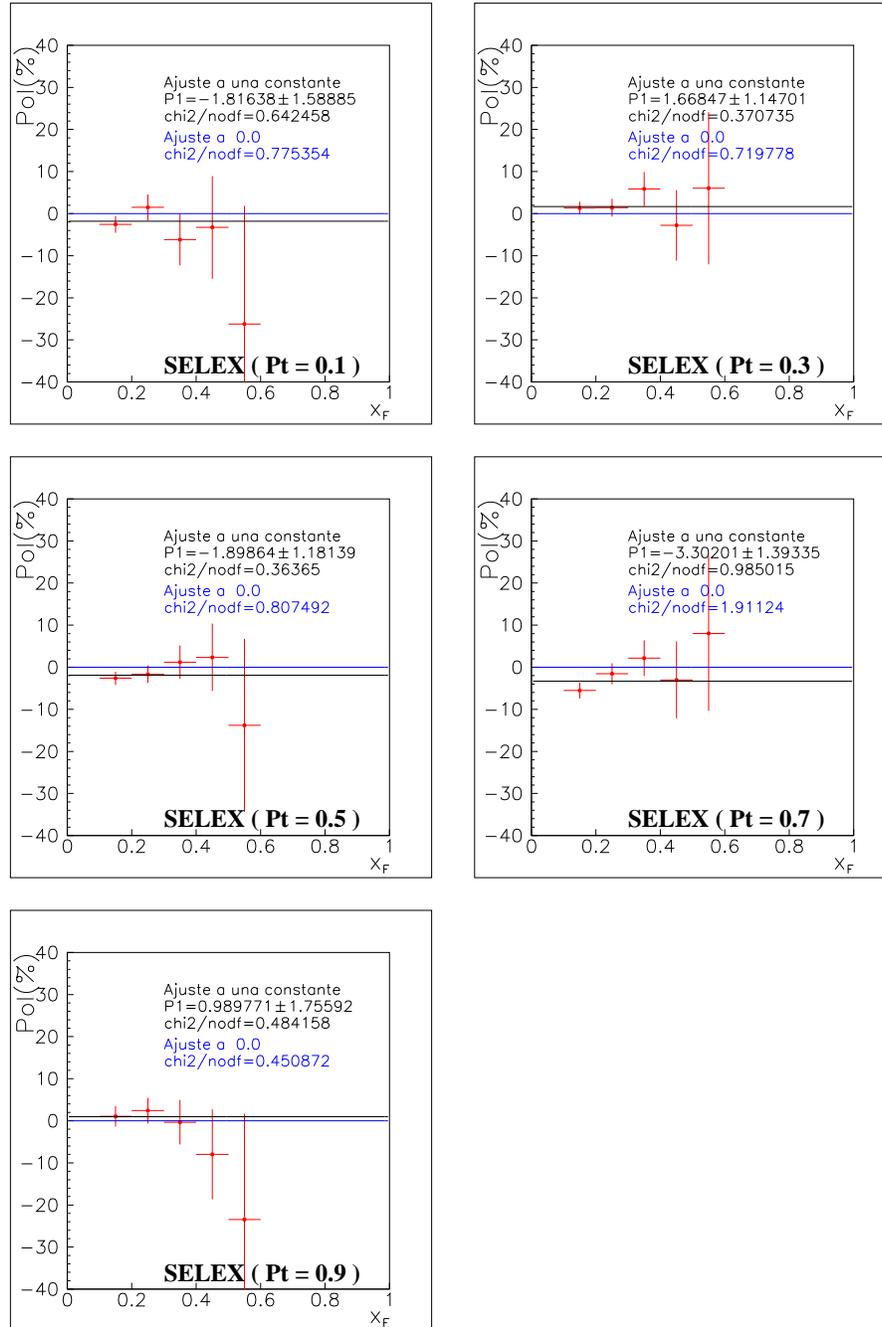
4.2.5. “Polarización” del K_s^0 en la proyección x , para el corte M1M2



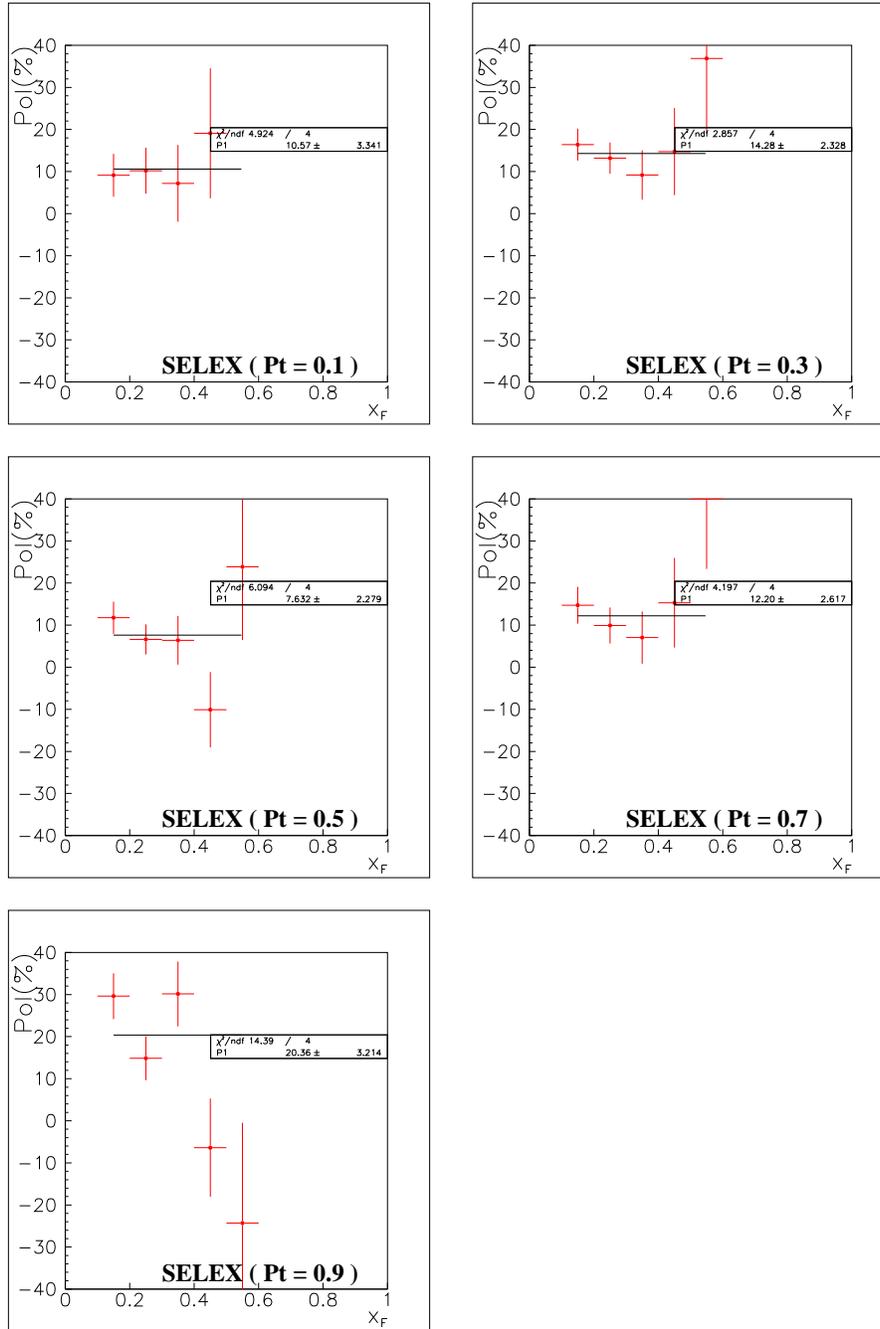
4.2.6. “Polarización” del K_s^0 en la proyección z , para el corte M1M2

4.2.7. “Polarización” del K_s^0 en la proyección y , para el corte RICH



4.2.8. “Polarización” del K_s^0 en la proyección x , para el corte RICH

4.2.9. “Polarización” del K_s^0 en la proyección z , para el corte RICH



4.3. Polarización de la Λ^0 producida con el haz de protones

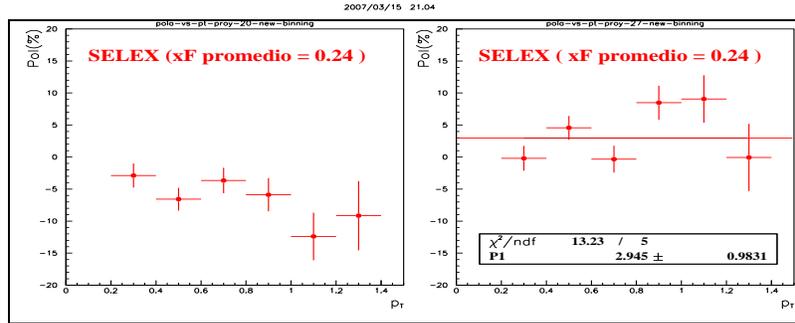


Figura 4.1: Polarización como función de p_T de la Λ^0 en las proyecciones y y x para el haz de protón.

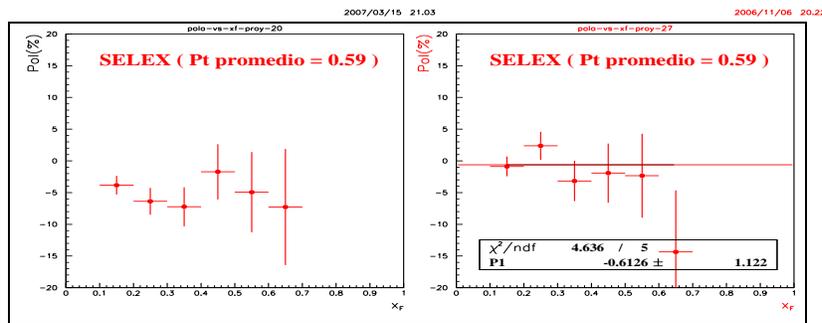


Figura 4.2: Polarización como función de x_F de la Λ^0 en las proyecciones y y x para el haz de protón.

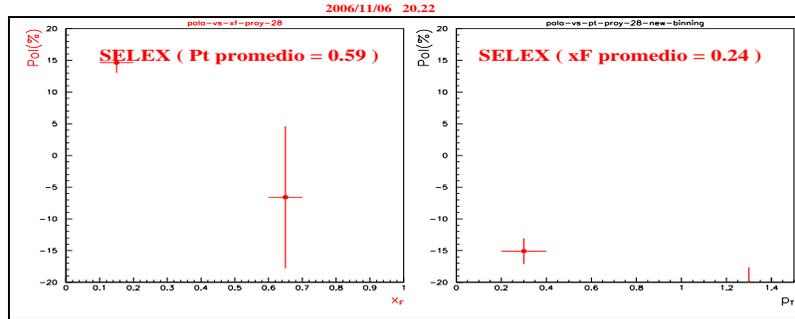


Figura 4.3: Polarización como función de x_F y p_T de la Λ^0 en la proyección z , para el haz de protón.

4.4. Polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ producida con el haz de protón

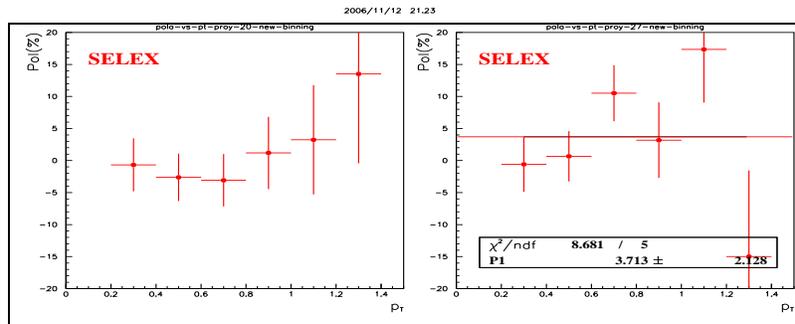


Figura 4.4: Polarización como función de p_T de la $\bar{\Lambda}^0$ en las proyecciones y y x para el haz de protón.

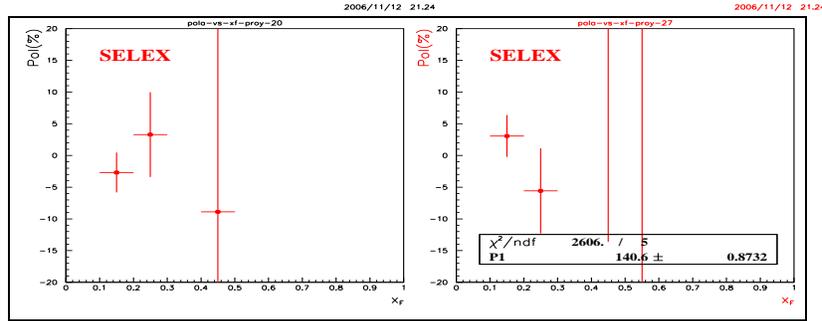


Figura 4.5: Polarización como función de x_F de la $\bar{\Lambda}^0$ en las proyecciones y y x para el haz de protón.

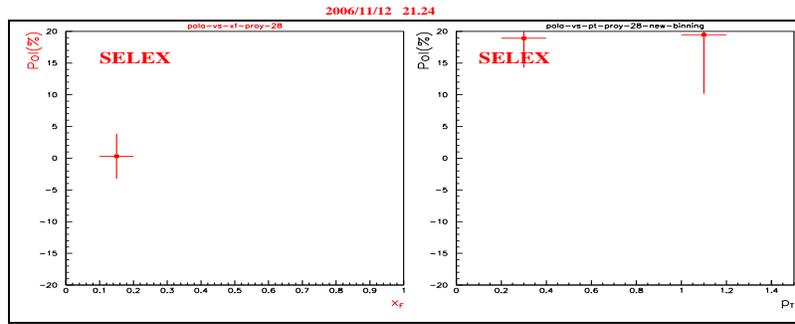


Figura 4.6: Polarización como función de x_F y p_T de la $\bar{\Lambda}^0$ en la proyección z , para el haz de protón.

4.5. Polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ producida con el haz de Σ^-

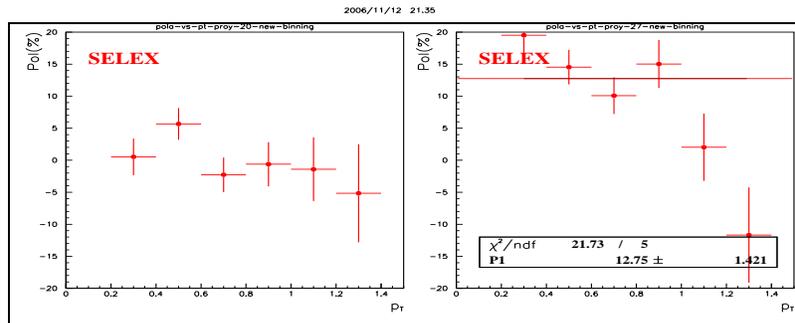


Figura 4.7: Polarización como función de p_T de la $\bar{\Lambda}^0$ en las proyecciones y y x para el haz de Σ^- .

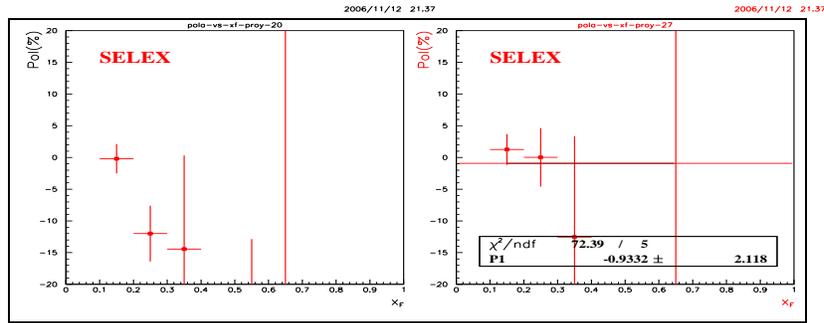


Figura 4.8: Polarización como función de x_F de la $\bar{\Lambda}^0$ en las proyecciones y y x para el haz de Σ^- .

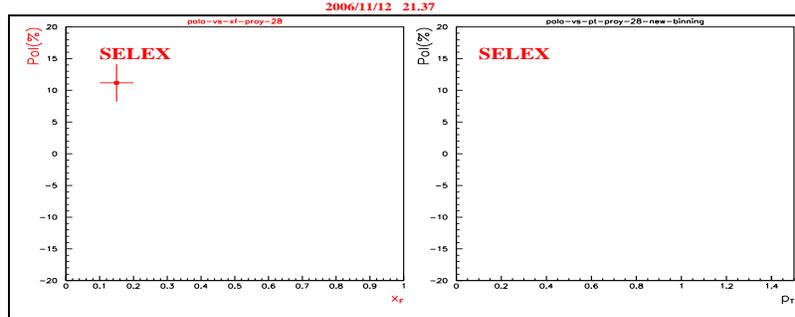


Figura 4.9: Polarización como función de x_F y p_T de la $\bar{\Lambda}^0$ en la proyección z , para el haz de Σ^- .

Capítulo 5

Discusión de los resultados

5.1. Polarización de la Λ^0 producida con el haz de Σ^-

5.1.1. Polarización de la Λ^0 sin cortes adicionales

En la subsección 4.1.1 se muestra la polarización de la Λ^0 producida con el haz de Σ^- como función de x_F y de p_T . Se muestran además los errores asociados a cada valor medido. Después de las pruebas sistemáticas que hicimos, consideramos que el error sistemático es más pequeño que nuestro error estadístico, de manera que la corrección adicional que este implica, la podemos despreciar. Los valores indicados de p_T corresponden al punto medio de cada bin (0.0,0.2; 0.2,0.4;...) GeV/c . Se ha tomado el punto medio y no el valor pesado por la forma de la distribución puesto que para el nivel de estadística que tenemos, los resultados son esencialmente los mismos dentro de los errores estadísticos.

Comparación con resultados previos

Con el fin de comparar nuestros resultados con resultados previos, en las mismas figuras de la sección 4.1.1 mostramos los resultados obtenidos por K. D. Nelson [10] y los resultados obtenidos por la colaboración WA89 [12]. En el primer caso se trata de un resultado preliminar del análisis de los mismos datos de SELEX que hemos analizado en este trabajo. El método empleado en ese estudio preliminar es el *método de cancelación de asimetrías falsas*. Como era de esperarse, el resultado de nuestro análisis es el mismo. La contribución adicional es que hemos ampliado el rango de medición de 3 bins en el intervalo (0.3-1.0) a 10 bins en el intervalo (0.1-1.0) para x_F ; y hemos

hecho más finos los bins en p_T de 4 bins en el intervalo (0.0-2.5) GeV/c a 10 bins en el intervalo (0.0-2.0) GeV/c . Los bins que corresponden a los valores más grandes de cada una de las variables tienen muy pocos eventos y errores estadísticos muy grandes por lo que solamente mostramos los resultados hasta un valor máximo de 1.1 GeV/c en p_T . En el segundo caso, el resultado de la colaboración WA89 y el nuestro dan estadísticamente lo mismo dentro de los errores. El método de análisis empleado es el mismo de [10].

Por otro lado, en la subsección 4.1.2 se muestra el resultado correspondiente a la proyección x . El resultado es consistente con cero dentro de los errores, es decir se confirma la conservación de la paridad durante la producción de las Λ^0 's. Las figuras de la subsección 4.1.3 corresponden a la proyección z . Es evidente que aquí se presenta un problema, "problema en z ", el cual atribuimos a la resolución en la reconstrucción del aparato SELEX en esa proyección en particular. El problema consiste en que simplemente no se puede medir la polarización; se observan discontinuidades en las cuales la polarización pasa de tener un valor positivo a un valor negativo y viceversa, incluso valores divergentes con magnitudes muy grandes. Estos resultados no son consistentes con el comportamiento suave y continuo de todos los fenómenos en la naturaleza.

5.1.2. Polarización de la Λ^0 con cortes

Las subsecciones 4.1.4 a 4.1.9 son las mediciones hechas con cortes adicionales, corte M1M2 y RICH. Las figuras que presentamos en estas subsecciones confirman las observaciones y las conclusiones que ya hemos hecho. Los resultados son en esencia los mismos pero los errores son más grandes, como era de esperarse. En cuanto a la proyección z con estos cortes adicionales, vemos que lamentablemente el "problema z " aún persiste. Esperábamos que el análisis con los cortes adicionales serviría para resolverlo, sobre todo el corte RICH que es un corte muy "duro", pero no fue así. Luego, el problema tiene su origen en la resolución misma del aparato en la medición de esta variable, cosa que no podemos corregir con software. Sin embargo, esto no contraviene a nuestros resultados porque existen otras alternativas de validación de los mismos, como ya se discutió en la sección 3.7.

Con objeto de estudiar la posible dependencia de la polarización en el material del blanco de producción, separamos los eventos de acuerdo al blanco donde ocurrió la interacción e hicimos el mismo análisis. Los resultados que corresponden a la región (0.6,0.8) GeV/c en p_T se muestra en las figuras 4.1, 4.2 y 4.3 de la subsección 4.1.10. Los resultados son independientes del material del blanco, dentro de los errores estadísticos.

5.2. “Polarización” del K_s^0 producido con el haz de Σ^-

El K_s^0 fue analizado de la misma manera como se analizó la Λ^0 . Se midió su “polarización” en las tres proyecciones x , y y z sin cortes, con el corte M1M2 y con el corte RICH. Los resultados se muestran en las figuras de la sección 4.2. Los resultados correspondientes a valores grandes de las variables cinemáticas no se muestran porque la baja estadística en esa región no lo permite.

Se han hecho dos tipos de ajuste de los resultados, a una constante y a cero. Los resultados de ambos ajustes se muestran en todas y cada una de las figuras de la sección. Tanto el ajuste a una constante y el ajuste a cero revelan que la “polarización” del K_s^0 es compatible con cero dentro de, a lo más, dos sigmas. Nuevamente observamos el “problema en z ”.

5.3. Polarización de la Λ^0 producida con el haz de protón

Las figuras 4.1 y 4.2 muestran la polarización de la Λ^0 como función sólo de p_T y como función sólo de x_F , respectivamente. Debido a la baja estadística de Λ^0 's producidas con el haz de protones con que contamos, hemos decidido dividir nuestros datos en intervalos de alguna de las variables cinemáticas e indicar únicamente el valor promedio de la otra variable (Obviamente se trata del valor promedio de la distribución corregida con el modelo de la aceptación). Se han hecho 10 bins en x_F en el intervalo (0.0,1.0) y 15 bins en p_T en el intervalo (0.0,1.5) GeV/c , aunque sólo se muestran 6 bins en x_F en el intervalo (0.1,0.7) y 6 bins en p_T en el intervalo (0.2,1.4) GeV/c . Los resultados son consistentes con las observaciones generales que existen de la polarización de la Λ^0 producida con haz de protones. En la figura 4.3 se observa el “problema en z ”.

5.4. Polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ producida con el haz de protón

En la sección 4.4 se muestran los resultados correspondientes a estas mediciones. Las figuras 4.4 y 4.5 muestran la polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ como función sólo de p_T y como función sólo de x_F , respectivamente. Se observa que la polarización es consistente con cero hasta un valor de 1 GeV/c en

p_T y hasta un valor de alrededor de 0.3 en x_F . No podemos decir nada de lo que ocurre más allá de estos valores de x_F y p_T , dado que las distribuciones correspondientes [16] muestran que prácticamente no hay eventos. El “problema en z ” persiste (figura 4.6).

5.5. Polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ producida con el haz de Σ^-

Los resultados que se muestran en la sección 4.4, en las figuras 4.7, 4.8 y 4.6, parecen tener un problema sistemático que no hemos podido resolver. Por tal motivo, no haremos más comentarios al respecto, quedando este chequeo como un trabajo a futuro.

5.6. Λ^0 's producidas con los haces de π

Las Λ^0 's que se produjeron con los haces de π^+ y π^- no fueron analizados en este trabajo. La razón de ello es que existe una contaminación muy significativa de Σ 's en los datos que contienen esa información. Se han identificado las dos causas principales que originan esta contaminación:

Por un lado, sabemos que la sección eficaz del proceso $\Sigma^- N \rightarrow \Lambda^0 X$ es mucho más grande que la sección eficaz del proceso $\pi N \rightarrow \Lambda^0 X$.

Por otro lado, al pasar por el detector de radiación de transición del haz (BTRD), las Σ 's prácticamente no producen señal pero los π 's si lo hacen. Si tomamos en consideración que el tiempo de integración del detector es de unos 200 ns y que la separación temporal promedio de las partículas del haz es de unos 2 μ s, es evidente que la probabilidad de que una interacción de del tipo $\Sigma^- N \rightarrow \Lambda^0 X$, sea mal-identificada como del tipo $\pi N \rightarrow \Lambda^0 X$ es de algunas unidades porcentuales.

La combinación de estos dos factores nos deja ver que la probabilidad de que exista una mala identificación es muy grande.

Hasta el momento no tenemos ninguna técnica estadística eficaz para separar ambos efectos. Sin mencionar que el grado de contaminación del que hablamos depende incluso de las variables cinemáticas que caracterizan la producción, lo cual viene a hacer aún más complejo el problema.

5.7. Conclusiones

- Se midió la polarización de la Λ^0 producida inclusivamente con haces de Σ^- y protón. Para el primer caso, las mediciones se hicieron en función de las variables cinemáticas x_F y p_T en los rangos (0.1,0.9) y (0.0,1.1) GeV/c , respectivamente. En el segundo caso, se midió la polarización como función de una sola variable cinemática en los rangos (0.1,0.7) y (0.0,1.1) GeV/c en x_F y p_T , respectivamente.
- Se hicieron algunas pruebas de validación cuyos resultados muestran que los algoritmos de análisis no introducen ningún error sistemático en las mediciones, mayor que el propio error estadístico. Estos algoritmos incluyen la medición de la asimetría de decaimiento de la K_s^0 y la verificación de la conservación de la paridad en la producción de la Λ^0 .
- Se hace una comparación de nuestros resultados de polarización de la Λ^0 en el proceso $\Sigma^- N \rightarrow \Lambda^0 X$, con los resultados correspondientes, obtenidos en un estudio previo de SELEX de los mismos datos, y con los resultados del experimento WA89.
- Por un lado, nuestros resultados amplían el rango de medición con respecto al estudio previo en SELEX y, por otro lado, son consistentes con la única medición publicada que existe al respecto.
- Las mediciones de la polarización que hemos hecho referente al proceso $p N \rightarrow \Lambda^0 X$ son consistentes con una polarización negativa de la Λ^0 .
- La baja estadística de eventos de $\bar{\Lambda}^0$ con que contamos y las características de producción, sólo nos permiten hacer un estudio de la polarización en un rango muy pequeño de las variables cinemáticas.

5.8. Trabajo a futuro

- Revisar los algoritmos de medición que se usaron para medir la polarización de la $\bar{\Lambda}^0$ producidas en la reacción $\Sigma^- N \rightarrow \bar{\Lambda}^0 X$.
- Publicar los resultados.

Apéndice A

Tablas de resultados

A.1. Λ^0 's producidas en la reacción $\Sigma^- N \rightarrow \Lambda^0 X$

$\langle x_F \rangle$	$\langle p_T \rangle$ [GeV/c^2]		
	0.1	0.3	0.5
0.15	1.33 ± 1.69	-0.45 ± 1.15	-3.47 ± 1.12
0.25	0.39 ± 2.01	-0.43 ± 1.41	1.04 ± 1.36
0.35	3.48 ± 2.59	-0.61 ± 1.78	1.65 ± 1.75
0.45	2.62 ± 3.42	8.14 ± 2.34	9.90 ± 2.28
0.55	5.43 ± 5.16	5.35 ± 3.27	10.53 ± 3.19
0.65	7.03 ± 7.72	5.39 ± 4.74	22.64 ± 4.70
0.75	-8.45 ± 10.33	11.82 ± 7.28	13.60 ± 7.51
0.85	25.39 ± 18.78	16.16 ± 13.81	11.39 ± 15.98

$\langle x_F \rangle$	$\langle p_T \rangle$ [GeV/c ²]		
	0.7	0.9	1.1
0.15	1.89± 1.23	0.37± 1.49	-1.64± 1.91
0.25	0.18± 1.57	-1.01± 1.92	-0.81± 2.56
0.35	7.49± 1.94	4.74± 2.44	0.71± 3.27
0.45	6.44± 2.47	6.61± 3.02	10.80± 4.18
0.55	12.55± 3.41	10.02± 4.24	6.28± 5.67
0.65	16.40± 5.40	11.24± 6.39	21.44± 8.81
0.75	12.95± 9.29	-9.22± 12.59	4.68± 17.36
0.85	41.34± 22.05	10.46± 25.09	55.77± 53.08

Tabla A.1: Polarización (%) de la Λ^0 en la proyección y .**A.2. Λ^0 's producidas en la reacción $p N \rightarrow \Lambda^0 X$**

$\langle x_F \rangle$	$\langle p_T \rangle$ [GeV/c]	Pol. (%)
0.24	0.3	-2.89 ± 1.88
	0.5	-6.58 ± 1.78
	0.7	-3.66 ± 1.99
	0.9	-5.88 ± 2.59
	1.1	-12.40 ± 3.72
	1.3	-9.15 ± 5.40

Tabla A.2: Polarización (%) de la Λ^0 como función de p_T en la proyección y .

$\langle p_T \rangle$ [GeV/c]	$\langle x_F \rangle$	Pol. (%)
0.59	0.15	-3.83 ± 1.46
	0.25	-6.37 ± 2.12
	0.35	-7.24 ± 3.07
	0.45	-1.73 ± 4.35
	0.55	-4.95 ± 6.33
	0.65	-7.28 ± 9.15

Tabla A.3: Polarización (%) de la Λ^0 como función de x_F en la proyección y .

Referencias

- [1] G. Bunce et al., Phys. Rev. Lett. **36**, 1113 (1976).
- [2] K. Heller et al., Phys. Rev. Lett. **41**, 607 (1978).
- [3] S. Erhan et al., Phys. Lett. B **82**, 301 (1979).
- [4] K. Heller et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 2025 (1983).
- [5] A.M. Smith et al., Phys. Lett. B **185**, 209 (1987).
- [6] B. Lundberg et al., Phys. Rev. D **40**, 3557 (1989).
- [7] E.J. Ramberg et al., Phys. Lett. B **338**, 403 (1994).
- [8] V. Fanti et al., Eur. Phys. J. C **6**, 265 (1999).
- [9] I. Abt et al., Phys. Lett. B **638**, 415 (2006).
- [10] K. Nelson, *Polarization of Λ inclusively produced by a 610 GeV/c Σ^- beam*, Ph.D. thesis, Carnegie Mellon University (2000).
- [11] M. I. Adamovich et al., Z. Phys. A **350**, 379 (1995).
- [12] M. I. Adamovich et al., Eur. Phys. J. C **32**, 221 (2004).
- [13] A. Brandt et al., Nucl. Phys. B **519**, 3 (1998).
- [14] J. Félix, Mod. Phys. Lett. A **14**, 827 (1999).
- [15] J. Soffer, Int. J. Mod. Phys. A **18**, 1219 (2003).
- [16] M. A. Olivo, Tesis de Maestría, Inst. de Física, U. A. S. L. P. (2004).
- [17] J. J. Sakurai *Modern Quantum Mechanics*, (Revised Edition, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1994).

-
- [18] W. S. C. Williams *An Introduction to Elementary Particles*, (2nd Edition, Academic Press, 1971).
- [19] D. H. Perkins *Introduction to High Energy Physics*, (2nd Edition, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1982).
- [20] Review of Particle Physics, *Phys. Lett. B*, **592** (2004).
- [21] R. C. Hwa, *Phys. Rev. D* **22**, 1593 (1980).
- [22] T.A. DeGrand and H.I. Miettinen, *Phys. Rev. D* **23**, 1227 (1981), **24**, 2419 (1981).
- [23] 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)
- [24] J. Engelfried et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* **431** (1999).
- [25] A. Kulyavtsev et al., *E781 hardware trigger preliminary design*, Research note H-676, SELEX Collaboration, 1999.
- [26] J. Engelfried, SELEX *minidst (VTUP/FTUP) format for pass2*, Research Note H-824, SELEX Collaboration, 2000.
- [27] Eric Vázquez-Jáuregui, *Understanding vtuples with fortran*, Research Note H-841, SELEX Collaboration, 2003.
- [28] Jianming You, *Event Embedding in SELEX*, Research Note H-815, SELEX Collaboration, 1998.
- [29] J. Engelfried, E.A. Blanco, J.L. Sánchez, *Lambda Acceptance and Efficiency as functions of x_F and p_T^2* , Research Note H-866, 2006.