

U N I V E R S I D A D A U T O N O M A
D E S A N L U I S P O T O S I

I N S T I T U T O D E F I S I C A

“Manuel Sandoval Vallarta”

*Producción Inclusiva de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s mediante
las colisiones Σ^- , π^\pm y p -Nucleón*

T E S I S

que para obtener el grado de

M A E S T R I A E N C I E N C I A S

presenta

MIGUEL ANGEL OLIVO GÓMEZ

San Luis Potosí, S.L.P.
Diciembre de 2004

Al Creador

*sin El, absolutamente
nada de lo que hice,
hubiese sido posible.*

A Kory

... mi fiel amiga.

Agradecimientos

Al Prof. Dr. Jürgen Engelfried por su incansable esfuerzo y esmero para dirigir la elaboración de esta tesis. Por sus consejos, enseñanzas, correcciones, en fin, por compartirme parte de sus experiencias, que fueron bastante valiosas para mi. Por todo el apoyo brindado para continuar mi formación científica en el campo de la física de partículas elementales. Muchísimas gracias.

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

Al CONACYT por la beca-crédito, con número de registro 159022, que me otorgó para la realización de mis estudios de maestría.

Al CONACYT por la beca que me otorgó para concluir mis estudios de maestría a través del proyecto *Bariones Encantados y Tecnología de RICH*, con número de registro 2003-01-24-001-054.

Al IF-UASLP por todas las facilidades que me brindaron durante mis estudios de maestría.

A mis padres por todo el esfuerzo que realizaron para brindarme la formación académica que he adquirido.

A los profesores del IF-UASLP que colaboraron en la formación de mi carrera profesional.

Al personal administrativo del IF-UASLP por toda la ayuda administrativa que me brindaron durante mis estudios en el Instituto. En especial quisiera nombrar a la Srita. Elsa y a Rosi.

A José Limon C., Jesús Rentería A. y Juan C. Sánchez L. que forman parte del centro de cómputo del IF-UASLP, por todo el apoyo brindado en esta área para la realización de mi tesis.

A mis compañeros del grupo de altas energías del IF-UASLP, J. Amaro, I. Torres, E. Vázquez, A. Blanco, por las contribuciones que hicieron para la realización de esta tesis.

A todas aquellas personas que forman parte del IF-UASLP por el apoyo y ayuda desinteresada que me brindaron. Ellos saben quienes son.

Índice General

Agradecimientos	v
Introducción	xiii
1 La producción de partículas	1
1.1 La cinemática de la producción	1
1.2 La asimetría partícula-antipartícula	6
1.3 La producción inclusiva de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	6
2 El experimento 781 (SELEX)	9
2.1 El detector	9
2.1.1 El espectrómetro del haz	11
2.1.2 La región del vértice	18
2.1.3 El espectrómetro M1	19
2.1.4 El espectrómetro M2	21
2.1.5 El espectrómetro M3	25
2.2 El mecanismo disparador del quark encanto	25
2.3 El software de análisis	28
2.3.1 La toma de datos	29
2.3.2 El procesamiento posterior de los datos	31
2.3.3 La simulación de datos	39
2.3.4 El análisis de los datos	40
3 El procedimiento de medición	43
3.1 La masa invariante	43
3.2 Las distribuciones en x_F y p_T	44
3.3 El método de sustracción del ruido	45
3.4 La aceptación	47
3.5 La corrección por la aceptación	53
3.6 La asimetría partícula-antipartícula	58
3.7 La propagación de los errores	59
4 Resultados	61
4.1 Las distribuciones de la masa invariante de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	61
4.2 Distribuciones no corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	63
4.3 Distribuciones no corregidas en p_T de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	64

4.4	Distribuciones de L de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	65
4.5	Distribuciones de z del vértice primario de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	66
4.6	Distribuciones de z del vértice secundario de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	67
4.7	Aceptancias en x_F para Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	68
4.8	Aceptancias en p_T para Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	69
4.9	Distribuciones corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	70
4.10	Asimetrías Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de x_F , p_T y p_T^2	71
4.11	Asimetrías Λ - $\bar{\Lambda}$ por cada conjunto de datos	73
4.12	Comparación con otros experimentos	74
5	Interpretación de los resultados	75
5.1	Modelo A	77
5.1.1	Ajuste del modelo A en el rango (0.1:1.0) a las distribuciones corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	79
5.1.2	Ajuste del modelo A en el rango (0.2:0.7) a las distribuciones corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	80
5.1.3	Ajuste del modelo A en el rango (0.3:0.8) a las distribuciones corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	81
5.1.4	Ajuste del modelo A en el rango (0.4:0.9) a las distribuciones corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	82
5.1.5	Ajuste del modelo A en los rangos (0:3) y (4:11) a las distribuciones no corregidas en p_T^2 de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s	83
5.2	Modelo B	84
5.3	Conclusiones	86
A	Tablas de los resultados	87
B	Tablas de los resultados	97
	Referencias	101

Índice de figuras

1.1	Marcos de Referencia	3
2.1	Diseño del experimento SELEX.	10
2.2	Esquema de los espectrómetros de SELEX.	11
2.3	Vista superior del sistema de coordenadas global de SELEX.	12
2.4	Esquema del espectrómetro del haz.	12
2.5	El canal de hiperones.	13
2.6	Esquema de un solo módulo del BTRD.	14
2.7	Distribución típica del número k planos activados en el BTRD por el haz secundario negativo [12].	15
2.8	Distribuciones del momento de los haces de Σ^- , π^- , p y π^+	17
2.9	Estaciones del detector de la trayectoria del haz.	18
2.10	Esquema de la región del vértice.	19
2.11	Esquema del espectrómetro M1.	20
2.12	Esquema del espectrómetro M2.	22
2.13	Esquema del tanque del RICH [22].	24
2.14	Esquema del espectrómetro M3.	25
2.15	Esquema del hardware del mecanismo disparador del quark encanto.	26
2.16	Sección transversal a una z fija de la región del vértice primario	28
2.17	Esquema del sistema de la toma de datos [13].	30
2.18	Esquema de la toma de datos [13].	31
2.19	Tablas recdf y recpid utilizadas por Recon.	35
2.20	Decaimiento de Λ usado por Recon para su reconstrucción.	36
2.21	Una parte de un archivo de comandos del SOAP.	37
2.22	Archivo generado por QQ con los productos de los decaimientos de Λ producidas por un haz de Σ^- de 600 GeV/c.	40
3.1	Ajuste de la distribución de la masa invariante de los candidatos a Λ a la función 3.1.	44
3.2	Distribución en x_F de los candidatos a Λ producidos por el haz de Σ^- . El ancho del bin es de 0.025.	46
3.3	Distribución en p_T de los candidatos a Λ producidos por el haz de Σ^-	46
3.4	Distribución 2-D de los candidatos a Λ producidos por el haz de Σ^- . Las Λ son las que se encuentran en (1.112:1.120).	47

3.5	Distribución en x_F de Λ producidas por el haz de Σ^- . En rojo la distribución de los candidatos a Λ (fig. 3.2). El ancho del bin es de 0.025.	48
3.6	Distribución en x_F de Λ generadas por QQ (EDG). El ancho del bin es de 0.025.	50
3.7	Distribuciones en x_F de las Λ reconstruidas por el SOAP. El ancho del bin es de 0.025.	51
3.8	Distribuciones en x_F de las Λ generadas por el QQ reconstruidas por el SOAP. El ancho del bin es de 0.025.	51
3.9	Dependencia en x_F de la aceptación de las Λ producidas por el haz de Σ^- . El ancho del bin es de 0.025.	52
3.10	Dependencia en p_T de la aceptación de Λ	52
3.11	Ajuste de la distribución en x_F de la aceptación de las Λ producidas por el haz de Σ^-	55
3.12	Distribución de L de las Λ producidas por el haz de Σ^-	56
3.13	Distribución de la coordenada z del vértice primario de las Λ producidas por el haz de Σ^-	56
3.14	Distribución de la coordenada z del vértice secundario de las Λ producidas por el haz de Σ^-	57
3.15	Distribución corregida por la aceptación en x_F de las Λ producidas por el haz de Σ^-	57
3.16	Dependencia en x_F de la asimetría de producción Λ - $\bar{\Lambda}$ mediante el haz de Σ^-	59

Índice de tablas

1.1	Algunas propiedades de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s [2].	7
2.1	Conjuntos de los datos que están contenidos en el vtup4 . . .	41
5.1	Parámetros del ajuste del modelo A. En este caso $P2 = n$. . .	78
5.2	Parámetros del ajuste del modelo A. En este caso $P2 = n$. . .	78
5.3	Parámetros del ajuste del modelo A. En este caso $P2 = -b$. .	78
5.4	Parámetros del ajuste del modelo B.	85
A.1	No. de eventos en las distribuciones no corregidas en x_F de Λ .	88
A.2	No. de eventos en las distribuciones no corregidas en x_F de $\bar{\Lambda}$.	89
A.3	No. de eventos en las distribuciones no corregidas en x_F de K_s .	90
A.4	No. de eventos en las distribuciones corregidas en x_F de Λ . .	91
A.5	No. de eventos en las distribuciones corregidas en x_F de $\bar{\Lambda}$. .	92
A.6	No. de eventos en las distribuciones corregidas en x_F de K_s .	93
A.7	No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T de Λ .	94
A.8	No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T de $\bar{\Lambda}$.	94
A.9	No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T de K_s .	95
A.10	No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T^2 de Λ .	95
A.11	No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T^2 de $\bar{\Lambda}$.	96
A.12	No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T^2 de K_s .	96
B.1	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de x_F con el haz de Σ^- .	97
B.2	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de x_F con el haz de π^- .	98
B.3	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de x_F con el haz de p .	98
B.4	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de x_F con el haz de π^+ .	98
B.5	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de p_T con el haz de Σ^- .	99
B.6	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de p_T con el haz de π^- .	99
B.7	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de p_T con el haz de p . .	99
B.8	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de p_T con el haz de π^+ .	99
B.9	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de p_T^2 con el haz de Σ^- .	100
B.10	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de p_T^2 con el haz de π^- .	100
B.11	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de p_T^2 con el haz de p . .	100
B.12	Asimetría de prod. Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de p_T^2 con el haz de π^+ .	100

Introducción

El 20 de Diciembre de 1947 inicia la historia de la producción de partículas extrañas (partículas que contienen por lo menos un quark extraño) debido a la publicación [1] de las primeras imagenes que capturaron el decaimiento de las partículas que en ese entonces fueron llamadas V , y que ahora conocemos como kaones (K) y lambdas (Λ). Las trayectorias fueron capturadas en una cámara de niebla expuesta a los rayos cósmicos, la cual, fue operada por George Rochester y Clifford Butler en la Universidad de Manchester. Como el kaon es una partícula neutra, no dejó rastro en la cámara, sino que solamente se observó dos trayectorias en forma de “V” cuando ésta decae en dos partículas cargadas más ligeras. Posteriormente estas partículas fueron llamadas *extrañas*.

Las partículas extrañas son producidas mediante la interacción fuerte, pero solamente decaen mediante la interacción débil, esto a pesar del hecho de que los productos del decaimiento incluyen hadrones, es decir, partículas que interactúan fuertemente. Para explicar este fenómeno, se introdujo el nuevo número cuántico S (la extrañeza), para indicar el número de anti-quarks \bar{s} menos el número de quarks s . Este número cuántico se conserva en las interacciones fuerte y electromagnética, pero no, en la débil. Por lo tanto, kaones, lambdas y otras partículas extrañas pueden ser producidas mediante la interacción fuerte siempre y cuando se produzca la misma cantidad de quarks s y de antiquarks \bar{s} .

El estudio de la producción de partículas extrañas es relevante debido a las siguientes razones:

- No existe teoría alguna basada en primeros principios que describa los mecanismos de producción de hadrones.
- La falta de estudios con alta estadística de la producción de partículas extrañas.
- Los mecanismos de producción pueden ser estudiados cuando la partícula producida tenga o no, quarks en común con el haz incidente.

El presente trabajo es de especial relevancia, debido al hecho de que se realizó una medición con alta estadística de la producción de las partículas Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s con cuatro haces diferentes en un mismo experimento, lo cual, nunca se había realizado.

Por tanto, este trabajo trae nuevos resultados que ayudarán a seguir en la búsqueda de la respuesta al problema, todavía abierto, que engloba a los mecanismos de producción de hadrones.

Capítulo 1

La producción de partículas

El estudio de la producción de partículas puede dividirse en dos tipos, dependiendo si se identifican o no, cada una de las partículas producidas en el estado final. Cuando solamente se identifica una de las partículas producidas en el estado final, se le denomina *producción inclusiva*, y se denota con una X en el estado final, acompañando al símbolo de la partícula que se identifica. Por ejemplo,

$$p N \rightarrow \bar{\Lambda} X$$

Si, por el contrario, se identifican todas y cada una de las partículas en el estado final, se le denomina *producción exclusiva*. Por ejemplo,

$$p p \rightarrow p \bar{\Lambda} \Sigma^+ n$$

1.1 La cinemática de la producción

Las partículas producidas mediante colisiones inelásticas con alta energía son, comúnmente, caracterizadas por su momento longitudinal p_L (paralelo a la dirección del eje de la colisión) y por su momento transversal p_T (perpendicular a la dirección del eje de la colisión).

Si escogemos al eje de la colisión, como el eje de coordenadas z , entonces, la magnitud del momento longitudinal es,

$$p_L = pz \tag{1.1}$$

y la magnitud del momento transversal es,

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \tag{1.2}$$

Para caracterizar el momento longitudinal de las partículas producidas, existen diferentes escuelas con diferentes variables. Una de ellas es *la rapidez* y , que se define como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \tag{1.3}$$

donde, E es la energía de la partícula producida. La ventaja de usar la rapidez, es que solamente se modifica por una constante adicional, cuando es aplicado un boost de Lorentz (con velocidad β) en la dirección del eje z :

$$y \rightarrow y + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \quad (1.4)$$

Por lo tanto, las comparaciones entre diferentes marcos de referencia (laboratorio y centro de masas de la colisión, por ejemplo) son directas, y la forma de las distribuciones de la rapidez son invariantes. La principal desventaja de la rapidez, es que mezcla la magnitudes del momento longitudinal y del transversal.

Otra opción para caracterizar el p_L de las partículas producidas es, *la variable de escalamiento de Feynman* x_F , que se define como:

$$x_F = \frac{p_L}{p_{max}} \quad (1.5)$$

donde, p_{max} es el momento máximo que puede tener la partícula producida que se desea caracterizar.

En el presente trabajo se usa esta variable para caracterizar la producción inclusiva de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s . A continuación detallaremos el desarrollo del cálculo para obtener x_F , el cual se realizará en el marco de referencia del centro de masas de la colisión, es decir,

$$x_F = \frac{p_L^{cm}}{p_{max}^{cm}} \quad (1.6)$$

En primer lugar, calcularemos p_{max}^{cm} . Supongamos que la energía disponible para la producción de partículas es diferente a la masa invariante de la partícula que se quiere producir en una colisión inelástica. Ahora, si se produce la partícula que se quiere caracterizar en una colisión, entonces, por la conservación del momento, por lo menos se producirá, simultáneamente, otra partícula. Entre menos partículas se produzcan será mayor el momento de la partícula producida que se desea estudiar. Por tanto, para calcular p_{max}^{cm} consideremos que solamente se producen dos nuevas partículas, una de ellas es la partícula que se desea estudiar o caracterizar. En la figura 1.1 se muestran los esquemas de este proceso de producción en los marcos de referencia del laboratorio y del centro de masas.

Si consideramos que p_3 es la magnitud del momento de la partícula producida que se desea estudiar, entonces,

$$p_{max}^{cm} = p_3^* \quad (1.7)$$

Para calcular p_3^* hacemos uso de la invarianza del cuadrado de la energía total del centro de masas, es decir,

$$s = (P_1 + P_2)^2 = (m_1 c^2)^2 + (m_2 c^2)^2 + 2E_1(m_2 c^2) \quad (1.8)$$

$$s = (E_1 + (m_2 c^2))^2 - (p_1 c)^2 = E^2 - (p_1 c)^2 \quad (1.9)$$

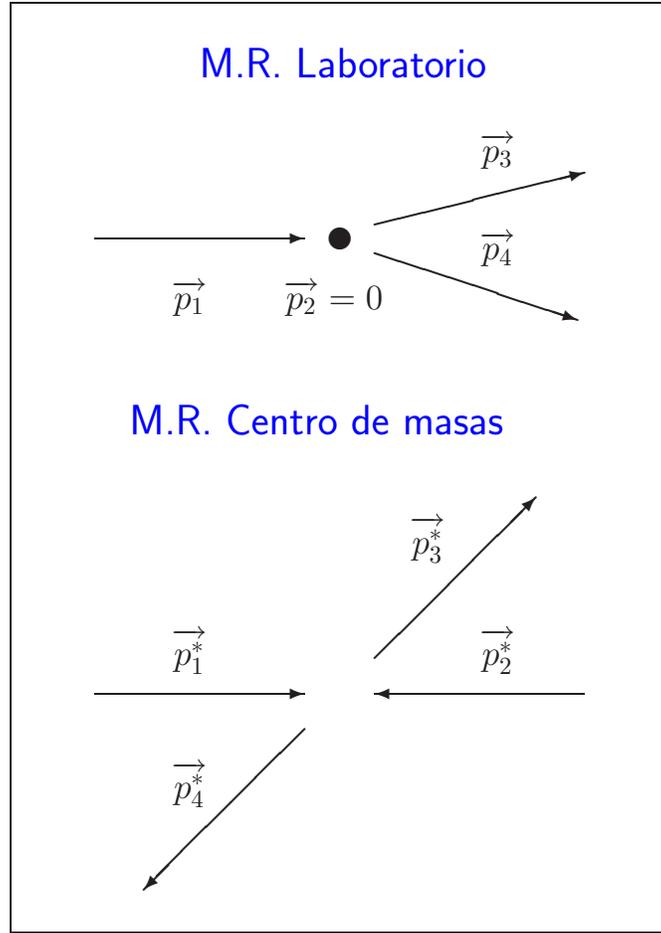


Figura 1.1: Marcos de Referencia

Pero tambien,

$$s = E^{*2} = (E_1^* + E_2^*)^2 \quad (1.10)$$

$$s = E^{*2} = (E_3^* + E_4^*)^2 = E_3^{*2} + E_4^{*2} + 2E_3^*E_4^* \quad (1.11)$$

Entonces,

$$s^2 = 2s(E_3^{*2} + E_4^{*2}) - (E_3^{*2} + E_4^{*2})^2 + 4E_3^{*2}E_4^{*2} \quad (1.12)$$

$$s^2 = 2s(E_3^{*2} + E_4^{*2}) - (E_3^{*2} - E_4^{*2})^2 \quad (1.13)$$

$$s^2 = 2s \left(2(p_3^*c)^2 + (m_3c^2)^2 + (m_4c^2)^2 \right) - \left((m_3c^2)^2 - (m_4c^2)^2 \right)^2 \quad (1.14)$$

Despejando a p_3^* de la ecuación 1.14 resulta que,

$$p_3^*c = \sqrt{\frac{s}{4} \left(1 - \frac{2((m_3c^2)^2 + (m_4c^2)^2)}{s} + \frac{((m_3c^2)^2 - (m_4c^2)^2)^2}{s^2} \right)} \quad (1.15)$$

Por lo tanto, sustituyendo la ecuación 1.15 en la ecuación 1.7, resulta que,

$$p_{max}^{cm} = \frac{\sqrt{s}}{2c} \sqrt{\left(1 - \frac{2((m_3c^2)^2 + (m_4c^2)^2)}{s} + \frac{((m_3c^2)^2 - (m_4c^2)^2)^2}{s^2}\right)} \quad (1.16)$$

Ahora calcularemos p_L^{cm} . Para esto, se toma en cuenta todas y cada una de las partículas que se producen. Si volvemos a considerar que p_3 es la magnitud del momento de la partícula producida que se desea estudiar, entonces ahora p_3^* será menor o igual al que consideramos en el cálculo de p_{max}^{cm} .

El cálculo de p_L^{cm} lo realizaremos en el marco de referencia del centro de masas de la colisión del haz con el blanco (estado inicial). Este marco se mueve a una velocidad $\vec{\beta}_{cm}$ en dirección del eje z . Por lo tanto,

$$p_L^{cm} = p_{3L}^* \quad (1.17)$$

Haciendo uso de la transformación de Lorentz del momento longitudinal

$$p_{3L}^* = \gamma_{cm} \left(p_{3L} - \frac{\beta_{cm}}{c} E_3 \right) \quad (1.18)$$

se obtiene a p_{3L}^* . En primer lugar, obtendremos a β_{cm} . Para esto, haremos uso de que el momento total de las partículas en el centro de masas es cero. Denotemos a \vec{P} como la suma de los momentos de cada partícula en el estado inicial, es decir,

$$\vec{P} = \sum_a \vec{p}_a = \sum_a \gamma_a m_a \vec{v}_a \quad (1.19)$$

En nuestro caso, la velocidad \vec{v}_a de cada partícula es paralela a la velocidad \vec{v}_{cm} del centro de masas de la colisión; entonces, $v_a = v_{aL}$, $v_a^* = v_{aL}^*$ y $v_{aT} = v_{aT}^* = 0$. Por lo tanto, haciendo uso de la transformación de Lorentz de la magnitud de la velocidad longitudinal:

$$\gamma_a v_{aL} = \gamma_{cm} \left(\gamma_{a^*} v_{aL}^* + \gamma_{a^*} v_{cm} \right) \quad (1.20)$$

de la ecuación 1.19 se sigue que,

$$\vec{P} = \sum_a m_a \gamma_{cm} \left(\gamma_{a^*} \vec{v}_a^* + \gamma_{a^*} \vec{v}_{cm} \right) \quad (1.21)$$

$$\vec{P} = \gamma_{cm} \sum_a \left(\gamma_{a^*} m_a \vec{v}_a^* + \gamma_{a^*} m_a \vec{v}_{cm} \right) \quad (1.22)$$

$$\vec{P} = \gamma_{cm} \left(\vec{P}^* + \vec{v}_{cm} \sum_a \gamma_{a^*} m_a \right) \quad (1.23)$$

Pero, en el marco de referencia del centro de masas, $\vec{P}^* = 0$. Entonces,

$$\vec{P} = \gamma_{cm} \vec{v}_{cm} \sum_a \gamma_{a^*} m_a \quad (1.24)$$

$$\vec{P}c = \gamma_{cm} \vec{\beta}_{cm} \sum_a E_a^* \quad (1.25)$$

$$\vec{P}c = \gamma_{cm} \vec{\beta}_{cm} E^* \quad (1.26)$$

Como \vec{P} es paralelo a $\vec{\beta}_{cm}$ entonces,

$$\frac{Pc}{E^*} = \frac{\beta_{cm}}{\sqrt{1 - \beta_{cm}^2}} \quad (1.27)$$

$$\left(\frac{Pc}{E^*}\right)^2 = \frac{\beta_{cm}^2}{1 - \beta_{cm}^2} \quad (1.28)$$

Despejando a β_{cm} , obtenemos que,

$$\beta_{cm} = \sqrt{\frac{(Pc)^2}{E^{*2} + (Pc)^2}} \quad (1.29)$$

Ahora bien, de las ecuaciones 1.9 y 1.10 se sigue que,

$$E^2 - (p_1c)^2 = E^{*2} \quad (1.30)$$

y de la ecuación 1.19 se sigue que,

$$Pc = p_1c \quad (1.31)$$

Entonces,

$$\beta_{cm} = \frac{Pc}{E} = \frac{p_1c}{E_1 + m_2c^2} \quad (1.32)$$

Ahora obtenemos a γ_{cm} ,

$$\gamma_{cm} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{cm}^2}} \quad (1.33)$$

$$\gamma_{cm} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{Pc}{E}\right)^2}} \quad (1.34)$$

$$\gamma_{cm} = \frac{E}{\sqrt{E^2 - (p_1c)^2}} \quad (1.35)$$

Usando la ecuación 1.9, resulta que,

$$\gamma_{cm} = \frac{E}{\sqrt{s}} = \frac{E_1 + m_2c^2}{\sqrt{s}} \quad (1.36)$$

Entonces, sustituyendo las ecuaciones 1.32 y 1.36 en la ecuación 1.18, resulta que,

$$p_{3L}^* = \frac{E_1 + m_2c^2}{\sqrt{s}} \left(p_{3L} - \left(\frac{p_1}{E_1 + m_2c^2} \right) E_3 \right) \quad (1.37)$$

Sustituyendo la ecuación 1.37 en la ecuación 1.17 resulta que,

$$p_L^{cm} = \frac{1}{\sqrt{s}} \left((E_1 + m_2 c^2) p_{3L} - E_3 p_1 \right) \quad (1.38)$$

Finalmente, sustituyendo las ecuaciones 1.16 y 1.38 en la ecuación 1.6, obtenemos a x_F ,

$$x_F = \frac{2}{s} \left(\frac{(E_1 + m_2 c^2) p_{3L} c - E_3 p_1 c}{\sqrt{\left(1 - \frac{2((m_3 c^2)^2 + (m_4 c^2)^2)}{s} + \frac{((m_3 c^2)^2 - (m_4 c^2)^2)^2}{s^2} \right)}} \right) \quad (1.39)$$

Si $s \gg (m_3 c^2)^2, (m_4 c^2)^2$, entonces, de la ecuación 1.39 obtenemos una aproximación a x_F ,

$$x_F \approx \frac{2}{s} \left((E_1 + m_2 c^2) p_{3L} c - E_3 p_1 c \right) \quad (1.40)$$

Esta aproximación se utilizará para calcular el valor de x_F de los candidatos a las partículas $\Lambda, \bar{\Lambda}$ y K_s , lo cual se detallará en el capítulo 3.

1.2 La asimetría partícula-antipartícula

Para caracterizar la producción de partículas y antipartículas comúnmente se usa la asimetría partícula-antipartícula que se define de la siguiente manera:

$$Asimetria = \frac{N_{par} - N_{\overline{par}}}{N_{par} + N_{\overline{par}}} \quad (1.41)$$

donde, par es la partícula y \overline{par} es su antipartícula, y $N_{par}(N_{\overline{par}})$ es el número de partículas (antipartículas) producidas como función de la variable de interés. Como se mencionó en la sección anterior, las variables cinemáticas que se usarán para caracterizar la producción, y por tanto, también la asimetría, son x_F y p_T .

1.3 La producción inclusiva de $\Lambda, \bar{\Lambda}$ y K_s

Antes de revisar las publicaciones más recientes sobre la producción inclusiva de $\Lambda, \bar{\Lambda}$ y K_s , se enlistan en la tabla 1.1 algunas de las propiedades fundamentales de estas partículas.

La producción inclusiva de $\Lambda, \bar{\Lambda}$ y K_s mediante las colisiones Σ^- , π^\pm y p -Nucleón se ha estudiado recientemente, junto con la asimetría de producción Λ - $\bar{\Lambda}$ pero en experimentos separados. La colaboración HERA-B

Tabla 1.1: Algunas propiedades de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s [2].

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

del DESY ¹ realizó un estudio con un haz de protones de 920 GeV/c sobre blancos de C, Al, Ti, W. Se midió la sección eficaz diferencial inclusiva como función de x_F en el rango $-0.12 \leq x_F \leq 0$, y la sección eficaz diferencial inclusiva como función de p_T^2 en el rango $0 \leq p_T^2 \leq 1.2$ (GeV/c)² [3].

La colaboración WA89 del CERN² realizó un estudio con dos diferentes haces: Σ^- y π^- , de 345 GeV/c sobre blancos de cobre y de carbono. Se hizo una medición de la sección eficaz inclusiva como función de x_F en el rango $0 \leq x_F \leq 0.8$ para las partículas Λ y $\bar{\Lambda}$, y en el rango $0 \leq x_F \leq 0.7$ para el K_s . También se midió la sección eficaz inclusiva como función de p_T^2 en el rango $0 \leq p_T^2 \leq 4.4$ con el haz de Σ^- , y en el rango $0 \leq p_T^2 \leq 2.2$ (GeV/c)² con el haz de π^- [4].

En cuanto a la asimetría de producción Λ - $\bar{\Lambda}$ la colaboración E769 del Fermilab³ realizó un estudio con cinco diferentes haces: π^\pm , K^\pm , p , de 250 GeV/c sobre blancos de Be, Al, W. Se midieron las asimetrías de producción como función de x_F y p_T^2 en los rangos $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$ y $0 \leq p_T^2 \leq 3$ (GeV/c)² para los haces positivos, y en los rangos $-0.16 \leq x_F \leq 0.4$ y $0 \leq p_T^2 \leq 10$ (GeV/c)² para los haces negativos [5].

La colaboración E791 estudió la asimetría partícula-antipartícula de producción para Λ usando un haz de π^- de 500 GeV/c sobre cuatro blancos de diamante y uno de platino. Se hizo una medición de las asimetrías como función de x_F y p_T^2 en los rangos $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$ y $0 \leq p_T^2 \leq 4$ (GeV/c)² [6].

Se han realizado otras mediciones de la secciones eficaces diferenciales inclusivas y de las asimetrías de producción Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de x_F y p_T cuyas referencias se encuentran en las publicaciones antes mencionadas.

En el presente trabajo se midieron las secciones eficaces diferenciales inclusivas de producción de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s como función de x_F , p_T y de p_T^2 en los rangos $0.1 \leq x_F \leq 1$, $0 \leq p_T \leq 3.25$ GeV/c y $0 \leq p_T^2 \leq 11$ (GeV/c)², y se midieron las asimetrías de producción Λ - $\bar{\Lambda}$, también, como función de x_F , p_T y de p_T^2 en los rangos $0.1 \leq x_F \leq 1$, $0 \leq p_T \leq 3.25$ GeV/c y $0 \leq p_T^2 \leq 11$ (GeV/c)² usando cuatro haces diferentes, Σ^- , p , π^- y π^+ ,

¹Deutsches Elektronen Synchrotron

²Centre Européen pour la Recherche Nucléaire.

³Fermi National Accelerator Laboratory

sobre tres blancos de diamante y dos de cobre. En lo que respecta a este trabajo las distribuciones sumadas de K_s y \overline{K}_s se referirán simplemente como distribuciones de K_s . Esto se debe a que no se puede discriminar entre estos dos estados ya que los productos de sus decaimientos son iguales.

Capítulo 2

El experimento 781 (SELEX)

E781, o bien, SELEX (SEgmented LargE X_F baryon spectrometer) es un experimento de blanco fijo en Fermilab diseñado, principalmente, para llevar a cabo estudios con alta estadística de los mecanismos de producción de hadrones y de la física de los decaimientos de los bariones encantados, tales como Σ_c , Ξ_c , Ω_c y Λ_c , a x_F grandes, usando una variedad de blancos y haces de partículas. El diseño del experimento se muestra en la figura 2.1. Este experimento es bastante eficiente para detectar todas las partículas en el estado final a x_F grandes, ya que las partículas producidas se enfocan dentro de un cono delantero en el marco de referencia del laboratorio.

SELEX tiene un programa de investigación bastante amplio que incluye tanto física del quark encanto: Mecanismos de producción, decaimientos, espectroscopía, etc.; como física que no tiene que ver con este quark: Medición de secciones eficaces totales, medición de radios de carga hadrónicos, producción y decaimientos radiativos de hiperones y mesones, medición de la polarización de hiperones, física Primakoff, mesones exóticos, etc. En particular, en SELEX se puede estudiar los mecanismos de producción de los hiperones Λ , $\bar{\Lambda}$ y de los mesones K_s con cuatro haces de partículas diferentes: Σ^- , π^- , p y π^+ , lo cual lo hace un experimento único.

2.1 El detector

El detector SELEX es un espectrómetro de 60 m de largo. Está compuesto de cinco partes: El espectrómetro del haz, la región del vértice, el espectrómetro M1, el espectrómetro M2 y el espectrómetro M3. Un esquema con los cinco componentes de SELEX se muestra en la figura 2.2. Cada componente, excepto el del vértice, contiene sus detectores de partículas asociados y un imán que curva a las partículas cargadas. La región del vértice no tiene un imán ya que fue diseñado para encontrar las trayectorias de las partículas con alta resolución cerca del blanco de interacción y la subsecuente determinación del vértice. Cada uno de los componentes de SELEX serán detallados con los detectores claves usados para el estudio de la producción de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s .

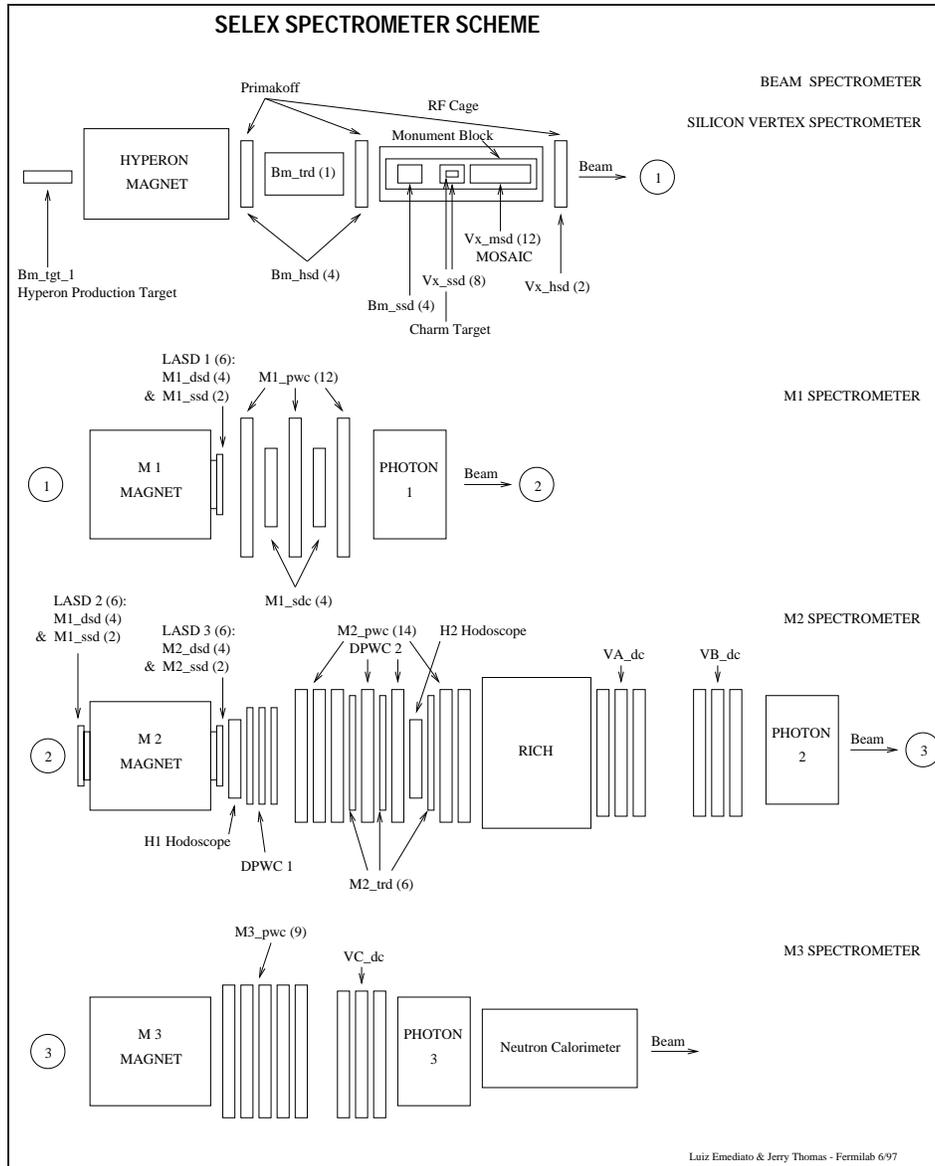


Figura 2.2: Esquema de los espectrómetros de SELEX.

El origen del sistema de coordenadas global de SELEX se encuentra en el centro de la superficie trasera del último blanco de producción del quark encanto. El eje z está en la dirección promedio del haz, el eje y está dirigido verticalmente hacia arriba, y el eje x completa el sistema de coordenadas que es de mano derecha. Este sistema de coordenadas se muestra en la figura 2.3.

2.1.1 El espectrómetro del haz

El espectrómetro del haz consiste del blanco de producción de hiperones, el imán de hiperones, los detectores para la identificación de las partículas del

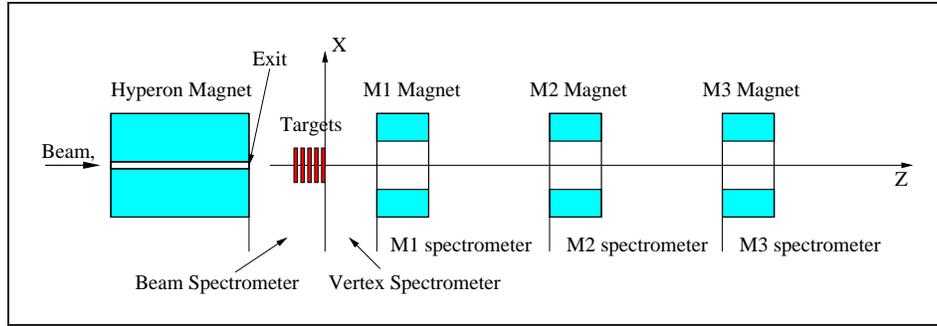


Figura 2.3: Vista superior del sistema de coordenadas global de SELEX.

haz, los detectores de la trayectoria del haz y los centelladores usados por el mecanismo activador¹. El diseño del espectrómetro del haz se muestra en la figura 2.4.

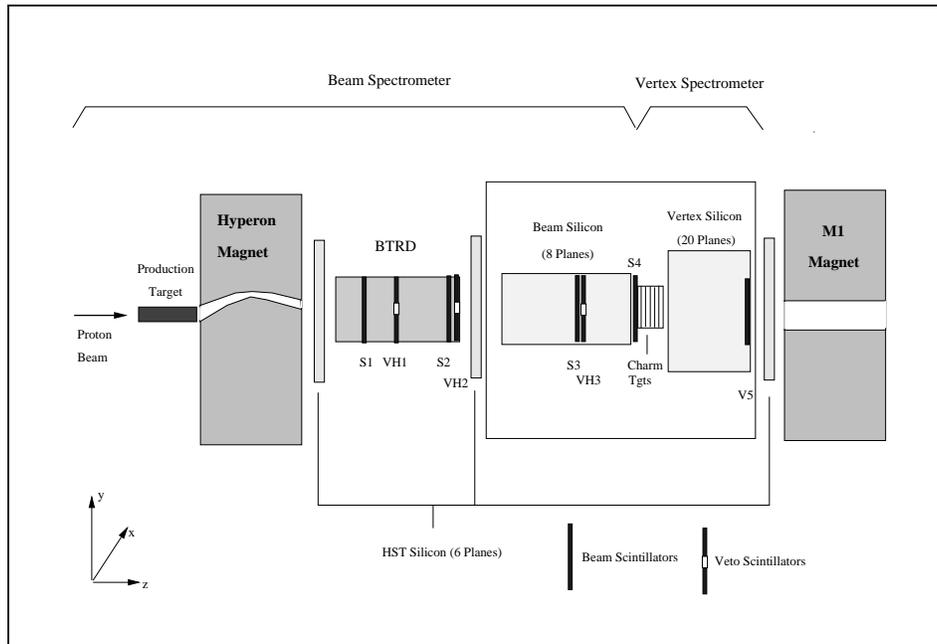


Figura 2.4: Esquema del espectrómetro del haz.

El blanco de producción y el imán de hiperones

El Tevatrón en Fermilab produce un haz de protones de 800 GeV/c, el cual es dirigido hacia un blanco de producción de berilio de $1 \times 2 \times 400 \text{ mm}^3$ [7]. El blanco de producción tiene el 98% de una longitud de interacción y se encuentra a la entrada del canal de hiperones. El tamaño del lugar que ocupa el haz de protones es del orden de 1 mm FWHM².

¹Comúnmente conocido por la palabra en inglés “trigger”.

²Full Width at Half-Maximum.

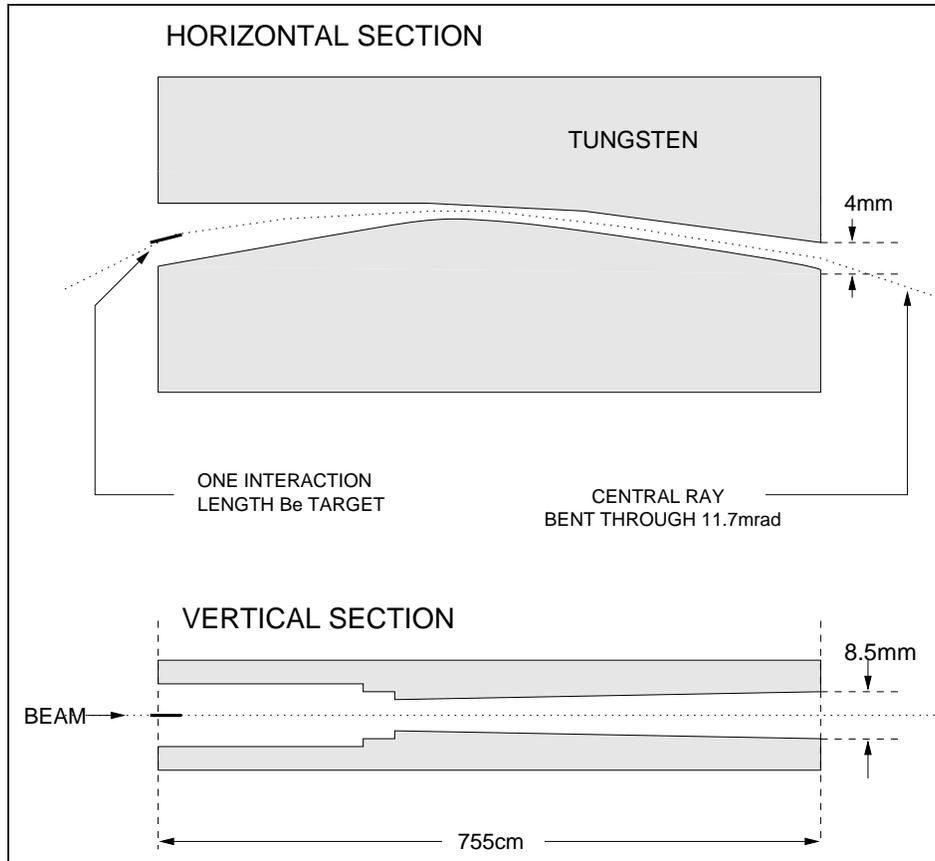


Figura 2.5: El canal de hiperones.

El canal de hiperones se encuentra dentro del campo magnético del imán de hiperones que curva, por un ángulo de aproximadamente 11 mrad, al haz secundario producido por las interacciones del haz primario de protones con el blanco de producción, seleccionando así, el momento del haz secundario. El canal de hiperones, que se muestra en la figura 2.5, está hecho de 350 bloques de tungsteno, cada uno de aproximadamente 15 cm de largo y está curvado con un radio de curvatura de 619 cm. Además, el canal de hiperones se utiliza para absorber todos los protones que no interactuaron con el blanco de producción y para colimar al haz secundario.

El imán de hiperones tiene 7.3 m de largo y la magnitud de la fuerza de su campo es de 3.5 Tesla. La composición del haz secundario se puede modificar al cambiar la polaridad del imán (haz positivo o negativo), la fuerza del campo del imán, o el ángulo del haz incidente de protones sobre el blanco de producción [8]. La fracción relativa de hiperones que componen al haz secundario aumenta con la energía [9, 10], por tanto, al seleccionar partículas con alta energía se mejora tal fracción, pero el número absoluto de hiperones disminuye.

Una vez que ha pasado el haz secundario por el canal de hiperones, entonces, atraviesa el detector de la radiación de transición del haz.

El detector de la radiación de transición del haz

El detector de la radiación de transición del haz (BTRD³) detecta la radiación electromagnética que se emite por partículas cargadas a medida que éstas atraviesan la frontera entre medios con diferentes propiedades dieléctricas. La energía característica de esta radiación es de unos pocos KeV (Rayos-X).

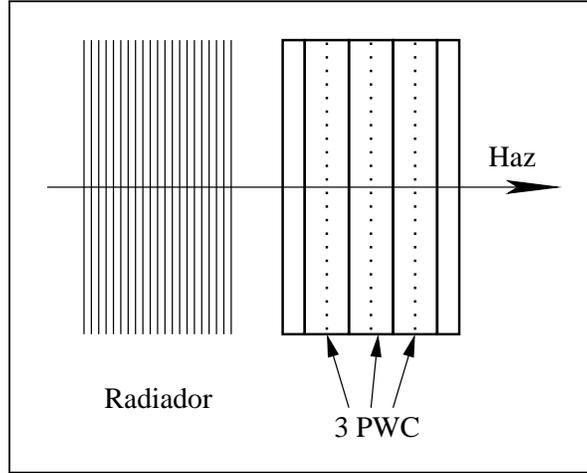


Figura 2.6: Esquema de un solo módulo del BTRD.

El BTRD consiste de 10 módulos idénticos [11]. Uno de estos módulos se muestra en la figura 2.6. Cada uno de estos módulos contiene un radiador hecho de 200 láminas de polipropileno, de $17 \mu\text{m}$ de ancho, separadas por un espacio de $500 \mu\text{m}$. Enseguida del radiador se encuentran tres cámaras de alambre proporcionales (PWC⁴). El gas que contienen es una mezcla de 70% Xe y 30% CH_4 para optimizar el tiempo de respuesta de la señal y para maximizar la absorción de los fotones de la radiación de transición. Estas cámaras consisten de placas aluminizadas, que funcionan como cátodos, con espacios de 2 mm para arrastre, y mallas con alambres de tungsteno de $15 \mu\text{m}$ de ancho, que están separados por 1 mm, y que funcionan como ánodos. Cada PWC del BTRD da una salida digital cuando se detecta energía sobre un umbral fijo. La suma de todas las PWC que detectan una señal por encima del umbral es igual al número k de planos activados en el BTRD.

La probabilidad de que ocurra la emisión de radiación de transición es proporcional al factor de Lorentz γ . Por lo tanto, un mesón π con la misma energía que un barión, como un Σ^- o un p , al pasar por el BTRD activa más planos que el barión.

Una distribución de probabilidad típica del número de planos activados por el haz secundario negativo se muestra en la figura 2.7. Se puede observar la componente bariónica y mesónica del haz secundario negativo en pocos y muchos planos activados, respectivamente. Estas componentes son

³Beam Transition Radiation Detector.

⁴Proportional Wire Chamber

separadas al ajustar la función:

$$p_{fit}(k) = \underbrace{\sum_{i=1}^2 \kappa_i \binom{n}{k} p_i^k (1-p_i)^{n-k}}_{comp. \text{ barionica}} + \underbrace{\sum_{i=3}^4 \kappa_i \binom{n}{k} p_i^k (1-p_i)^{n-k}}_{comp. \text{ mesonica}} \quad (2.1)$$

a la distribución normalizada del número k de planos activados, donde, $n = 30$ es el número máximo posible de planos activados en el BTRD, p_i y κ_i son los parámetros del ajuste con las restricciones $\kappa_1 + \kappa_2 + \kappa_3 + \kappa_4 = 1$ y $p_1, p_2 < p_3, p_4$. El significado de los parámetros p_i es la probabilidad de respuesta de una PWC.

De esta manera, se obtiene la fracción bariónica ($\kappa_1 + \kappa_2$) y la fracción mesónica ($\kappa_3 + \kappa_4$) de los haces secundarios tanto negativo como positivo utilizando la ecuación 2.1.

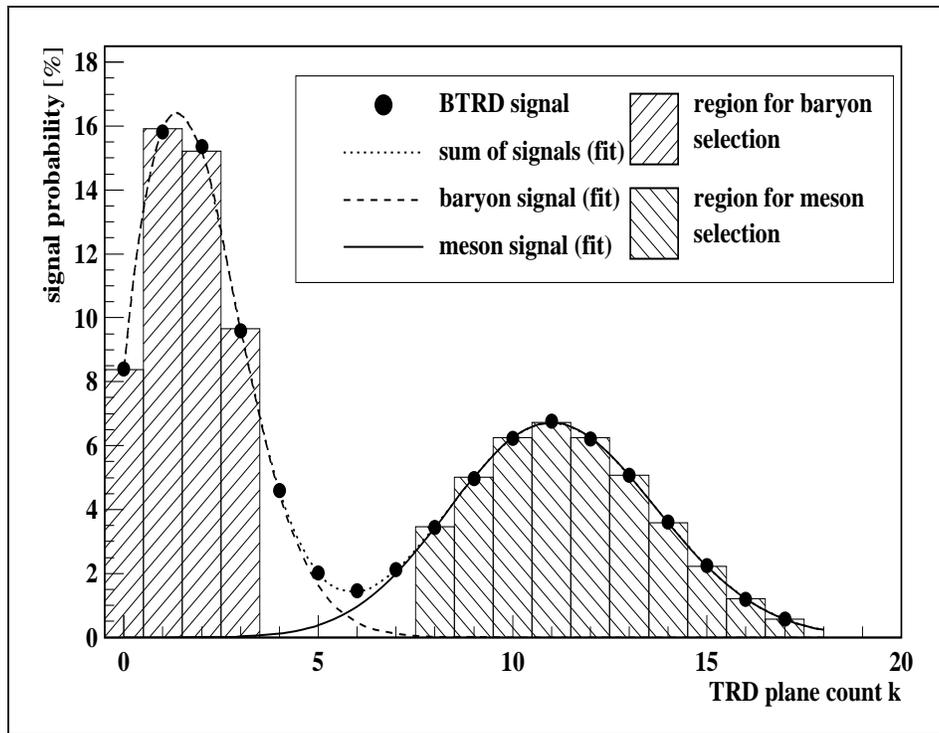


Figura 2.7: Distribución típica del número k planos activados en el BTRD por el haz secundario negativo [12].

Entonces, en la región del blanco de producción, para el haz secundario negativo se tiene que [12]:

- La fracción bariónica $\kappa_1 + \kappa_2 = 47.5 \pm 1.6 \%$
- La fracción mesónica $\kappa_3 + \kappa_4 = 52.5 \pm 1.6 \%$

Y para el haz secundario positivo se tiene que [12]:

- La fracción bariónica $\kappa_1 + \kappa_2 = 91.9 \pm 1.4 \%$
- La fracción mesónica $\kappa_3 + \kappa_4 = 8.1 \pm 1.4 \%$

En la figura 2.7 se muestra como la componente bariónica (mesónica) tiene una fracción contaminante de la componente mesónica (bariónica). Para eliminar esta contaminación en cada componente se utilizan los siguientes cortes en la distribución: $k \leq 4$ para la componente bariónica, y $k \geq 7$ para la componente mesónica. Luego entonces, la composición de la fracción bariónica del haz secundario negativo es de [12]:

- Σ^- $97.52 \pm 4.70 \%$
- Ξ^- $2.48 \pm 0.15\%$

Y la composición de la fracción mesónica del haz secundario negativo es de [12]:

- π^- $96.95 \pm 4.67 \%$
- K^- $3.05 \pm 1.91 \%$

La composición de la fracción bariónica del haz secundario positivo es de [12]:

- p $97.06 \pm 2.28 \%$
- Σ^+ $2.94 \pm 0.76\%$

Y la composición de la fracción mesónica del haz secundario positivo es de [12]:

- π^+ $70 \pm 17\%$
- K^+ $30 \pm 7\%$

De esta manera se obtiene la separación de los cuatro haces secundarios con su respectiva contaminación por medio del BRTD.

Las distribuciones del momento de los haces de Σ^- , π^- , p y π^+ , que se obtuvieron en el análisis de los datos, se muestran en la figura 2.8. Los momentos promedio de cada distribución son:

- 611.1 GeV/c para el haz de Σ^- .
- 603.6 GeV/c para el haz de π^- .
- 524.8 GeV/c para el haz de p .
- 520.4 GeV/c para el haz de π^+ .

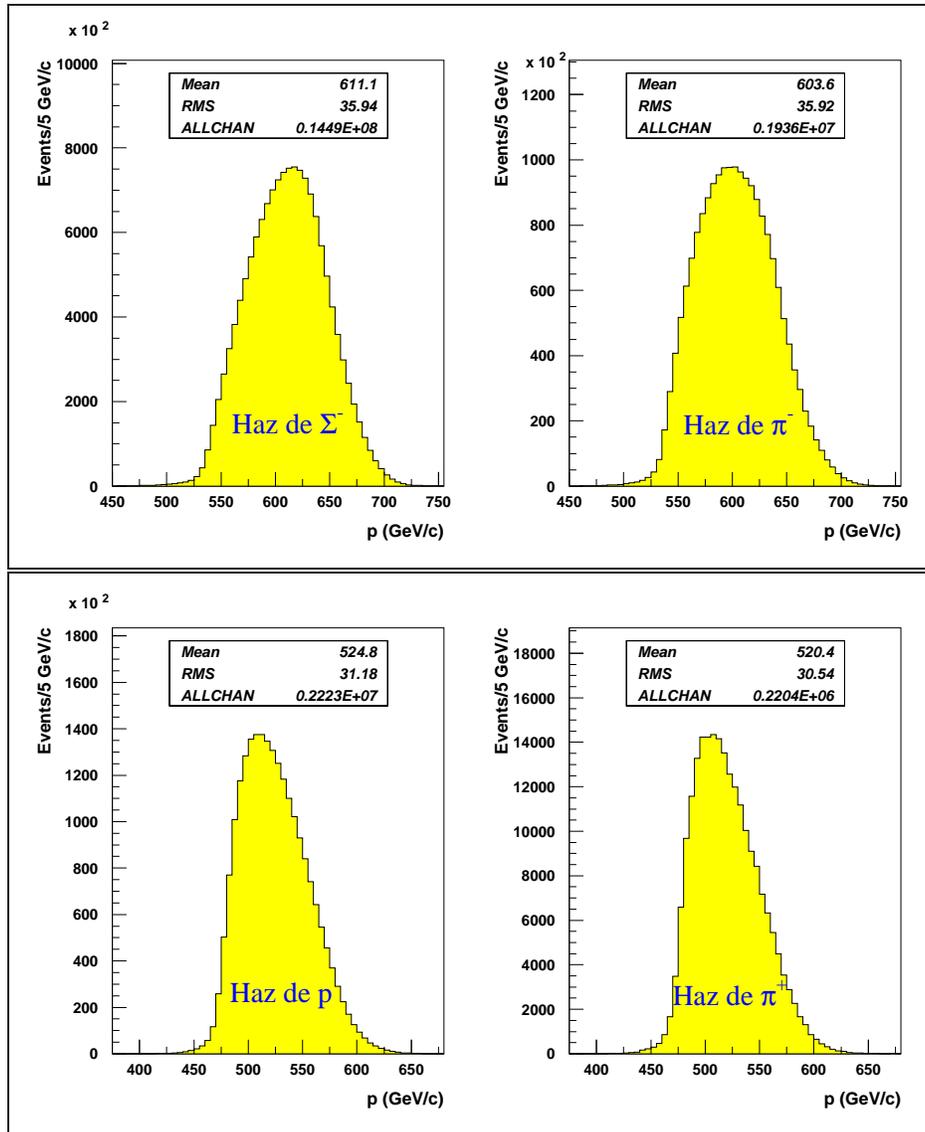


Figura 2.8: Distribuciones del momento de los haces de Σ^- , π^- , p y π^+ .

El detector de la trayectoria del haz

El detector de tiras de silicio del haz (BSSD⁵) consiste de ocho detectores de silicio de un solo lado de $300 \mu\text{m}$ de ancho con un pitch de $20 \mu\text{m}$. Estos detectores están agrupados en tres estaciones montadas sobre un bloque de granito y colocadas en una caja blindada contra radiofrecuencias. La figura 2.9 muestra estas tres estaciones. En las estaciones 1 y 3 se montaron tres detectores y en la estación 2, otros dos detectores. Estos detectores determinan la posición de la trayectoria del haz en los blancos de producción del quark encanto con una resolución de aproximadamente $4 \mu\text{m}$. Cada detector

⁵Beam Silicon Strip Detector

tiene 1024 tiras, a las cuales se les extrae información por medio de chips. Cada detector tiene una región activa de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ [13, 14].

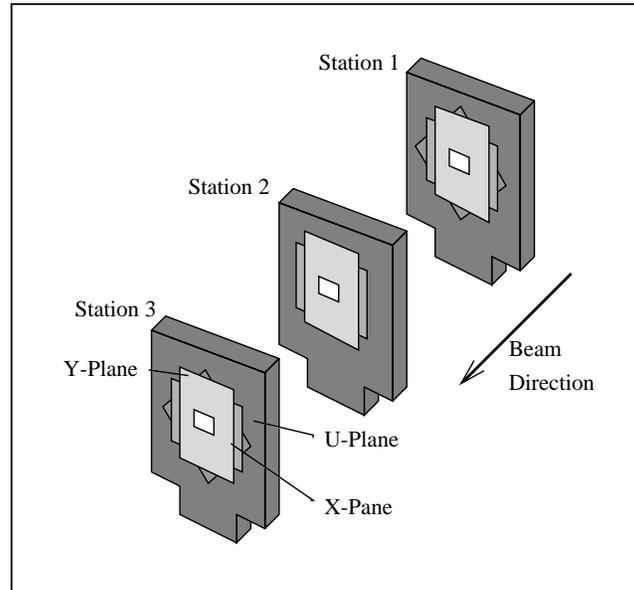


Figura 2.9: Estaciones del detector de la trayectoria del haz.

2.1.2 La región del vértice

La región del vértice consiste del blanco de producción del quark encanto y del detector del vértice de microtiras de silicio. La figura 2.10 muestra el esquema de esta parte de SELEX. Los detectores de esta región fueron diseñados para que tuvieran alta resolución para el vértice primario, y para los vértices secundarios formados debido a los decaimientos de las partículas.

El detector del vértice de microtiras de silicio, junto con los blancos de producción del quark encanto y los centelladores del mecanismo de activación fueron encerrados en una caja de aluminio para blindarlos de radiofrecuencias, y esta caja fue enfriada con aire a -7.2°C .

El blanco de producción del quark encanto

El blanco de producción del quark encanto consiste de dos láminas de cobre, una de 1.6 mm de ancho y otra de 1.016 mm de ancho, y de tres láminas de diamante de 2.2 mm de ancho cada una [15]. Los blancos están separados por una distancia de 1.5 cm. Se escogieron diferentes materiales para estudiar la producción del quark encanto como función de A .

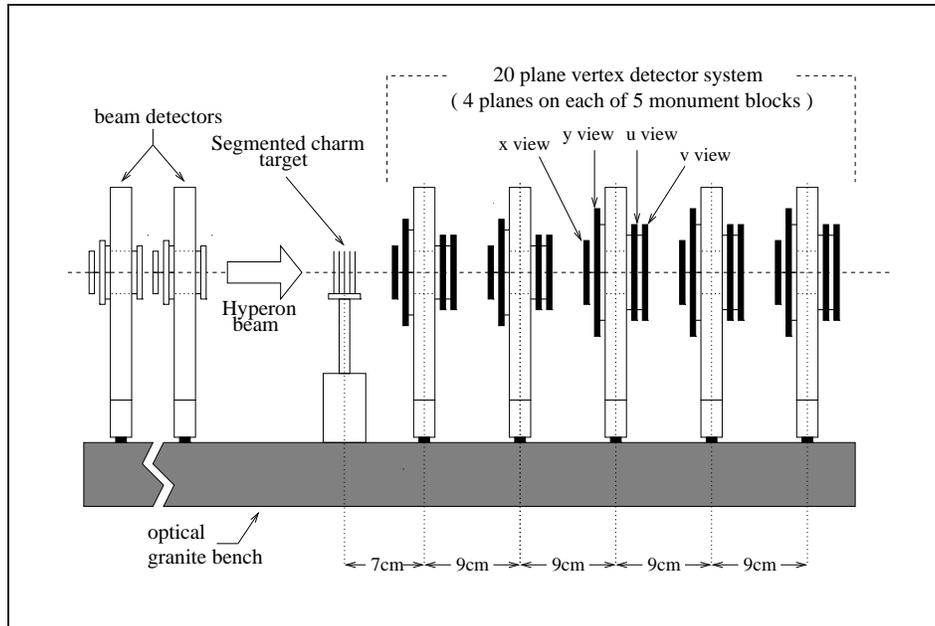


Figura 2.10: Esquema de la región del vértice.

El detector del vértice de microtiras de silicio

El sistema del detector del vértice de microtiras de silicio (VSSD⁶) consiste de veinte placas de detectores de un solo lado de 300 micras de ancho. Estos detectores detectan trayectorias secundarias con una alta resolución espacial. Los detectores fueron montados en cinco estaciones, y a su vez, estas estaciones se montaron en una base óptica especial hecha de granito. En cada estación se colocaron cuatro detectores. Seis de los veinte detectores están en la proyección x , cuatro de los veinte están en la proyección y , cinco de los veinte están en la proyección u y cinco de los veinte están en la proyección v . Los primeros ocho detectores, llamados detectores *5-cm*, tienen un pitch de $20 \mu\text{m}$ y una región activa de $5.12 \times 5.00 \text{ cm}^2$ con 2560 tiras. En estos detectores, se extrajo información de cada tira solo en la región central de 1536 tiras, donde la densidad de interacción es mayor. En las regiones exteriores, se extrajo información cada dos tiras. Los doce detectores restantes, llamados detectores *mosaico*, tienen un pitch de $25 \mu\text{m}$ y una región activa de $8.3 \times 9.6 \text{ cm}^2$. Se extrajo información de cada tira en la región central y cada dos tiras en la región externa. Cada uno de los detectores tiene una eficiencia mayor que el 98% para detectar una interacción y una resolución espacial de aproximadamente $6.5 \mu\text{m}$ [16, 13].

2.1.3 El espectrómetro M1

El espectrómetro M1 consiste del imán M1 y los detectores entre los imanes M1 y M2. El diseño de este espectrómetro se muestra en la figura 2.11. Este

⁶Vertex Silicon Strip Detector

aparato fue diseñado para analizar partículas en el rango de momento de 2.5 - 15 GeV/c.

El imán M1 fue operado a 1.35 T que corresponde a un p_T de 0.74 GeV/c. El espectrómetro M1 usa tres cámaras de alambre proporcionales y dos cámaras de arrastre para encontrar las trayectorias de las partículas en el rango antes mencionado. Las partículas con alto momento también son rastreadas, pero no con las cámaras sino con detectores de silicio de ángulo grande (LASD⁷).

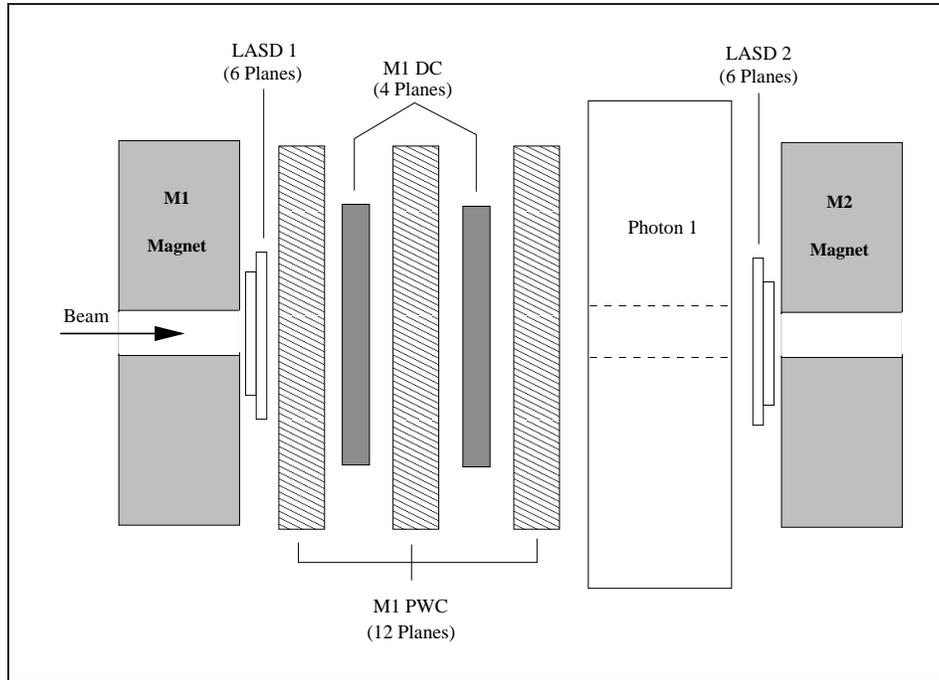


Figura 2.11: Esquema del espectrómetro M1.

Las cámaras de alambre proporcionales M1

Las tres cámaras de alambre proporcionales (PWC⁸) del espectrómetro M1 consisten de alambres que funcionan como ánodos igualmente espaciados centrados entre dos placas (cátodos). El espacio entre alambres es de 3 mm. Estas PWC tienen una región activa de $2 \times 2 \text{ m}^2$ y se llenan con “gas mágico” (75% argón, 24.5% isobutano, y 0.5% freón). Este gas mágico se ioniza cuando pasa una partícula cargada a través de él. El gas mágico ionizado consiste de iones cargados positivamente y de electrones. Los iones positivos son arrastrados por el campo eléctrico hacia el cátodo y los electrones hacia el ánodo. Cuando los electrones están cerca de un ánodo, un proceso de formación de una avalancha se genera incrementando la señal que se colecta en el ánodo. Se puede determinar la posición del alambre (ánodo) donde

⁷Large Angle Silicon Detector.

⁸Proportional Wire Chamber

la partícula pasó extrayendo la señal del ánodo. Cada PWC tiene cuatro mallas (planos) de alambres, cada uno en las proyecciones x , y , u , v , a fin de que se pueda determinar la posición de la partícula. El espacio entre cámara y cámara es de 70 cm. Estas PWC tienen una eficiencia mayor que el 90% para detectar una interacción y tienen una resolución espacial de 0.9 mm [13].

Las cámaras de arrastre M1

Las dos cámaras de arrastre (DC⁹) del espectrómetro M1 se diseñaron para mejorar la resolución angular del rastreo de partículas en el plano horizontal donde el imán M1 curva las partículas cargadas, lo cual se necesita para mejorar la resolución del momento para partículas con poco momento. Las dos DC se colocaron entre las PWC y cada una de ellas tenían dos planos que detectaban las interacciones en la proyección x . Estas DC tienen una región activa de $2.4 \times 1.7 \text{ m}^2$, una eficiencia del 80%, y una resolución espacial de aproximadamente 0.7 mm [17].

Estas cámaras usan el hecho de que si las velocidades de arrastre de los electrones son constantes y conocidas, y si el tiempo que tarda en atravesar la partícula también se conoce, entonces se puede determinar la posición con una resolución más fina.

Los detectores de silicio de ángulo grande (LASD)

El propósito de los LASD es cubrir la región del haz de las PWC y DC de la parte final del experimento para mejorar la resolución de las trayectorias y la separación en esta región y lograr una medición precisa del momento. Los LASD se dividen en tres grupos y están colocados justo detrás del imán M1, y tanto en enfrente como detrás del imán M2, por lo tanto se diseñaron para funcionar correctamente en el campo magnético producido por los bordes de los imanes. Cada grupo de LASD consiste de seis planos de detectores: dos detectores (2 planos) de silicio sencillos (de un solo lado) y de dos detectores de silicio dobles (4 planos) para determinar dos puntos en cada una de las tres proyecciones (x, y, u). Los LASD sencillos tienen 2540 tiras de silicio en total con una área activa de $63.5 \times 63.5 \text{ mm}^2$, y los dobles tienen una área activa de $52.6 \times 66.4 \text{ mm}^2$. Los LASD tienen una eficiencia entre 95-99 % para detectar una interacción y tienen una resolución espacial de 15 μm [18, 19].

2.1.4 El espectrómetro M2

El espectrómetro M2 se diseñó para reconstruir e identificar partículas con momento mayor que 15 GeV/c. El espectrómetro consiste del imán M2 y de todos los detectores entre los imanes M2 y M3. La figura 2.12 muestra el esquema del espectrómetro M2.

⁹Drift Chamber.

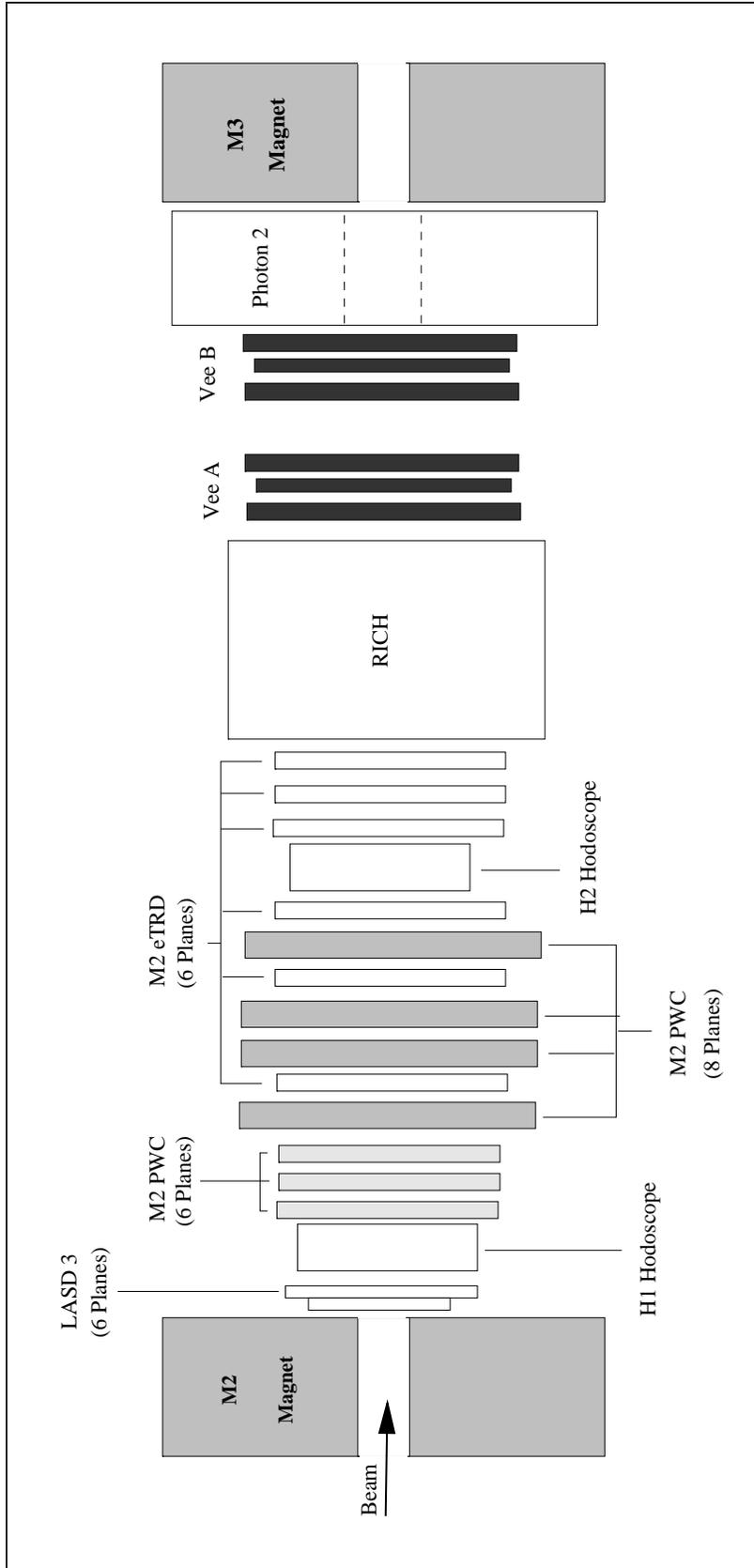


Figura 2.12: Esquema del espectrómetro M2.

El imán M2 fue operado a 1.54 T que corresponde a un p_T de 0.845 GeV/c. El primer detector en el espectrómetro M2 es el tercer LASD, que está colocado a la salida del imán M2.

Los hodoscopios

Los dos hodoscopios H1 y H2 empleados en el espectrómetro M2 usan contadores de centelleo para dar una respuesta rápida del número de partículas que pasan a través del espectrómetro y para obtener su momento [20, 21]. Esta información la utiliza el mecanismo disparador para decidir si activa o no un evento.

El hodoscopio consiste de tres regiones: la región de carga negativa, la región central, y la región de carga positiva. El signo de la carga se asume basado en la región del detector. Los imanes curvan a las partículas negativas hacia la derecha cuando éstas pasan a través de ellos.

Las cámaras de alambre proporcionales M2

La reconstrucción de las partículas en el espectrómetro M2 se lleva a cabo por medio de las siete PWC que hay en este espectrómetro, que tienen un espacio de 2 mm entre cada alambre. Las tres primeras cámaras tienen una apertura de $60 \times 60 \text{ cm}^2$, y las cuatro últimas tienen una apertura de $60 \times 100 \text{ cm}^2$. Cada cámara tiene dos planos sensitivos en dos proyecciones ortogonales y tienen una eficiencia para detectar una interacción mayor que el 95% con una resolución espacial de 0.6 mm [13].

El Detector Cherenkov E781

El detector Cherenkov (RICH¹⁰) fue diseñado para lograr una buena identificación de las partículas cargadas, lo cual se requiere para buscar los diferentes modos de decaimiento de los bariones y mesones producidos. El RICH provee la separación de piones, kaones y protones. El RICH es un tanque cilíndrico de acero al carbón de 10.2 m de largo con un diámetro de 2.36 m que se llenó con gas neón puro a presión atmosférica. En la figura 2.13 se muestra el diseño del tanque del RICH. En la parte de atrás del tanque se montaron 16 espejos esféricos en forma hexagonal, que tienen una área total de $2.4 \times 1.2 \text{ m}^2$. Los espejos se usan para reflejar la radiación Cherenkov (fotones) hacia un arreglo de 2848 tubos fotomultiplicadores que están colocados en la entrada de la parte de adelante del tanque [22].

La radiación Cherenkov se emite cuando una partícula cargada atraviesa un medio con un índice de refracción n a una velocidad v que excede la velocidad de la luz en ese medio c/n . La radiación Cherenkov se emite porque la partícula cargada polariza a los átomos a lo largo de su trayectoria de tal manera que se convierten en dipolos eléctricos. La variación en el tiempo del campo eléctrico generado por los dipolos conduce a la emisión

¹⁰Ring Imaging Cherenkov Detector

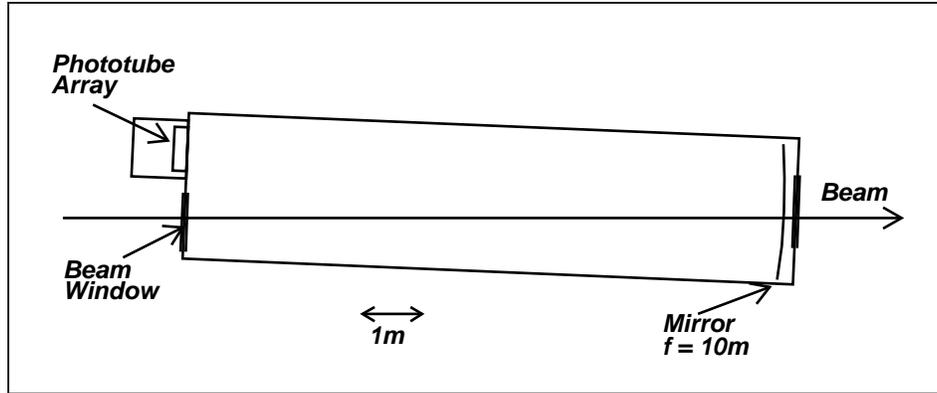


Figura 2.13: Esquema del tanque del RICH [22].

de radiación electromagnética. Si $v < c/n$, entonces los dipolos eléctricos se arreglan simétricamente alrededor de la trayectoria de la partícula, de tal manera que el campo eléctrico integrado sobre todos los dipolos se hace cero. Ahora bien, si la partícula que atraviesa el medio se mueve con velocidad $v > c/n$, entonces esa simetría se rompe generando un momento dipolar eléctrico, y por consecuencia un campo eléctrico.

Los fotones son radiados a un ángulo respecto a la línea de la trayectoria de la partícula que pasa a través del medio con índice de refracción n , que está dado por

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n(\omega)\beta} \quad (2.2)$$

donde ω es la frecuencia de la radiación emitida y β es la velocidad de la partícula. Este ángulo corresponde al radio del cono de luz visto por los fototubos en el detector. Entonces, los fotomultiplicadores activados son ajustados a círculos y si se conoce el momento de la trayectoria, se puede identificar a la partícula con varios niveles de certidumbre. La eficiencia de la identificación de las partículas es bastante alta ($\approx 98\%$) y solamente disminuye a momentos (impulsos) grandes.

Las cámaras de arrastre vectoriales

Después del RICH se colocaron seis de las nueve cámaras de arrastre vectoriales (VDC¹¹) de SELEX, agrupadas en dos estaciones VeeA y VeeB, con tres cámaras cada una de ellas. Estas cámaras se diseñaron para proveer segmentos cortos de la trayectorias de las partículas cargadas, además de la información de la posición usual. Estos detectores consisten de una región de celdas finas centradas alrededor de la línea del haz y de una región de celdas burdas lejos del haz. Las VDC fueron diseñadas, también, para reconstruir los productos de los decaimientos que suceden en la parte final del experimento, al proveer segmentos cortos con alta resolución dentro de cada estación. Las trayectorias se midieron en tres proyecciones $(x, y, u/v)$.

¹¹Vector Drift Chamber

Cada estación tiene una región activa de $1.16 \times 1.16 \text{ m}^2$ y una eficiencia de aproximadamente 90% con una resolución de $100 \mu\text{m}$. Las cámaras con las celdas finas están provistas de ocho alambres sensitivos para cada vista o proyección, y las cámaras con las celdas burdas están provistas de seis alambres sensitivos. De esta manera, cada cámara mide una trayectoria con seis o con ocho puntos, y por lo tanto, no solo mide la posición sino que también el vector de la trayectoria [23]. Después de la segunda estación VDC se encuentra el segundo detector de fotones.

2.1.5 El espectrómetro M3

Para medir el momento de los productos de los decaimientos de las partículas de largo alcance, se emplea un tercer espectrómetro: El espectrómetro M3. En la figura 2.14 se muestra este espectrómetro.

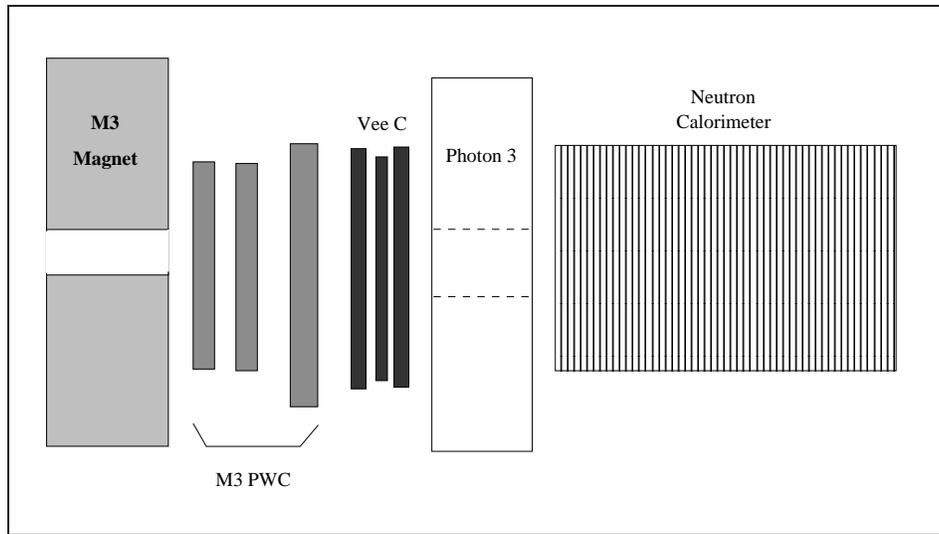


Figura 2.14: Esquema del espectrómetro M3.

El espectrómetro M3 consiste del imán M3 que fue operado a 1.3 T y que corresponde a un p_T de $0.72 \text{ GeV}/c$, de dos PWC de $64 \times 64 \text{ cm}^2$, y de una tercera PWC de $115 \times 89 \text{ cm}^2$, seguida de la tercera estación VeeC con tres cámaras VDC. Después se encuentra el tercer detector de fotones y, finalmente, el calorímetro de neutrones que se encuentra en la parte final del experimento.

2.2 El mecanismo disparador del quark encanto

El mecanismo disparador del quark encanto fue diseñado para estudiar la producción y los decaimientos de bariones encantados. El propósito de este mecanismo es seleccionar las interacciones con una topología favorable para eventos con quark encanto y al mismo tiempo rechazar cualquier otro tipo de evento.

El hardware del mecanismo disparador del quark encanto de SELEX usa un conjunto de contadores de centelleo del haz (S1-S4), contadores para vetar (VH1,VH2), contadores de centelleo de la interacción (IC) y dos hodoscopios (H1, H2). La figura 2.15 muestra el esquema del hardware que utiliza el mecanismo disparador.

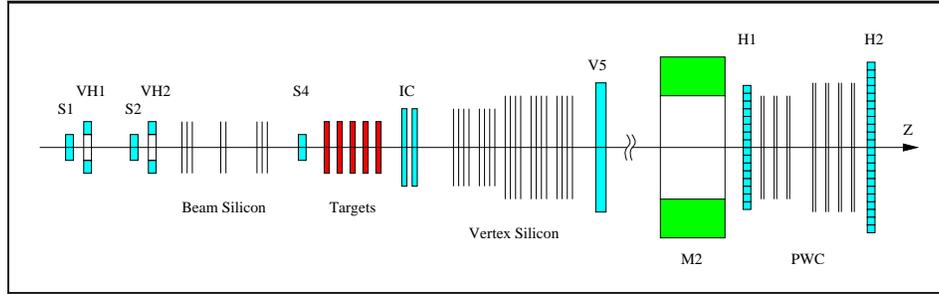


Figura 2.15: Esquema del hardware del mecanismo disparador del quark encanto.

El mecanismo disparador es un mecanismo de cuatro niveles. Los primeros tres niveles T0, T1 y T2 están implementados en hardware, mientras que el cuarto nivel T3 está implementado en software y en el filtro en tiempo real [24].

Cada nivel acepta una señal de una decisión positiva que proviene del nivel anterior e inicia la señal de la comunicación. Esto ocurre de los niveles T0 al T2 hasta que, ya sea que se tenga una decisión negativa o T2 tenga una decisión positiva y se lean los datos del detector por medio del sistema de la toma de datos (DAQ¹²). Cuando cualquiera de las dos ocurra, el nivel completa y termina sus procesos y reinicia su generador de compuertas, así como los niveles anteriores se despejan hasta reiniciar la compuerta en T0, con el fin de que esté listo para el siguiente disparo.

El nivel T0 utiliza la información de los centelladores del haz para definir la trayectoria del haz secundario. Esto se logra mediante la coincidencia de las señales de los contadores de centelleo S1, S2 y S4 con ninguna señal en los contadores VH1 y VH2 ($S1 \cdot \overline{VH1} \cdot S2 \cdot \overline{VH2} \cdot S4$). Una decisión positiva en este nivel manda una señal a T1 [13].

El nivel T1 utiliza la información de los dos contadores de interacción IC para seleccionar eventos que tengan una interacción en los blancos de producción del quark encanto, utiliza la información del BTRD para identificar las partículas del haz, y utiliza la información de los hodoscopios H1 y H2 para seleccionar eventos cuyas trayectorias se originaron cerca de los blancos de producción. Este nivel consiste de una coincidencia de una señal del nivel T0, con una señal de una interacción en los blancos, con una señal del BTRD y con las señales de dos interacciones en la región positiva de los hodoscopios H1 y H2 ($T0 \cdot (IC > 3) \cdot BTRD \cdot (H1, H2 > 2)$). En las primeras corridas no se usó la señal del BTRD en este nivel del mecanismo dispara-

¹²Data Acquisition System

dor. Los dos contadores de interacción son centelladores que producen una señal de salida cuya amplitud es proporcional al número de partículas que los atraviezan. Usando la señal con menor amplitud de los dos contadores de la interacción para la prueba de la multiplicidad de la partícula, se suprimen los efectos de las fluctuaciones de Landau de la amplitud en cada contador. Una señal de una interacción en los blancos se define como la señal en los IC que sea mayor a la señal de tres partículas de mínima ionización (MIP¹³). T2 recibe una señal si se tiene una decisión positiva en este nivel [13].

El nivel T2 utiliza información de los detectores de la parte trasera del experimento, tales como, los centelladores Vee para seleccionar un decaimiento de Λ en la parte trasera, el ETRD para decaimientos semileptónicos, o el Photon3 para física Primakoff y búsqueda de estados exóticos.

Una de las innovaciones de SELEX para un experimento de blanco fijo, es *el filtro en tiempo real*. Este es un programa que analizó en tiempo real los eventos para desechar a los que no tuvieran evidencia de un vértice secundario. En primer lugar, el programa del filtro en tiempo real reconstruye las trayectorías en el sistema de las PWC del espectrómetro M2. Solamente las trayectorias con momentos mayores que 15 GeV/c pueden atravesar los imanes para alcanzar a llegar a estas cámaras. Las trayectorias de las PWC del M2 se extrapolan hasta el detector del vértice y en cada plano de este detector se buscan interacciones dentro de una ventana de búsqueda alrededor de la posición de la trayectoria extrapolada. Una vez que se tiene el conjunto de interacciones (puntos) que corresponden a una trayectoria extrapolada, éstos se ajustan a una trayectoria. Si se tiene un χ^2 aceptable, entonces se tiene una trayectoria reconstruida dentro del detector del vértice. De esta manera, se reconstruyen las trayectorias en el detector del vértice. En segundo lugar, se reconstruyen las trayectorias del haz. Finalmente, las trayectorias reconstruidas, tanto la del haz como las del detector del vértice, se ajustan a un vértice por medio de un algoritmo que utiliza un método iterativo (Newton-Raphson) que converge al punto del vértice en un espacio tridimensional. El χ^2 está dado por el cuadrado de la división de la desviación por el error característico. En este caso, la desviación se define como la distancia perpendicular del punto del vértice ajustado a la trayectoria. El error característico está dado por la matriz de errores (pesos). El χ^2 total se obtiene sumando sobre todas las trayectorias. Si el ajuste tiene una $\chi^2 < 10$ y usa todas las trayectorias, entonces el evento se cataloga como un evento sin vértice secundario y se desecha. Por el contrario, si algunas trayectorias no se ajustan al vértice, es decir, si una o varias trayectorias no apuntan hacia el vértice primario, el evento se conserva [15]. El ajuste iterativo de un vértice se muestra en la figura 2.16. En el presente trabajo se utilizó este filtro, ya que para estudiar la producción inclusiva de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s se necesita conservar los eventos que tengan evidencia de un vértice secundario.

El filtro en tiempo real se diseñó, también, para llevar a cabo el monitoreo de los componentes del detector y para actuar como un filtro de primer

¹³Minimum Ionizing Particle

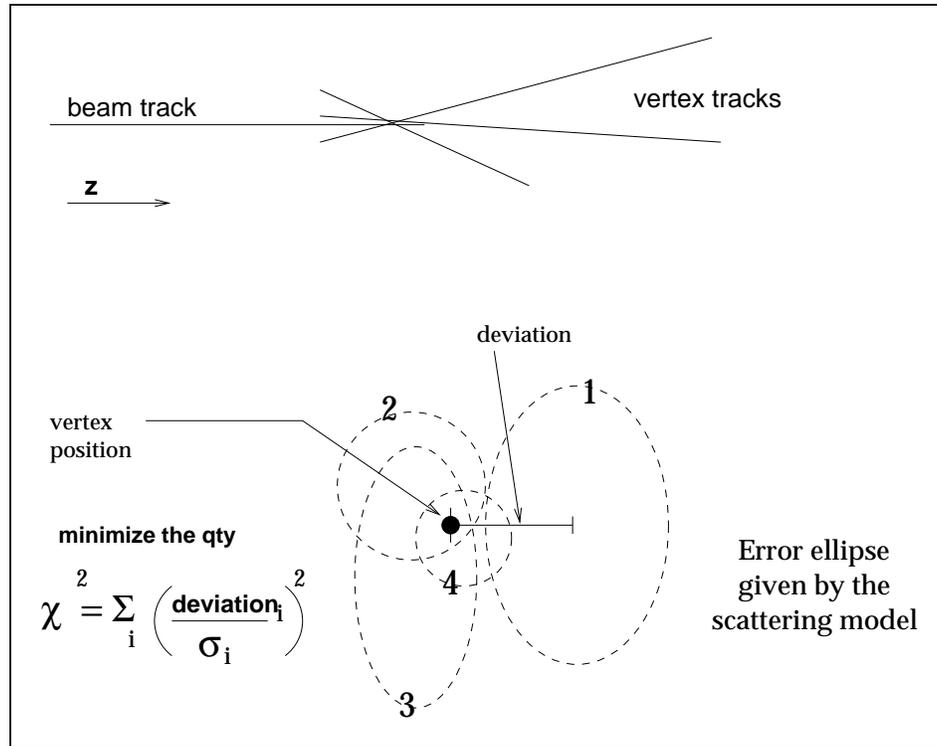


Figura 2.16: Sección transversal a una z fija de la región del vértice primario

nivel para los datos. Al inicio de cada corrida, el filtro hizo histogramas con los datos del detector, lo cual permitió monitorear el estado de la toma de datos en tiempo real. Esta característica fue bastante valiosa para detectar con anticipación problemas que se pudieran corregir. Estudios especiales muestran que el programa del filtro en tiempo real es equivalente, aproximadamente, a un corte en $L/\sigma_L > 3$, donde L es la distancia del vértice primario al vértice secundario sobre el eje de coordenadas global z . Este filtro reduce el ruido por un factor de 8 y tiene, aproximadamente, 50% de eficiencia para una señal típica con quark encanto. Así que el experimento se benefició al disminuir por un factor de 8 el procesamiento posterior de los datos [13].

2.3 El software de análisis

El software para el análisis de los datos que se utiliza en SELEX puede dividirse en cuatro categorías: La toma de datos, el procesamiento posterior de los datos, la simulación de eventos y el análisis de los datos. A continuación se detallará brevemente cada una de las cuatro categorías del software de análisis.

2.3.1 La toma de datos

El sistema de la toma de datos (DAQ¹⁴) es parte del proyecto DART, que es una colaboración entre el departamento de sistemas en línea de Fermilab y seis experimentos (E781, E811, E815, E831, KTeV, E835) [25]. Este sistema incluye el software usado para controlar los sistemas individuales de los detectores, el subsistema del mecanismo disparador, y el software del filtro en tiempo real. La corrida del experimento se controló por medio de una computadora Silicon Graphics Indigo (Indy). Cada uno de los detectores fueron configurados y controlados mediante la escritura de comandos y rutinas. Una vez que las condiciones para correr el experimento fueron configuradas, el control de la toma de los datos fue automática basada en el mecanismo disparador. Todos los datos se coleccionaron por medio de enlaces de fibra óptica con la computadora Indy. El esquema de este sistema se muestra en la figura 2.17.

Una vez que los datos pasaron por el filtro en tiempo real, éstos se escribían en discos. Posteriormente, estos eventos fueron almacenados en archivos de 200 MB, los cuales fueron escritos en cintas de 8 mm. La colección completa de los datos de SELEX fue almacenada en estas cintas, y después fue trasladada al FMSS¹⁵, donde se podía utilizar mediante la red para procesar los datos brutos nuevamente. Se tomó alrededor de medio año el procesar todas las cintas. Por lo tanto, el experimento 781 se benefició con el filtro en tiempo real al disminuir el tiempo para procesar todas las cintas por un factor de 8 para obtener eventos con quark encanto.

La toma de datos inició en Julio de 1996. Las primeras corridas se llevaron a cabo para verificar el mecanismo disparador, para checar los aparatos del experimento, para obtener las eficiencias de las cámaras, para calibrar los detectores de los fotones, para optimizar el filtro en tiempo real, y para realizar todas aquellas tareas que lograran una alta calidad en la escritura de los datos en las cintas.

Un esquema de la toma de datos se muestra en la figura 2.18. El primer conjunto de datos que fue tomado no utilizó la señal del BTRD en el nivel T1 del mecanismo disparador, así que, las interacciones tanto con Σ^- como con π^- se escribieron en las cintas. El segundo conjunto de datos usó la señal del BTRD en el nivel T1 del mecanismo disparador, y como resultado, la mayoría de las interacciones con el haz de Σ^- se escribieron en las cintas. En el tercer conjunto de los datos se modificó el espectrómetro del haz para utilizar el haz secundario positivo, entonces, se escribió en las cintas la mayoría de las interacciones con protones. SELEX tomó datos de un total de 15.2×10^9 interacciones inelásticas y se grabaron en las cintas un total de 1×10^9 eventos, tanto del haz secundario negativo como del positivo. El porcentaje global de las interacciones inelásticas de los haces secundarios con los blancos se muestra también en la figura 2.18 [13].

¹⁴Data Acquisition System

¹⁵Fermilab Mass Storage System

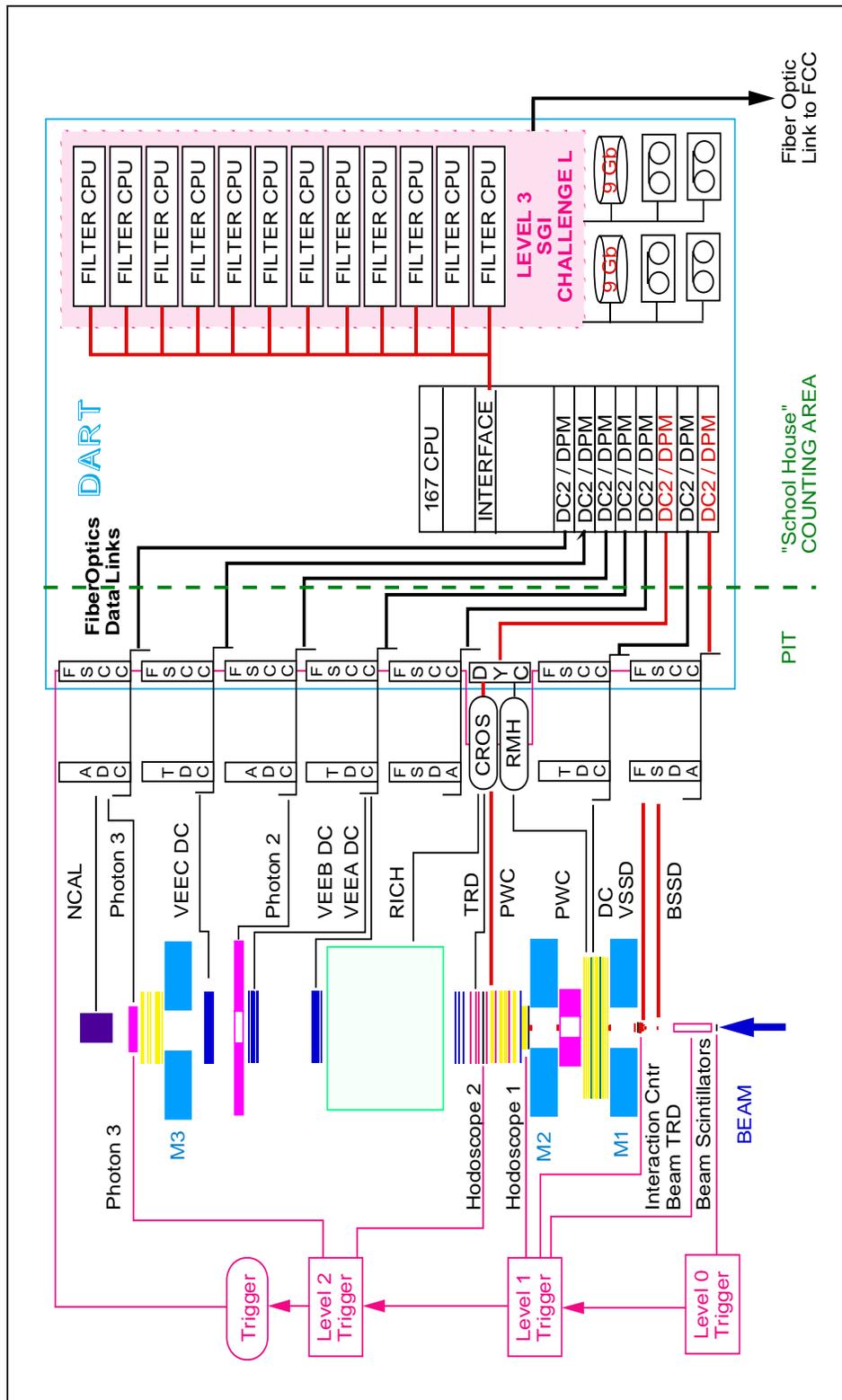


Figura 2.17: Esquema del sistema de la toma de datos [13].

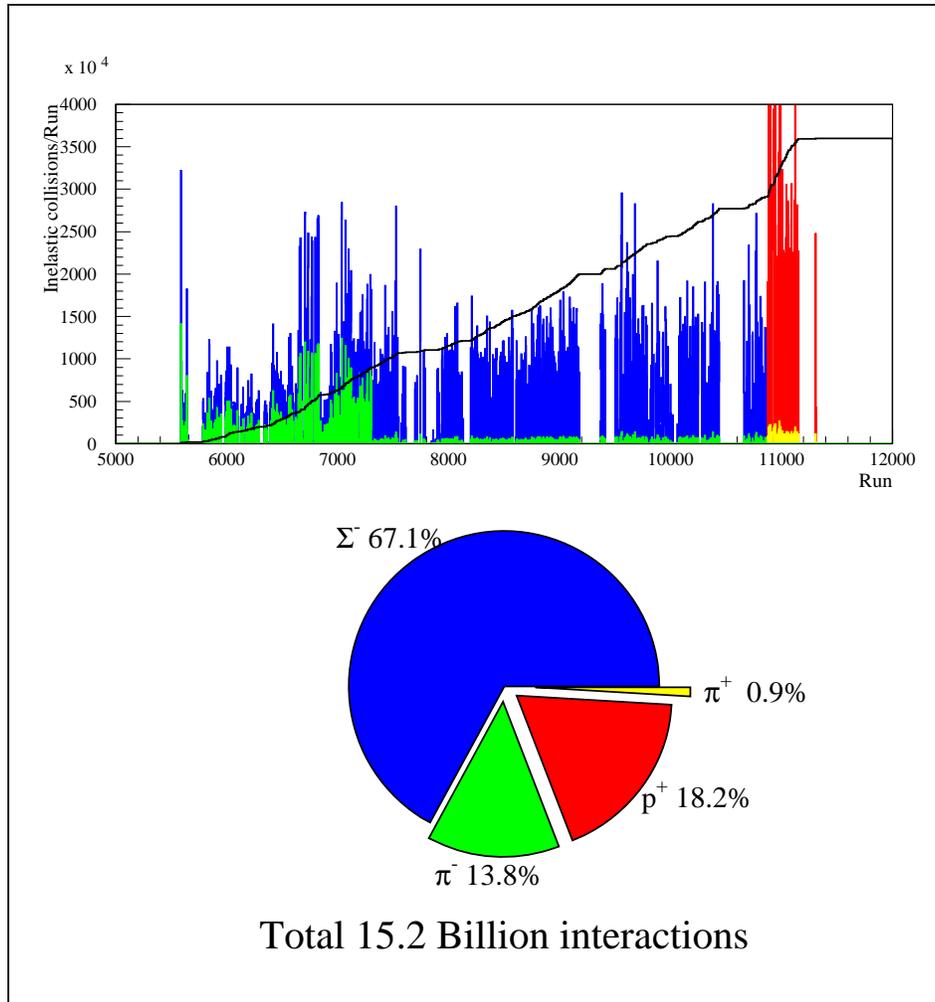


Figura 2.18: Esquema de la toma de datos [13].

2.3.2 El procesamiento posterior de los datos

El software principal que se usa en el procesamiento posterior de los datos es el SOAP¹⁶. El código de este software también se usó para el filtro en tiempo real, aunque no en la misma configuración. La versión para el análisis posterior incluye software para el análisis de todos los sistemas de los detectores, basado en lo que el usuario quiera encontrar. El SOAP consiste, principalmente, de los siguientes paquetes: El desemparador (UNPACK), el reconstructor de la trayectoria (TRACKING), el identificador de partículas (PID), el reconstructor del vértice (VERTEX), el Photon y el Ncal. Las siguientes subsecciones describirán brevemente los paquetes utilizados en el presente trabajo.

¹⁶SELEX Off-line Analysis Program

Unpack

El primer paso es desempacar los datos de un evento en particular que fueron escritos en las cintas. Para cada detector, el hardware crea una sola lista con la información de que alambre, tira de silicio, o fotomultiplicador tuvo una señal. Después, usando el sistema de coordenadas local de cada detector, el software de este paquete crea otra lista, al convertir la información de la lista anterior, en las coordenadas de los puntos espaciales de las señales. Por ejemplo, las señales de los alambres de una PWC de un evento en particular son dadas al paquete Tracking en forma de una lista con los números de los alambres donde hubo señal y la lista correspondiente con las coordenadas de los puntos espaciales de las señales [26, 27].

Tracking

El objetivo de este paquete es encontrar y medir los parámetros de todas las trayectorias cargadas dentro de la aceptación del aparato de SELEX. Cinco de los ocho parámetros que se requieren para definir completamente a una trayectoria cargada se determinan en la región del vértice: Las tres coordenadas espaciales donde por primera vez se observó y dos de las tres componentes del momento. Los tres restantes parámetros se determinan utilizando los espectrómetro M1-M3: la curvatura de la trayectoria (p/qB), la identificación de la partícula y la coordenada z donde fue la última vez que se observó [27].

Tracking tiene diferentes algoritmos para encontrar las trayectorias de las partículas. La situación más general envuelve las PWC de M1 y M2, y el detector del vértice. Debido a que estos detectores están en regiones libres de campo magnético, las partículas cargadas deberían pasar a través de los detectores en línea recta. La reconstrucción de las trayectorias de las partículas cargadas es un proceso de tres etapas [26]:

- En primer lugar, se encuentran todos los segmentos de las trayectorias cargadas en cada detector. Un algoritmo usa la lista de las coordenadas de los puntos espaciales de un detector en particular para encontrar todas las combinaciones posibles de los puntos espaciales que sean consistentes a un ajuste a una línea recta. Si el código determina que el ajuste es aceptable basado en χ^2 y en el número de puntos usados, entonces se forma con ellos un segmento de una trayectoria cargada y los puntos se suprimen de la lista de las coordenadas de los puntos. Con los segmentos formados se hace una lista en cada detector en particular.
- Los segmentos de cada detector son entrelazados para formar candidatos a trayectorias. La idea básica del algoritmo que realiza este trabajo es análogo al algoritmo anterior. Todos los segmentos, en pares de espectrómetros, son ajustados a una trayectoria continua. Los segmentos que tienen una χ^2 aceptable se asignan a trayectoria.

- Finalmente, los puntos espaciales individuales en cada plano (PWC, SSD, DC) que forman una trayectoria son ajustados para obtener el momento de la trayectoria. Un algoritmo ajusta los puntos espaciales que forman una trayectoria a la función que describe la trayectoria de una partícula que pasa a través de los imanes y las cámaras de los espectrómetros. Los parámetros del ajuste son la pendiente, la ordenada al origen y la curvatura de la trayectoria (p/qB).

Pid

Este paquete consiste de una rutina principal que maneja a otras tres subrutinas: la del BTRD, la del ETRD, la del RICH. El bloque común de este paquete une los resultados de las subrutinas antes mencionadas. Cada una de las trayectorias que se encontraron por medio del paquete Tracking, se extrapolan a los detectores de la identificación de partículas (BTRD, ETRD, RICH) donde se identifica a la trayectoria cargada basándose en los parámetros (momento, etc.) de la trayectoria y en la respuesta de los detectores.

En el presente trabajo solamente se identificaron partículas en el BTRD y el RICH. La identificación de las partículas del haz por medio del BTRD fue explicada anteriormente. El método para la identificación de partículas en el RICH se lleva a cabo por medio de un análisis de la máxima similitud de cada trayectoria cargada extrapolada al RICH. El algoritmo usa la información del paquete Tracking para determinar los centros de los anillos y entonces prueba las hipótesis de diferentes tipos de partículas para cada trayectoria. La función de similitud compara el número de señales observadas al número esperado para cada hipótesis, usando las eficiencias medidas (N_0), las resoluciones de una sola señal, y el momento de la trayectoria. El ruido esperado se calcula para cada trayectoria por separado, contando las señales que se encuentran en una franja fuera del radio para una partícula con $\beta = 1$. Para discriminar entre las diferentes partículas, se usa un corte en la razón de similitudes de las diferentes hipótesis. Este método funciona para todas las hipótesis, aún en aquellas debajo del umbral [22].

Vertex

La siguiente tarea del SOAP es buscar por medio de este paquete los vértices de la interacciones de los haces secundarios con los blancos de producción del quark encanto, los cuales son llamados *vértices primarios*, y los *vértices secundarios* que representan las posiciones donde las partículas decaen en partículas cargadas o neutras, o donde las partículas de la interacción primaria colisionan con el material del detector produciendo una interacción secundaria.

Para encontrar estos vértices existen, en realidad, dos paquetes: El Vertex [28] y el VTX2. El paquete que se usó en el presente trabajo fue el VTX2, el cual es un algoritmo similar al Vertex pero con una implementación diferente. El VTX2 maneja la rutina del vértice primario, la cual encuentra las

coordenadas del vértice primario. La rutina del vértice secundario toma las trayectorias que no fueron asignadas al vértice primario y checa si éstas forman al vértice secundario. Debido a que esta rutina utiliza solamente todas las trayectorias que fueron reconstruidas en el detector del vértice, entonces, solo encuentra vértices secundarios que están cercanos a los primarios. Las rutinas que buscan vértices secundarios en la parte trasera del experimento no se usaron en este estudio.

Para reconstruir el vértice primario se empieza encontrando el blanco de producción. Todas las trayectorias del espectrómetro M1 y M2 son entrelazadas a una sola trayectoria del haz para encontrar la distancia de máximo acercamiento (DCA¹⁷). El valor z de la DCA se compara con los centros de cada uno de los cinco blancos de producción y es asignado al más cercano. La elección del blanco de producción donde ocurrió la interacción es por medio de la mayoría de votos. El siguiente paso es hallar el vértice primario, para ello, se ajusta el conjunto de las trayectorias del vértice con la trayectoria del haz a un vértice (punto espacial). La χ^2 total del ajuste debe ser menor que 3.5 para que el punto sea asignado a un vértice primario, de lo contrario, la trayectoria que genere la mayor contribución es suprimida de la lista de trayectorias, y se reajusta con las trayectorias restantes. Cuando $\chi^2 < 3.5$ el proceso se detiene.

El siguiente paso es hallar al vértice secundario y asignarle sus trayectorias. Todas las trayectorias que fueron suprimidas del ajuste al vértice primario son candidatas. Se calcula la DCA a la trayectoria del haz de estas trayectorias. Las trayectorias que tienen una $DCA \leq 20\mu\text{m}$ se asocian a la trayectoria del haz como candidatas del vértice secundario, las cuales son llamadas *prongs*. La trayectoria del haz garantiza que habrá por lo menos una prong. El siguiente paso es incluir las trayectorias que no fueron vistas en M2. Una muestra con una prong se checa para ver si existen trayectorias en el espectrómetro M1 que no se ajusten al vértice primario y tengan una DCA satisfactoria como respecto a la prong. Las prongs del M1 y del M2 se ajustan a un vértice. Si la $\chi^2 < 4$ entonces se ha encontrado el vértice secundario, de lo contrario, se puede mejorar el ajuste removiendo la prong con la mayor χ^2 . Se necesita que por lo menos se ajusten dos prongs con $\chi^2 < 4$ para que el vértice ajustado se asigne a un vértice secundario [29].

Recon

El propósito de Recon es proveer un código estándar manejado por un lenguaje de alto nivel para reconstruir hipótesis de partículas usando la información de los paquetes Tracking, Vertex y Pid [30].

Una hipótesis de una partícula reconstruida (RPH¹⁸) es un conjunto de trayectorias (cargadas o neutras) que fueron identificadas, las cuales, se asume que, se originaron en un punto común en el espacio (un vértice). Los parámetros de una reconstrucción de una hipótesis de una partícula son:

¹⁷Distance of closest approach

¹⁸Reconstructed Particle Hypothesis

La localización del vértice secundario y su separación del vértice primario (L) juntamente con su error (σ), el cuadrimomento, la masa y su error, la identificación, y finalmente, la carga.

Una reconstrucción de una hipótesis de una partícula es llevada a cabo por medio de otros objetos reconstruidos por el SOAP (vértices, trayectorias, etc) incluyendo otras hipótesis de partículas reconstruidas. El paquete Recon ejecuta una programa de alto nivel almacenado en una tabla (recdf). La tabla (recdf) usada para la búsqueda de los candidatos (RPH) a las partículas Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s se muestra en la parte superior de la figura 2.19.

```
#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
i1 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
e1 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.  m1m2 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 2.19: Tablas recdf y recpid utilizadas por Recon.

Cada línea de esta tabla hace que Recon busque en un evento, una RPH que se ajuste a los criterios dados en la línea. Diferentes maneras de búsquedas son posibles. Cada búsqueda se lleva a cabo en el orden dado en la tabla. Se pueden usar las RPH que se encontraron en otras búsquedas subsecuentes.

Los criterios dados en cada línea de la tabla (recdf) son los siguientes:

- **id**: La identificación única para la reconstrucción.
- **name**: El nombre de la reconstrucción.
- **from**: El tipo de búsqueda usando una subrutina (v1, v2, tr, rr, etc). Este criterio indica de donde vienen las RPH. La subrutina v2 realiza una búsqueda maneja por el paquete Vertex basado en la rutina VTX2.
- **pr**: El número de prongs que tiene la reconstrucción.
- **q**: La carga de la reconstrucción.

- `pid`: Los requisitos para la identificación de la reconstrucción (véase más adelante).
- `ls_min/max`: El rango requerido en L/σ . El rango (0, 0) deshabilita estos cortes.
- `mass_min/max`: La ventana requerida para la masa de la reconstrucción.
- `out`: Los bits de salida.

Todas las partículas que se usan para la identificación de las reconstrucciones pueden definirse con cortes especiales y esto se hace por medio la tabla `recpid`. En la parte inferior de la figura 2.19 se muestra la tabla `recpid` utilizada en el presente estudio. En este caso, `p` define a un protón identificado en el RICH, con las restricciones de que la razón de la función de similitud del protón (`p`) a la del pión (`i`) sea mayor o igual que uno, y que la trayectoria del protón tenga un segmento en el espectrómetro M2.

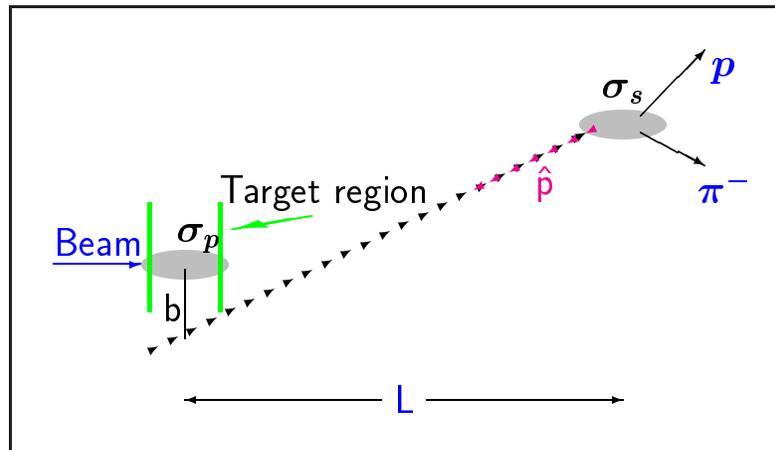


Figura 2.20: Decaimiento de Λ usado por Recon para su reconstrucción.

Los decaimientos que se usaron para reconstruir a los candidatos a las partículas objeto de este estudio fueron:

- $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$
- $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$
- $K_s^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$

En la figura 2.20 se muestra la producción de una partícula Λ y el decaimiento usado para su reconstrucción.

El control de todo el proceso en el SOAP se realiza por medio de un archivo de comandos. En la figura 2.21 aparece una parte de un archivo de comandos que se usó para procesar los datos con el SOAP. Se puede apreciar los cinco paquetes antes ya mencionados por el SOAP.

```

! Command file used for passII production

noexec filter
set on driver wrt_savebk save_all prod
execute unpack
set on unpack adc cros rmh svx ! hist
execute tracking
set on tracking segment link fit0 silmatch silm3d guided fit hist
set on tracking vx_radial m1_guide vx_lasd tr_seg2 ! tr_subset tr_user
set on tracking m1_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 m1_pht m2_pht m3_pht
set cut photon min_count 4. ! pass11 5.
set cut photon min_energy 1.5 ! pass11 2.
exec partid
set on partid rich btr etr etr_track ! etr_hist
execute user
set on user hist
set cut user report 1000
exec vertex
set on vertex vtx2 err2 secint prim sec
set cut vertex prong 4
set cut vertex vtxd 4.0
set cut vertex vtx2 9.0
set 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 2.21: Una parte de un archivo de comandos del SOAP.

Cualquier paquete del SOAP puede ser ejecutado o no ejecutado, así como también, pueden activarse o desactivarse diferentes opciones de cada paquete del SOAP y, además, pueden aplicarse cortes sobre diferentes variables en cada paquete. La salida que se produce al procesar los datos en el SOAP son ftuples o vtuples. Los ftuples son parte del lenguaje de programación FORTRAN estándar. Los ftuples son usados para superar las deficiencias de los ntuples de PAW¹⁹. Se sabe que los archivos ntuples fallan cuando son muy grandes (más de 128 MB) y cuando hay muchos archivos que se tienen que combinar [31].

¹⁹Physics Analysis Workstation

Pass

Pass es el procesamiento de los datos brutos utilizando el SOAP por medio de software. El objetivo del Pass es procesar todos los datos brutos con un conjunto de algoritmos de reconstrucción bien entendidos y con cortes básicos para reducir el tamaño de los datos por un factor significativo. Entonces el conjunto reducido de datos con señales mejoradas pueden ser utilizados para un análisis posterior.

Todos los datos brutos fueron agrupados por el número de corrida. Se almacenaron cuatro tipos de datos usando diferentes condiciones físicas: Haz de Σ^- , haz de π^- , haz positivo, y datos “no filtrados”. Cada tipo de datos es dividido en conjuntos basándose en la versión del filtro usada. Cada conjunto de datos es nuevamente dividido si el número de datos que contiene es demasiado grande (> 100 M). Se nombra a cada conjunto de datos empezando con una “p”, seguida por otra letra que puede ser cualquier letra de la “b” en adelante en orden alfabético, excepto la “p” (para una corrida positiva) y la “u” (para corrida no filtrada), y después, un número [32].

El primer procesamiento de cada uno de los conjuntos de los datos brutos es llamado *Pass1*. En *Pass1* se usaron ftuples de longitud fija, diseñados principalmente para guardar información de las trayectorias, de los vértices y de las reconstrucciones. Con la implementación de paquetes adicionales dentro del SOAP, tales como, vee/kink de la parte trasera, vcero, kinks y fotón, todos ellos funcionando al mismo nivel del Recon reconstruyendo estados, era necesario extender el formato de los ftuples. Debido a la gran variedad de todas las posibles combinaciones en la reconstrucción, el formato fijo usado en *Pass1* ya no era práctico. Además, el formato fijo de los ftuples restringía a cuatro trayectorias solamente en la reconstrucción. Entonces se decidió implementar un formato nuevo de tamaño variable para los ftuples, los cuales, con esta nueva implementación, son llamados *vtuples* [31].

El objetivo de realizar un segundo procesamiento (*Pass2*) de todos los datos en la producción de SELEX es procesarlos con la versión mejorada del SOAP. Las principales diferencias con el *Pass1* son:

- En *Pass1* se produjeron cinco archivos de salida, los cuales contenían eventos correspondientes a cinco principales canales de reconstrucción, rechazando los eventos que no coincidieran con estos canales. En *Pass2* se almacenaron todos los eventos en dos archivos de salida, el out1 y el out2.
- En *Pass2* se utilizaron vtuples, en lugar de ftuples, y se produjeron cinco vtuples de salida que contienen información de mesones con quark encanto (vtup1), de bariones con quark encanto (vtup2), de las reconstrucciones V0 (vtup3), de partículas extrañas (vtup4), y de reconstrucciones en la parte trasera (vtup5).

Para nombrar a cada conjunto de datos brutos procesados en *Pass1* se preservó el mismo nombre de cada conjunto de los datos brutos. Para el *Pass2* se utilizó este mismo esquema, excepto que en lugar del prefijo “p”

se usó el prefijo “p2”. Por ejemplo, al conjunto “pb01” de datos brutos, al procesarlos en el Pass2, se le denominó “p2b01” [33].

2.3.3 La simulación de datos

Para el estudio de la dependencia en x_F y p_T de la eficiencia de reconstrucción de partículas, se utilizó el simulador llamado Embedding. Embedding es una herramienta que está incorporada en el SOAP. Esta herramienta simula eventos en todo el aparato SELEX [34]. Estos eventos son producidos por el generador de eventos para Embedding (EDG²⁰) de SELEX [35], cuyo nombre es QQ. Este generador de eventos fue desarrollado por la colaboración CLEO, y consiste de dos partes: La producción y el decaimiento [36]. En la parte de la producción se utiliza un archivo de control para especificar los parámetros de la producción. La producción se simula con una distribución fenomenológica que está dada por

$$\frac{d\sigma}{dx_F dp_T^2} = A \cdot (1 - x_F)^n \cdot \exp(-bp_T^2) \quad (2.3)$$

Este ansatz fenomenológico está motivado por unas reglas de conteo de quarks y argumentos de espacio fase [37]. Los parámetros de la producción que se especifican en el archivo de control del generador QQ son:

- El número de eventos que van a ser generados.
- El tipo de partículas que van a ser generadas.
- El tipo de partículas del haz incidente.
- El momento del haz incidente.
- El parámetro b de la ecuación 2.3.
- El parámetro n de la ecuación 2.3.

En la parte del decaimiento, se especifica el modo de decaimiento de la partícula que se va a generar.

Cada evento generado es el resultado de una interacción primaria que sucedió en las coordenadas $(0, 0, 0)$ con el haz incidente a lo largo del eje z . La salida del generador QQ es un archivo `.emb` con información de los productos del decaimiento de los eventos generados. Como se muestra en la figura 2.22 este archivo consiste de:

- Una línea de encabezado, en la cual se especifica el número de trayectorias (productos del decaimiento) por evento generado y la carga eléctrica de las trayectorias.

²⁰Embedding Data Generator

2	+1	-1	0	0				
-0.0059	0.0529	84.271	-0.000069	0.000822	1.000000	92.51	0.938	
-0.0059	0.0529	84.271	-0.000075	0.000023	1.000000	29.68	0.140	
-1.7469	-1.1106	4770.478	-0.000233	-0.000108	1.000000	477.00	0.938	
-1.7469	-1.1106	4770.478	-0.001457	-0.001250	0.999998	58.36	0.140	
-7.7517	-2.0823	808.028	-0.009999	-0.003419	0.999944	76.23	0.938	
-7.7517	-2.0823	808.028	-0.005516	0.005877	0.999968	7.59	0.140	
0.4716	1.8261	2232.640	0.000288	0.000567	1.000000	325.85	0.938	
0.4716	1.8261	2232.640	-0.000433	0.002918	0.999996	38.88	0.140	
-1.9254	-0.7410	547.076	-0.003055	-0.002194	0.999993	103.88	0.938	
-1.9254	-0.7410	547.076	-0.005847	0.002853	0.999979	20.73	0.140	
0.0760	-4.3051	830.652	0.001974	-0.002860	0.999994	32.98	0.938	
0.0760	-4.3051	830.652	-0.008963	-0.016357	0.999826	6.85	0.140	
0.1202	0.1788	5712.705	0.000143	0.000309	1.000000	304.35	0.938	
0.1202	0.1788	5712.705	-0.000891	-0.002035	0.999998	40.86	0.140	
-0.7064	-0.8476	1216.703	-0.000367	-0.000637	1.000000	421.28	0.938	
-0.7064	-0.8476	1216.703	-0.001501	-0.000953	0.999998	97.55	0.140	
0.5278	1.2386	1910.864	-0.000181	-0.000436	1.000000	82.05	0.938	
0.5278	1.2386	1910.864	0.002367	0.005603	0.999982	17.95	0.140	
-0.2022	0.1051	2645.745	-0.000120	0.000178	1.000000	427.88	0.938	
-0.2022	0.1051	2645.745	0.000400	-0.001485	0.999999	38.87	0.140	
-2.4818	-0.4013	3326.205	-0.001006	0.000095	0.999999	254.89	0.938	
-2.4818	-0.4013	3326.205	0.000290	-0.000981	0.999999	64.00	0.140	
-0.0670	0.0861	314.284	-0.000577	0.000209	1.000000	237.96	0.938	
-0.0670	0.0861	314.284	0.002718	0.000793	0.999996	29.53	0.140	

Figura 2.22: Archivo generado por QQ con los productos de los decaimientos de Λ producidas por un haz de Σ^- de 600 GeV/c.

- Las líneas con información de las trayectorias de los productos del decaimiento de cada evento. Cada línea se divide en ocho columnas. Las primeras tres columnas son las coordenadas (x, y, z) en centímetros del punto de inicio de la trayectoria. Las siguientes tres, son los cosenos directores $(c\alpha, c\beta, c\gamma)$ de la trayectoria. Las últimas dos columnas son el momento total y la masa de la trayectoria, respectivamente.

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

2.3.4 El análisis de los datos

La mayoría del análisis de los datos es llevada a cabo con herramientas desarrolladas en el CERN. La herramienta principal usada en este trabajo es el PAW²¹. PAW es una herramienta interactiva para visualizar datos experimentales en computadora. Combina un puñado de sistemas de la librería de

²¹Physics Analysis Workstation

física de altas energías del CERN, que pueden ser usados individualmente en software que procese datos experimentales. Con el PAW se puede realizar una gran variedad de tareas con el fin de ayudar al análisis y entendimiento de cantidades físicas, las cuales, típicamente, son distribuciones estadísticas (histogramas) de eventos medidos [38].

En el presente trabajo se analizaron los datos procesados en Pass2 que contienen información de las partículas extrañas, es decir, todos los conjuntos de datos que están contenidos en el archivo vtup4 de salida producido por el SOAP. Estos conjuntos de datos se muestran en la tabla 2.1. Para los haces de Σ^- , π^+ y p se analizaron todos y cada uno de los conjuntos de datos. Pero, para el haz de π^- se analizaron solamente los conjuntos p2b01, p2b02 y p2c01.

Tabla 2.1: Conjuntos de los datos que están contenidos en el vtup4

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

Con la información de los vtup4 se pueden generar histogramas de cantidades físicas deseadas, así como también, aplicar cortes sobre éstas u otras cantidades con el fin de limpiar la muestra de eventos de una cantidad física en particular. La generación de las distribuciones estadísticas o histogramas se realizó por medio de software en lenguaje C y FORTRAN, el cual, analiza la información de los vtuples (vtup4, etc.) que fueron producidos por medio del procesamiento de los datos brutos por el SOAP. Toda la información que contienen los vtuples está estructura en nueve bloques [39]:

1. Encabezado: Información acerca del Recon. Es llamado rtuple.
2. Vértice primario: Información acerca del vértice primario. Es llamado ptuple.

3. Haz: Información acerca de la trayectoria del haz. Es llamado btuple.
4. Vértice secundario: Información acerca de los vértices secundarios y/o de las subreconstrucciones. Es llamado stuple.
5. Trayectorias: Información acerca de las trayectorias que participaron en los vértices secundarios. Es llamado ttuple.
6. Kinks: Información acerca de kinks usadas por recon_sv. Es llamado ktuple.
7. V's-kinks: Información acerca de las reconstrucciones hechas por recon_vk1. Es llamado dstuple.
8. Gamma: Información acerca de fotones, piones con carga cero, etas. Es llamado gtuple.
9. Usuario: Reservado para cualquier otra información, por ejemplo simulaciones mediante Monte-Carlo. Es llamado utuple.

La salida que producen los programas que analizan los vtuples son archivos (`.hbk`), los cuales contienen la lista de todos los histogramas generados.

PAW puede visualizar los histogramas de las cantidades físicas que contienen los archivos `.hbk`. Todos estos histogramas pueden ser manipulados por medio de las herramientas que PAW provee, para obtener la información que se requiera. Los comandos utilizados para la manipulación de los histogramas pueden ser especificados en un archivo `.kumac`, el cual puede ser ejecutado en PAW. El uso de este tipo de archivo facilita el análisis de los histogramas.

Algunas de las aplicaciones de las herramientas de PAW son: Operaciones aritméticas con los histogramas, ajuste de funciones a las distribuciones estadísticas, gráficas de funciones, gráficas de resultados para usarlos en presentaciones o en publicaciones, etc.

Por ejemplo, para obtener la distribución de la masa invariante de las partículas Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s , en primer lugar, se analizan los vtup4 para generar los histogramas de la masa invariante de los candidatos a las partículas Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s reconstruidos por el SOAP. Después se necesita sustraer el ruido de estos histogramas, que fue producido por el SOAP, para obtener las distribuciones de la masa invariante de los hiperones Λ , $\bar{\Lambda}$ y de los mesones K_s .

En el siguiente capítulo, será detallado el procedimiento de medición que se llevo a cabo para la caracterización de la producción inclusiva de las partículas Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s , mediante el análisis de las distribuciones de la masa invariante, y de todas aquellas que fueron necesarias para obtener las mediciones deseadas.

Capítulo 3

El procedimiento de medición

En este capítulo se detallará el análisis de todas aquellas distribuciones que son necesarias para obtener las distribuciones en x_F y p_T de las partículas Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s . El procedimiento que se siguió para la obtención de tales distribuciones se explicará paso a paso para una sola de las partículas: Λ . La misma técnica o procedimiento se aplica a las otras dos partículas.

3.1 La masa invariante

Por medio de software que analiza los conjuntos de los datos (véase la tabla 2.1) almacenados en los vtup4, se genera el histograma de la masa invariante con los eventos identificados como candidatos a Λ . Para identificar a los eventos se utiliza `id(1,1)` que se encuentra en el bloque del encabezado (rtuple) y la información de la masa invariante de los eventos se obtiene utilizando `mass(1,1)` que se encuentra en el bloque del vértice secundario (stuple). En la figura 3.1 se muestra el histograma de la masa invariante de los candidatos a Λ . En este caso, los candidatos a Λ no se separan dependiendo del haz que los produjo, es decir, son todos los candidatos a Λ almacenados en los conjuntos de datos que están en los vtup4.

Para obtener el número de Λ que hay en la señal, se realiza un ajuste a la distribución de la masa invariante de los candidatos a Λ . Se observa que el ruido que se encuentra debajo y a los lados del pico de la señal se comporta linealmente, entonces se modela como un polinomio de orden 1, y la señal como una función de Gauss. Entonces, el histograma de la masa invariante de los candidatos a Λ se ajustó a la función

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

donde, $y = m - p_2$, m es la masa invariante de los candidatos a Λ , bin es el ancho del bin del histograma, y p_j son los parámetros del ajuste. La función 3.1 está normalizada de tal manera que p_1 es el número de Λ que se

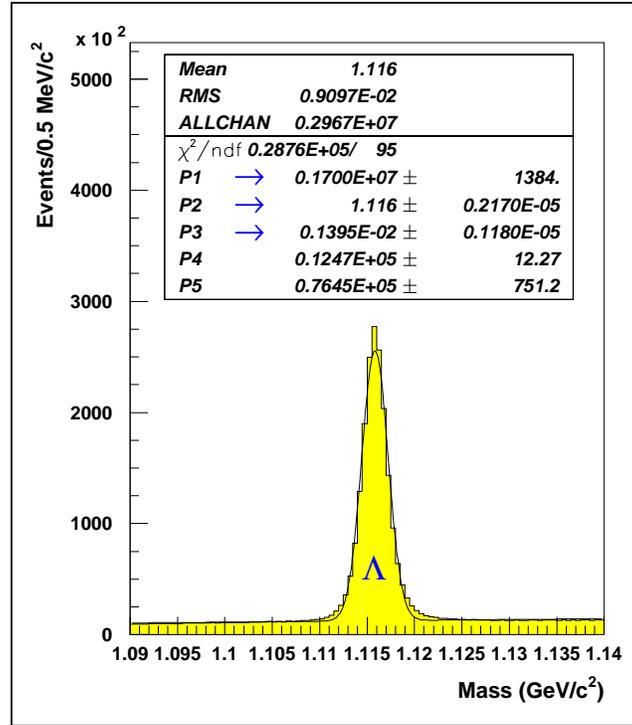


Figura 3.1: Ajuste de la distribución de la masa invariante de los candidatos a Λ a la función 3.1.

encuentran en la señal. El resultado del ajuste se muestra en la figura 3.1, donde $P1$ es el número de partículas Λ , $P2$ y $P3$ son la media y la varianza de la función de Gauss, respectivamente.

3.2 Las distribuciones en x_F y p_T

Se generaron las distribuciones en x_F y p_T de los candidatos a Λ , separando estas distribuciones dependiendo del haz (Σ^- , π^- , p , π^+) que los produjo. El cálculo de p_T y x_F se llevó a cabo para cada candidato a Λ por separado. En primer lugar, se usaron $px(1,1)$, $py(1,1)$ y $pz(1,1)$ del bloque del vértice secundario (stuple) para calcular el momento p del candidato a Λ . Después, se usaron $btk_px(1,1)$, $btk_py(1,1)$ y $btk_pz(1,1)$ para calcular el momento btk_p del haz incidente que produjo al candidato a Λ . Para calcular el momento longitudinal p_L (paralelo a la dirección del eje de la colisión, es decir, paralelo a la dirección de la partícula del haz incidente) del candidato a Λ se realizó una proyección del vector del momento del candidato sobre el vector unitario del momento de la partícula del haz incidente, es decir,

$$p_L = \vec{p}_{cand} \cdot \hat{p}_{beam} = \frac{\vec{p}_{cand} \cdot \vec{p}_{beam}}{p_{beam}} \quad (3.2)$$

Y, entonces, el momento transversal p_T del candidato a Λ está dado por,

$$p_T = \sqrt{p_{cand}^2 - p_L^2} \quad (3.3)$$

Finalmente, para calcular x_F se utiliza la ecuación 1.40. Para esto se necesita $e(1,1)$ que se encuentra en el bloque del vértice secundario (stuple) y, además, se definen las variables mt (masa del blanco), mb (masa del haz), para calcular la energía del haz incidente btk_e , y la energía del centro de masas al cuadrado s . Todos los cálculos para obtener el valor de p_T y x_F de un candidato a Λ en particular producido por un haz de Σ^- , se muestran en las siguientes líneas que son parte del software, en lenguaje Fortran, que genera los histogramas de las distribuciones en x_F y p_T de los candidatos a Λ .

```

      p = sqrt(px(1,1)**2+py(1,1)**2+pz(1,1)**2)
      btk_p = sqrt(btk_px(1,1)**2+btk_py(1,1)**2+btk_pz(1,1)**2)
      P1 = (px(1,1)*btk_px(1,1)+py(1,1)*btk_py(1,1)+
&         pz(1,1)*btk_pz(1,1))/btk_p
      Pt = sqrt(max(0.0001,p**2-P1**2))
      mt = 0.938272
      mb = 1.197449
      btk_e = sqrt(mb**2+btk_p**2)
      s = mb**2 + mt**2 + 2*mt*btk_e
      xf = 2*((btk_e+mt)*P1 - btk_p*e(1,1))/s

```

Para separar la producción de los candidatos a Λ por cada haz incidente que los producía, se utilizó el nombre del conjunto de datos (véase la tabla 2.1) analizado y, además, $btk_pid(1,1)$ que está en el bloque de la trayectoria de haz (btuple). Esto resultó en cuatro distribuciones en x_F y cuatro en p_T de los candidatos a Λ . En la figuras 3.2 y 3.3 se muestran las distribuciones en x_F y p_T de los candidatos a Λ producidos por el haz de Σ^- .

3.3 El método de sustracción del ruido

El método que a continuación se detalla se realizará solamente para la variable x_F . Este mismo método se aplica para la variable p_T .

La distribución en x_F de las partículas Λ se obtiene sustrayendo el ruido que se encuentra debajo del pico de la señal que se muestra en la figura 3.1, ya que este ruido también se encuentra en la distribución en x_F de los candidatos a Λ (figura 3.2). Para esto se utiliza un histograma bidimensional con la distribución en x_F de los candidatos a Λ y con su distribución de la masa invariante. En la figura 3.4 se muestra un histograma 2-D con estas distribuciones, pero con los candidatos a Λ producidos por el haz de Σ^- . Las partículas Λ se definen como las que se encuentran en el intervalo $(\mu - 3\sigma : \mu + 3\sigma)$ de la masa invariante, donde μ y σ son la media y la

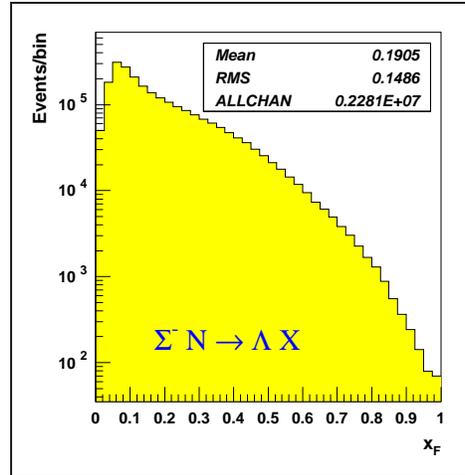


Figura 3.2: Distribución en x_F de los candidatos a Λ producidos por el haz de Σ^- . El ancho del bin es de 0.025.

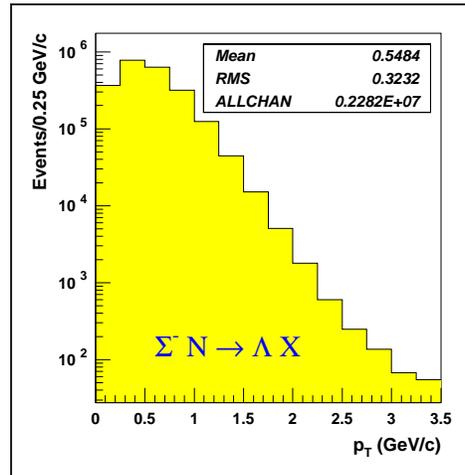


Figura 3.3: Distribución en p_T de los candidatos a Λ producidos por el haz de Σ^- .

varianza, respectivamente, obtenidas en el ajuste de la distribución de la masa invariante de los candidatos a Λ (Véase la figura 3.1).

Entonces, para sustraer el ruido, en primer lugar, se realiza una proyección en x_F del intervalo $(\mu - 3\sigma : \mu + 3\sigma)$ en el histograma 2-D, lo cual resulta en una distribución como función de x_F , a la cual denominaremos como “señal + ruido”. Como el ruido se comporta linealmente, entonces, se realiza, nuevamente, una proyección del histograma 2-D, pero ahora, en el intervalo $(\mu - 6\sigma : \mu + 6\sigma)$ para obtener la distribución en x_F que llamaremos “señal + 2*ruido”.

Ahora bien, si se sustrae la distribución “señal limpia + ruido” de la distribución “señal limpia + 2*ruido”, se obtiene la distribución del ruido como función en x_F , a la cual denominaremos “ruido”. Y, finalmente, se

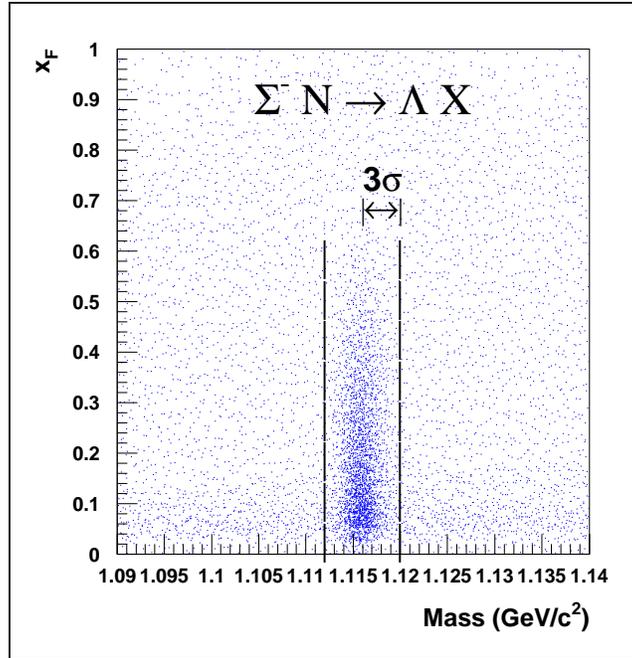


Figura 3.4: Distribución 2-D de los candidatos a Λ producidos por el haz de Σ^- . Las Λ son las que se encuentran en (1.112:1.120).

sustraer la distribución “ruido” de la distribución “señal + ruido” para obtener la distribución en x_F de la muestra limpia de las partículas Λ , la cual se muestra en la figura 3.5. En esta figura se muestra la distribución de las Λ producidas por el haz de Σ^- y se compara con la distribución de los candidatos a Λ , también producidos por el haz de Σ^- . Aplicando el mismo método se obtienen las distribuciones en x_F de las muestras limpias de las partículas Λ producidas por los tres haces restantes.

Si se aplica la misma técnica a la muestra de candidatos a Λ caracterizados por p_T ; entonces, de esta manera se obtienen las distribuciones en p_T de las Λ producidas por los cuatro haces.

3.4 La aceptancia

La aceptancia se define como la eficiencia del experimento (hardware y software) para reconstruir a una partícula en ese experimento. En el presente trabajo se necesitan las aceptancias para las partículas Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s como función de x_F y p_T , que son las variables que se usan para caracterizar la producción de las partículas. Se detallará la técnica para la obtención de la aceptancia de las Λ producidas por el haz de Σ^- para la variable x_F . La misma técnica se aplica para obtener las aceptancias como función de x_F para las Λ producidas por los otros haces, así como también, para obtener las aceptancias como función de p_T para las otras dos partículas producidas por cada uno de los cuatro haces.

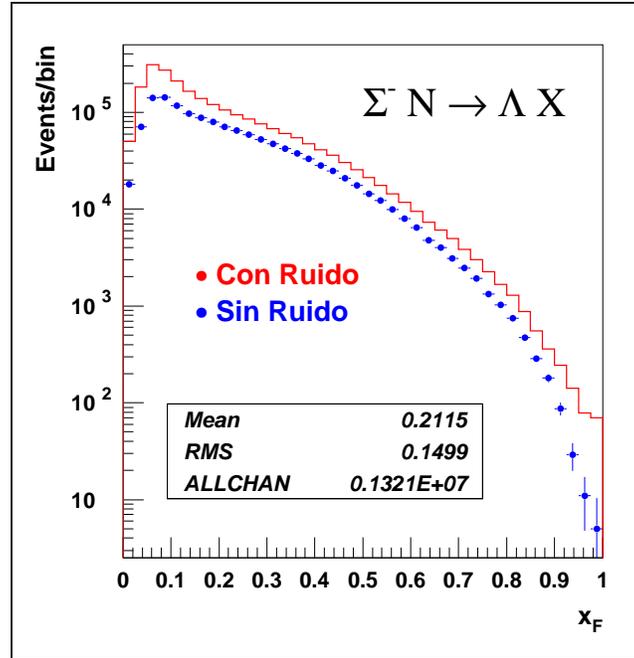


Figura 3.5: Distribución en x_F de Λ producidas por el haz de Σ^- . En rojo la distribución de los candidatos a Λ (fig. 3.2). El ancho del bin es de 0.025.

La aceptación como función de x_F se obtiene por medio de la simulación de eventos en SELEX usando el simulador Embedding. En primer lugar, se genera un archivo `.emb` con un millón de eventos de partículas Λ con el QQ (EDG) producidas por una haz de Σ^- con un momento de 600 GeV/c. La producción de estos eventos generados fue modelada usando la ecuación 2.3 con $n = 0$ y $b = 2$. Por medio de software, en lenguaje Fortran, se genera la distribución en x_F de estos eventos generados y, además, se ajusta la misma ecuación 2.3 a esta distribución para comprobar que se haya efectuado satisfactoriamente la producción de eventos por el QQ. En la figura 3.6 se muestra la distribución en x_F de estos eventos generados, y en este caso, $P2 = n$. Para calcular x_F se utilizó la información de los productos del decaimiento de Λ que está contenida en el archivo `.emb` generado por QQ y se usó como momento del haz de Σ^- al promedio de la distribución del haz de Σ^- (véase la figura 2.8). El tomar un momento del haz constante en lugar de una distribución, que es lo que en realidad se tiene, no afecta para la obtención de la aceptación. Las siguientes líneas forman parte del software que se utilizó para calcular x_F a cada partícula Λ generada por separado.

```

Open(10,file='lam.emb',status='old')
entries = 0
Read(10,*) n

```

5 Continue

```

Do i=1,n
  read(10,*,end=20) x(i),y(i),z(i),cx(i),cy(i),cz(i),p(i),m(i)
  px(i) = p(i)*cx(i)
  py(i) = p(i)*cy(i)
  pz(i) = p(i)*cz(i)
EndDo

  Pl = pz(1)+pz(2)
  Pt = sqrt((px(1)+px(2))**2 + (py(1)+py(2))**2)
  sqPt = (px(1)+px(2))**2 + (py(1)+py(2))**2
  mom = sqrt(Pl**2+Pt**2)

  mass = 1.115683
  mt = 0.938272
  mb = 1.197449
  beam_p = 611.1
  beam_e = sqrt(mb**2+beam_p**2)
  ene = sqrt(mom**2+mass**2)
  s = mb**2 + mt**2 + 2*mt*beam_e
  xf = 2*((beam_e+mt)*Pl - beam_p*ene)/s

```

Se puede observar que aunque se generaron Λ con un haz de Σ^- de 600 GeV/c, para calcular x_F se usa el momento promedio de la distribución del haz de Σ^- (`beam_p = 611.1`). Para obtener la aceptancia de Λ producidas por los otros haces, no se necesita generar otro archivo `.emb`, solamente se necesita sustituir la masa del haz `mb` y su momento `beam_p` por sus correspondientes valores, utilizando los momentos promedio de las distribuciones de los haces (véase la figura 2.8).

En segundo lugar, se simula eventos de partículas Λ en el aparato SELEX utilizando el archivo `.emb`, que tiene un millón de Λ generadas, por medio del simulador Embedding del SOAP, el cual, las incrusta a eventos reales como se explicó en la subsección 2.3.3. Estos eventos reales consisten de una muestra de aproximadamente un millón (1003445) de eventos de la corrida no. 10783 en SELEX. A esta muestra la llamaremos 1M. La salida de la simulación hecha por el SOAP fueron `vtup4`.

Después, se analizan los `vtup4` producidos en la simulación, para obtener la distribución en x_F de las Λ que fueron reconstruidas por el SOAP. Es decir, se simula un millón de Λ en todo el aparato SELEX y solamente se reconstruyen un número de Λ muchísimo menor que un millón. Entonces, la aceptancia es la división del número de Λ reconstruidas sobre el millón de Λ simuladas. En este caso, la división se realiza como función de x_F , es decir, utilizando las distribuciones en x_F .

Pero, resulta que la distribución en x_F de las Λ reconstruidas, contiene partículas Λ tanto de las generadas (QQ) como de las reales (1M), y para obtener la aceptancia de la Λ como función de x_F se necesita solamente la

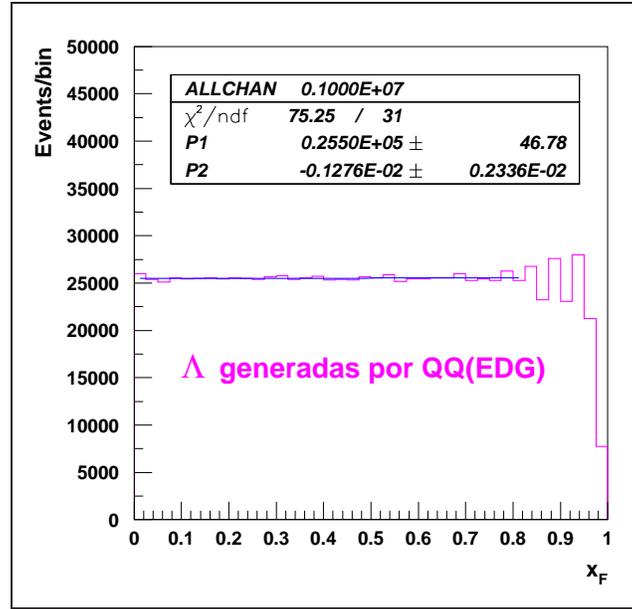


Figura 3.6: Distribución en x_F de Λ generadas por QQ (EDG). El ancho del bin es de 0.025.

distribución en x_F de las Λ reconstruidas por el SOAP que fueron generadas por QQ. Para lograr esto, se procesa solamente la muestra 1M con el SOAP, y se genera la distribución (1M) en x_F de las Λ reales reconstruidas. En la figura 3.7 se muestra la distribución (1M) en x_F de las Λ reales reconstruidas y la distribución en x_F (QQ+1M) de las Λ generadas y reales reconstruidas. En este procedimiento se asume que es muy improbable que se empalmen eventos con Λ reales con eventos con Λ generadas, es decir, se consideran eventos independientes.

Ahora bien, se sustrae la distribución (1M) de las Λ reales reconstruidas de la distribución (QQ+1M) de las Λ generadas y reales reconstruidas para obtener la distribución solamente de las Λ generadas por QQ que fueron reconstruidas por el SOAP. Esta distribución se muestra en la figura 3.8.

Finalmente, se obtiene la aceptación como función de x_F para Λ , dividiendo la distribución en x_F de las Λ generadas reconstruidas (figura 3.8), sobre la distribución en x_F del millón de Λ generadas (figura 3.6). La aceptación como función de x_F para Λ se muestra en la figura 3.9.

Para obtener la dependencia en p_T de la aceptación para la partícula Λ en SELEX, se aplica la misma técnica. El resultado se muestra en la figura 3.10. Se observa que la aceptación para Λ como función de p_T es una constante dentro de las barras de error de los datos experimentales y está dada por

$$\text{Aceptancia}(p_T, \Lambda) = 0.0037 \pm 0.0001$$

Esto implica que la aceptación en p_T es independiente de la aceptación en x_F , de lo contrario, se tendría que obtener la aceptación para Λ bidimensional con estas dos variables.

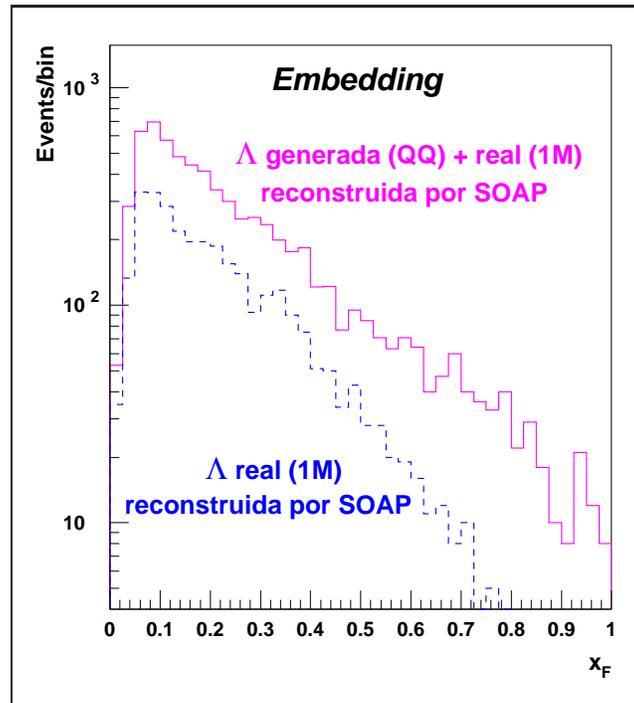


Figura 3.7: Distribuciones en x_F de las Λ reconstruidas por el SOAP. El ancho del bin es de 0.025.

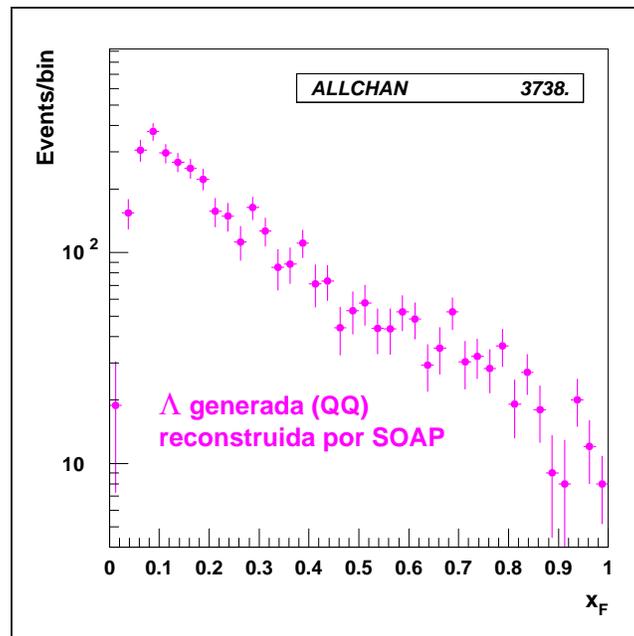


Figura 3.8: Distribuciones en x_F de las Λ generadas por el QQ reconstruidas por el SOAP. El ancho del bin es de 0.025.

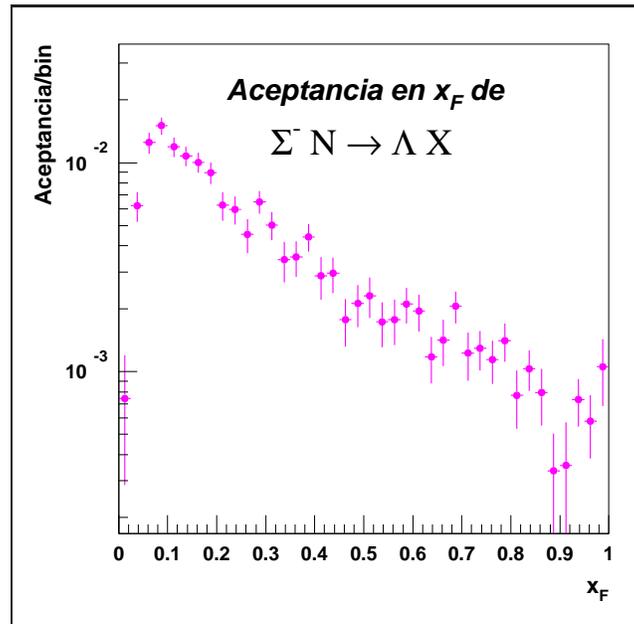


Figura 3.9: Dependencia en x_F de la aceptación de las Λ producidas por el haz de Σ^- . El ancho del bin es de 0.025.

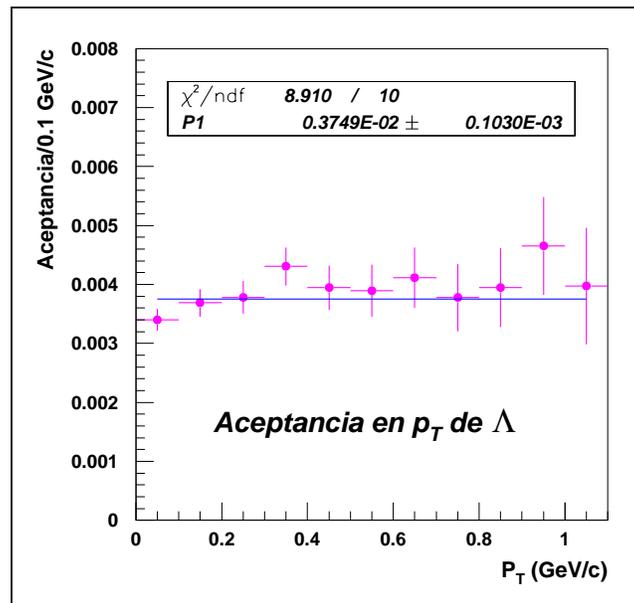


Figura 3.10: Dependencia en p_T de la aceptación de Λ .

3.5 La corrección por la aceptación

El último paso del análisis de los datos para obtener la dependencia, tanto en x_F como en p_T , de la producción de Λ , es corregir con la aceptación correspondiente las distribuciones que se obtuvieron después de aplicar el método de sustracción del ruido (figura 3.5). La corrección de los eventos no es otra cosa que, la división de las distribuciones en x_F o p_T por su respectiva distribución de la aceptación.

Como la aceptación en p_T de las Λ resultó ser constante entonces la física envuelta en las distribuciones corregidas en p_T de las Λ no se verá afectada excepto por una constante. Por lo tanto, no se corregirá ninguna de las distribuciones en p_T de las Λ .

Debido a la suavidad que se obtuvo en la distribución en x_F de las Λ producidas por el haz de Σ^- (véase la figura 3.5), y a la falta de suavidad en la distribución en x_F de la aceptación del experimento para reconstruir Λ producidas por el haz de Σ^- (véase la figura 3.9), la corrección de los eventos por la aceptación que se obtuvo destruye por completo la suavidad de la distribución en x_F de las Λ . Lo que se espera es que la distribución de la aceptación en x_F sea suave ya que cada una de las regiones del experimento donde se reconstruyen las Λ son uniformes. Por lo tanto, se necesita una función suave que describa la aceptación en x_F de las Λ producidas por el haz de Σ^- para corregir con ella a la distribución en x_F de las Λ obtenida después de aplicar el método de la sustracción del ruido, y de ésta manera no destruir la suavidad de la distribución.

Para modelar la dependencia en x_F de la aceptación, consideremos la definición de la probabilidad de sobrevivencia de una partícula: Si una partícula de masa M tiene un tiempo de vida propio de τ y su cuadrimomento es (E, \vec{p}) , entonces, la probabilidad que viaje una distancia x_0 , antes que decaiga está dada por:

$$P(x_0) = \exp\left(-\frac{x_0 E}{\gamma c \tau p c}\right) \quad (3.4)$$

Si $E \gg Mc^2$, entonces

$$P(x_0) \approx \exp\left(-\frac{x_0}{\gamma c \tau}\right) \quad (3.5)$$

Las partículas objeto de este estudio solamente fueron reconstruidas en la región del vértice, y para que puedan ser reconstruidas se necesita que los vértices secundarios de éstas partículas se encuentren en esta región, es decir, se necesita que decaigan en esta región. Por lo tanto, la aceptación o la eficiencia del experimento para reconstruir a una partícula se redefine como la probabilidad de que ésta decaiga en el espacio donde la partícula puede ser reconstruida en un experimento. Esta definición es exacta, siempre y cuando la eficiencia de los detectores de partículas sea uno. Supongamos que d es la distancia a lo largo del espacio donde es reconstruida la partícula,

entonces

$$\text{Aceptancia} = \frac{\int_0^d P(x)dx}{\int_0^\infty P(x)dx} \quad (3.6)$$

$$\text{Aceptancia} \approx \frac{\int_0^d \exp\left(-\frac{x}{\gamma c\tau}\right) dx}{\int_0^\infty \exp\left(-\frac{x}{\gamma c\tau}\right) dx} \quad (3.7)$$

$$\text{Aceptancia} \approx 1 - \exp\left(-\frac{d}{\gamma c\tau}\right) \quad (3.8)$$

Pero,

$$\gamma = \frac{E}{Mc^2} \quad (3.9)$$

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{pc}{Mc^2}\right)^2 + 1} \quad (3.10)$$

$$\gamma \approx \sqrt{\left(\frac{pLc}{Mc^2}\right)^2 + 1} \quad (3.11)$$

Usando la ecuación 1.5 resulta que

$$\gamma \approx \sqrt{\left(\frac{p_{max}c x_F}{Mc^2}\right)^2 + 1} \quad (3.12)$$

Y, por la conservación del momento,

$$\gamma \approx \sqrt{\left(\frac{p_{haz}c x_F}{Mc^2}\right)^2 + 1} \quad (3.13)$$

Finalmente, sustituyendo la ecuación 3.13 en la ecuación 3.8, obtenemos la dependencia en x_F de la aceptancia de un experimento para una partícula, que está dada por

$$\text{Aceptancia}(x_F) \approx 1 - \exp\left(-\frac{d}{c\tau \sqrt{\left(\frac{p_{haz}c x_F}{Mc^2}\right)^2 + 1}}\right) \quad (3.14)$$

Se puede notar de la ecuación 3.14 que la aceptancia como función de x_F , también, depende del momento del haz que produjo a la partícula, entonces, se necesita obtener las aceptancias en x_F de las Λ producidas por los haces restantes, esto debido a que los momentos promedio de los cuatro haces son diferentes (véase la figura 2.8).

Para obtener la función de la aceptancia en x_F de las Λ producidas por el haz de Σ^- , con la cual se corregirá la distribución correspondiente, se ajusta la ecuación

$$\text{Aceptancia}(x_F) = p_1 - \exp\left(-\frac{p_2}{7.89 \sqrt{\left(\frac{611.1 x_F}{1.115683}\right)^2 + 1}}\right) \quad (3.15)$$

a la distribución de la aceptación en x_F de las Λ producidas por el haz de Σ^- . El ajuste se muestra en la figura 3.11. El mejor ajuste se obtuvo en el rango (0.1:1.0) en x_F , así que, la corrección de los eventos por la aceptación en x_F queda restringida a este rango.

Ahora bien, L es la distancia del vértice primario al vértice secundario sobre el eje de coordenadas z del experimento SELEX. En la figura 3.12 se muestra la distribución de L para las Λ producidas por el haz de Σ^- . La distancia d es aproximadamente el promedio de la distribución de L , así que, el valor de $P2$ del ajuste debe ser consistente con el valor de este promedio. Para corroborar que la distribución de L se generó correctamente, se necesita obtener la distribución de la coordenada z del vértice primario y la distribución de la coordenada z del vértice secundario, ambas para las Λ producidas por el haz de Σ^- . En las figuras 3.13 y 3.14 se muestran estas distribuciones. Entonces, si se resta la z promedio de la distribución de z del vértice primario a la z promedio de la distribución de z del vértice secundario se debe obtener aproximadamente la L promedio de la distribución de L de las Λ producidas por el haz de Σ^- .

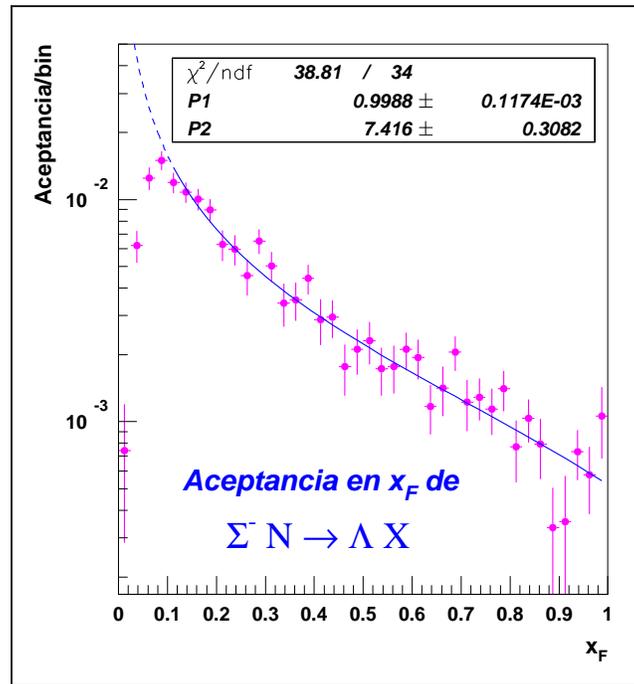


Figura 3.11: Ajuste de la distribución en x_F de la aceptación de las Λ producidas por el haz de Σ^- .

Se sustituyen, entonces, los parámetros $P1$ y $P2$ del ajuste en la ecuación 3.15, y con la función

$$Aceptancia(x_F) = 0.9988 - \exp\left(-\frac{7.416}{7.89\sqrt{\left(\frac{611.1 x_F}{1.115683}\right)^2 + 1}}\right) \quad (3.16)$$

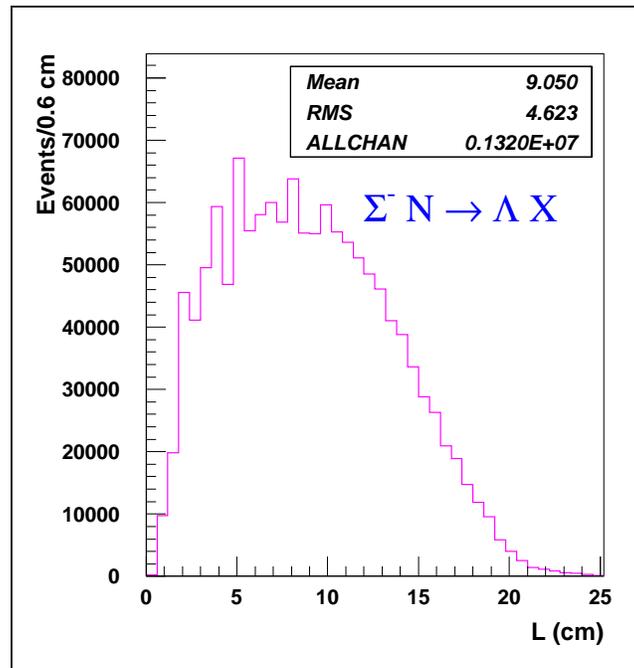


Figura 3.12: Distribución de L de las Λ producidas por el haz de Σ^- .

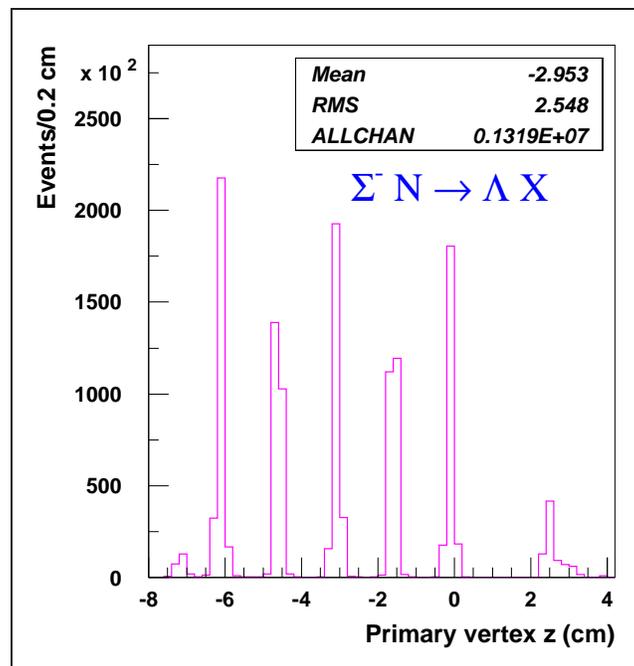


Figura 3.13: Distribución de la coordenada z del vértice primario de las Λ producidas por el haz de Σ^- .

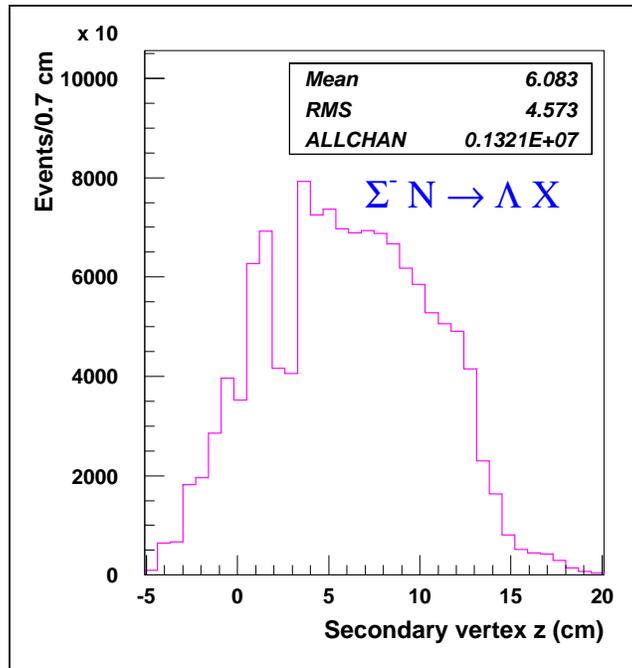


Figura 3.14: Distribución de la coordenada z del vértice secundario de las Λ producidas por el haz de Σ^- .

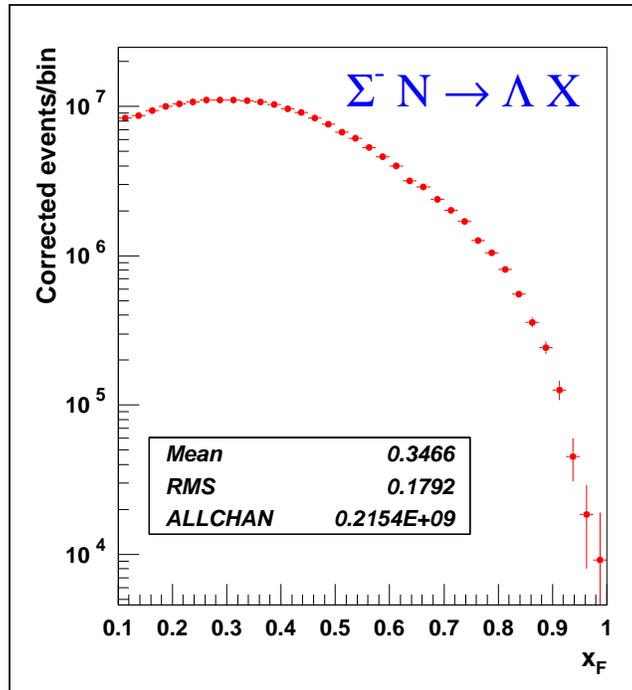


Figura 3.15: Distribución corregida por la aceptación en x_F de las Λ producidas por el haz de Σ^- .

se corrige la distribución en x_F de las Λ por el haz de Σ^- . En la figura 3.15 se muestra la distribución corregida en x_F de las Λ producidas por el haz de Σ^- .

En el siguiente capítulo se muestran las veinticuatro distribuciones que resultaron de aplicar este procedimiento de medición a las partículas Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s , junto con las distribuciones necesarias para lograr este objetivo.

3.6 La asimetría partícula-antipartícula

Para obtener la asimetría de producción Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de x_F y de p_T se hace uso de la definición dada en la ecuación 1.41. Debido a que la aceptancias para Λ y $\bar{\Lambda}$ producidas por cada uno de los cuatro haces diferentes, son iguales dentro de las barras de error (véase la sección 4.7), entonces, en la división de las distribuciones para obtener la asimetría Λ - $\bar{\Lambda}$ las aceptancias se cancelan. Por lo tanto, el procedimiento de la medición de la asimetría Λ - $\bar{\Lambda}$ se puede llevar a cabo con las distribuciones no corregidas o con las corregidas. La medición de la asimetría Λ - $\bar{\Lambda}$ se realizó con ambas distribuciones, y se obtuvieron asimetrías Λ - $\bar{\Lambda}$ iguales, dentro de las barras de error, para cada haz por separado. Por lo tanto, la corrección por la aceptación de las distribuciones en x_F y p_T se realizó correctamente. En esta tesis se presenta solamente las mediciones de las asimetrías Λ - $\bar{\Lambda}$ para cada haz utilizando las distribuciones no corregidas.

Debido a la baja estadística que se presenta en x_F y p_T grandes en las distribuciones no corregidas de las partículas Λ y $\bar{\Lambda}$, para obtener la asimetría Λ - $\bar{\Lambda}$ se realizó un tratamiento especial de los eventos en x_F y p_T grandes para disminuir su barra de error, ya que las barras de error resultaron muy grandes, y así, obtener las asimetrías Λ - $\bar{\Lambda}$ con barras de errores mas pequeñas. El tratamiento consiste en agrupar estos eventos en bins más grande en las distribuciones no corregidas en x_F y p_T de las partículas Λ y $\bar{\Lambda}$, y luego realizar el cálculo para obtener la asimetría utilizando los nuevos bins. Por ejemplo, para agrupar a los eventos del bin 33 al bin 40, en primer lugar, se obtiene el número total de eventos que hay en estos ocho bin, y después se divide por ocho, es decir, se obtiene el promedio del número de eventos en los ocho bins. Entonces, el promedio del número total de eventos se coloca en un bin con un ancho que corresponda a los ocho bins que se quieren agrupar. Ahora bien, la barra de error del número de eventos de este nuevo bin se obtiene como la raíz cuadrada del número total de eventos, dividida por el número de bin agrupados (ocho en este caso). De esta manera se agrupan los eventos que tengan barras de error grandes en diferentes bins mas grandes en las distribuciones en x_F y p_T de Λ y $\bar{\Lambda}$. Con el nuevo binning de las distribuciones en x_F y p_T de Λ y $\bar{\Lambda}$ se calcula la asimetría de producción Λ - $\bar{\Lambda}$ para cada bin nuevo.

En la figura 3.16 se muestra la medición de la asimetría Λ - $\bar{\Lambda}$ en x_F producidas por el haz de Σ^- aplicando el tratamiento anterior a los eventos. Este mismo tratamiento se aplica para obtener las asimetrías Λ - $\bar{\Lambda}$ para cada haz por separado.

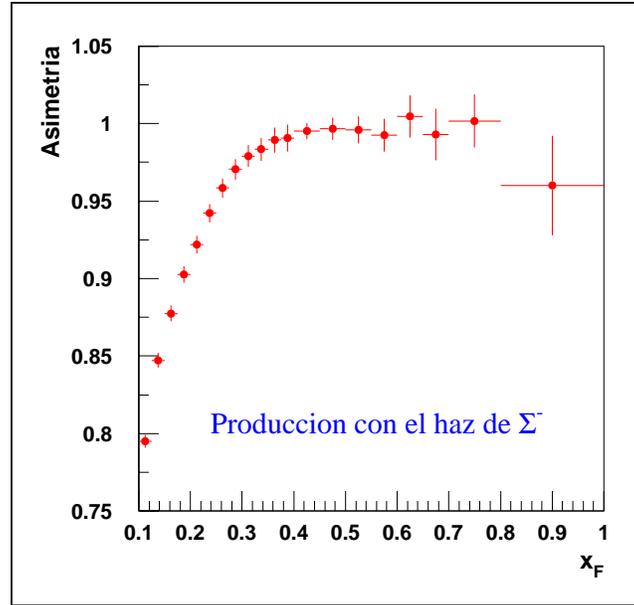


Figura 3.16: Dependencia en x_F de la asimetría de producción $\Lambda\text{-}\bar{\Lambda}$ mediante el haz de Σ^- .

Para el haz de π^- se obtuvo la asimetría de producción $\Lambda\text{-}\bar{\Lambda}$ por cada uno de los conjuntos de datos por separado (véase la tabla 2.1), agregando el conjunto de datos pu01, que corresponde a los datos que no fueron filtrados. Esto debido a que, en la comparación de los resultados con otros experimentos (E769, E791) resultó que hay una fuerte discrepancia en la asimetría $\Lambda\text{-}\bar{\Lambda}$ para el haz de π^- como se muestra en la sección 4.12.

3.7 La propagación de los errores

En las secciones anteriores se explicó el procedimiento de medición para obtener las distribuciones objeto de este estudio. Sin embargo, falta explicar el procedimiento para calcular las barras de errores en las distribuciones que fueron el resultado de una o varias operaciones (suma, resta, división) entre histogramas. Para esto se hace uso de una pequeña parte de la teoría de la propagación de errores, que a continuación se detalla.

Sea A y B dos histogramas que tienen el mismo número de bins, y el ancho de los bins son iguales. Sea $a_i \pm \Delta a_i$ el número de eventos (con su respectivo error) que contiene el bin i -ésimo del histograma A . Sea $b_i \pm \Delta b_i$ el número de eventos (con su respectivo error) que contiene el bin i -ésimo del histograma B . Sea C el histograma que resulta de una operación entre A y B . Sea $c_i = f(a_i, b_i)$ el número de eventos que contiene el bin i -ésimo del histograma C , y sea Δc_i su respectivo error. Entonces,

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

siempre y cuando a_i y b_i no estén correlacionados, de lo contrario se necesita agregar en la ecuación 3.21 las contribuciones de los términos que representan la covarianza de los pares de variables de $c_i = f(a_i, b_i)$.

A continuación se presenta la propagación de los errores de las operaciones entre histogramas que se utilizaron en el procedimiento de la medición:

Si $c_i = f(a_i, b_i) = a_i + b_i$, entonces

$$(\Delta c_i)^2 = (\Delta a_i)^2 + (\Delta b_i)^2 \quad (3.18)$$

Si $c_i = f(a_i, b_i) = a_i - b_i$, entonces

$$(\Delta c_i)^2 = (\Delta a_i)^2 + (\Delta b_i)^2 \quad (3.19)$$

Si $c_i = f(a_i, b_i) = a_i b_i$, entonces

$$(\Delta c_i)^2 = c_i^2 \left(\left(\frac{\Delta a_i}{a_i} \right)^2 + \left(\frac{\Delta b_i}{b_i} \right)^2 \right) \quad (3.20)$$

Si $c_i = f(a_i, b_i) = \frac{a_i}{b_i}$, entonces

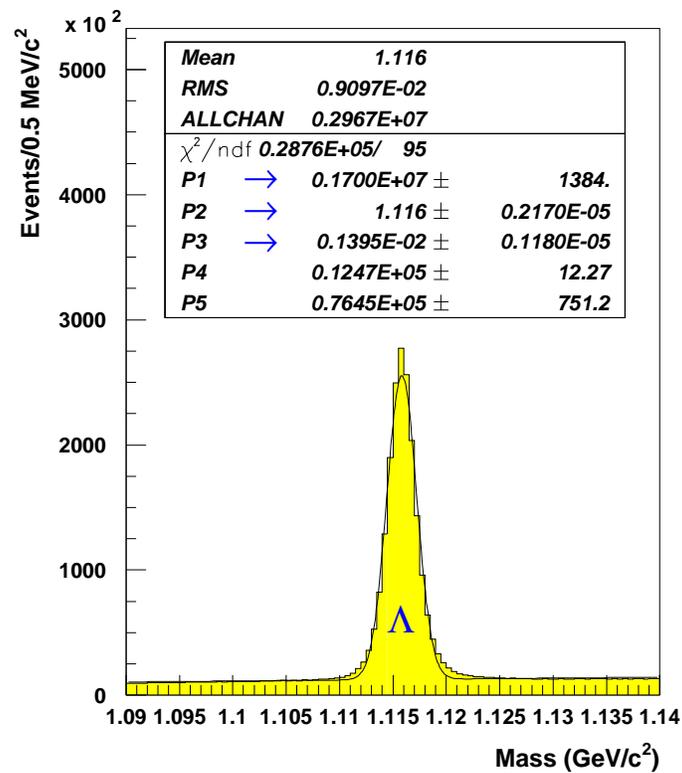
$$(\Delta c_i)^2 = c_i^2 \left(\left(\frac{\Delta a_i}{a_i} \right)^2 + \left(\frac{\Delta b_i}{b_i} \right)^2 \right) \quad (3.21)$$

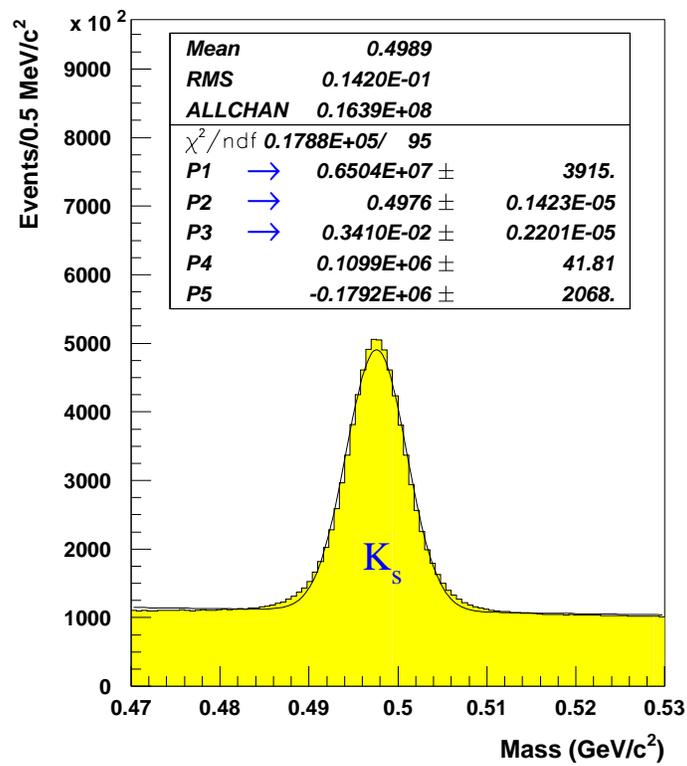
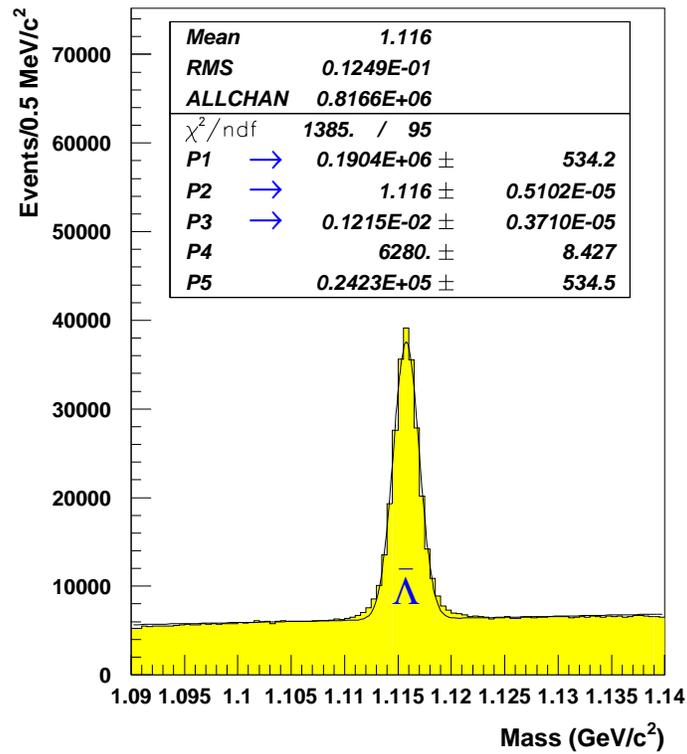
Capítulo 4

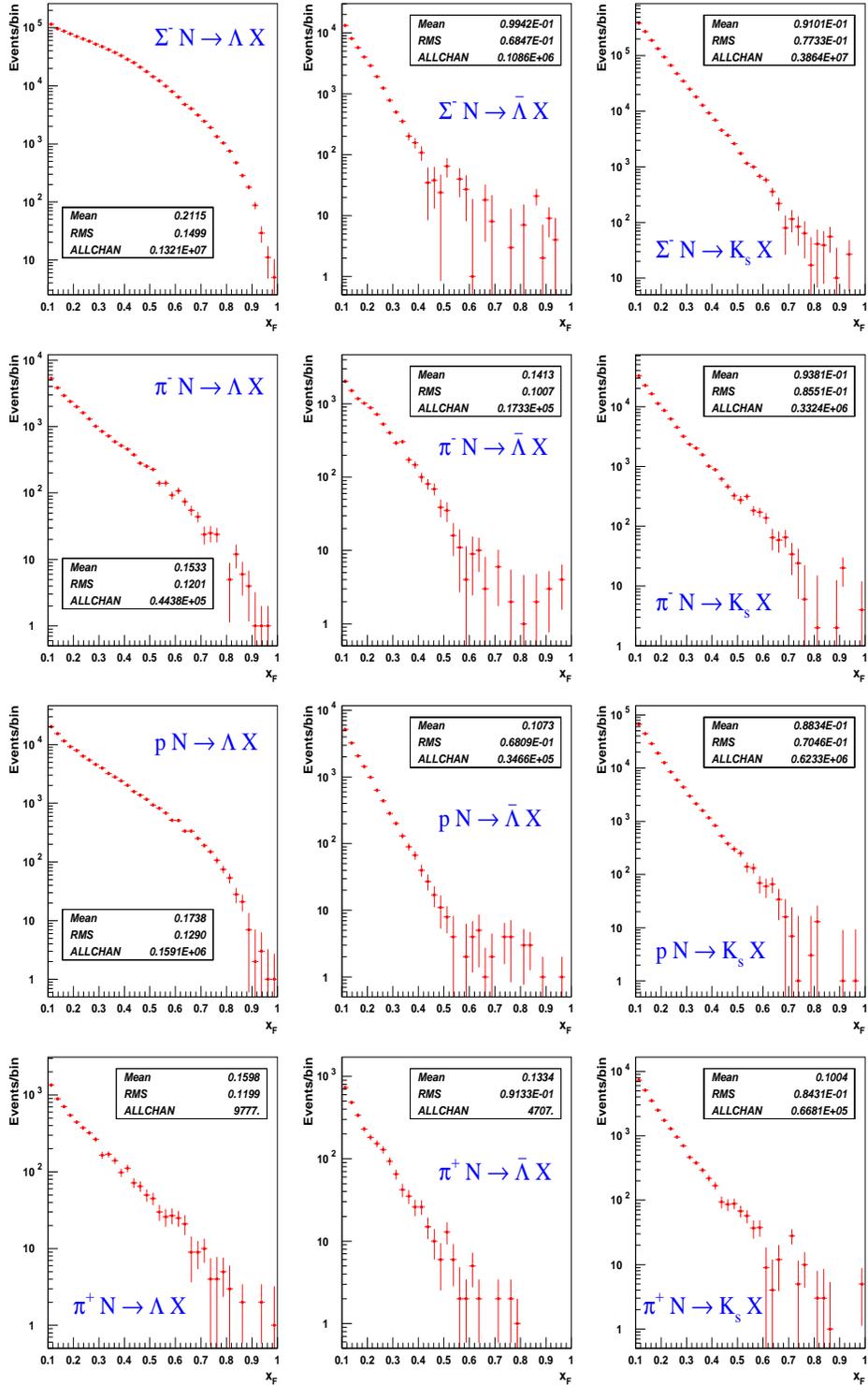
Resultados

A continuación se muestran las distribuciones de las partículas Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s que resultaron al aplicar la técnica de análisis descrita en el capítulo anterior a estas tres partículas.

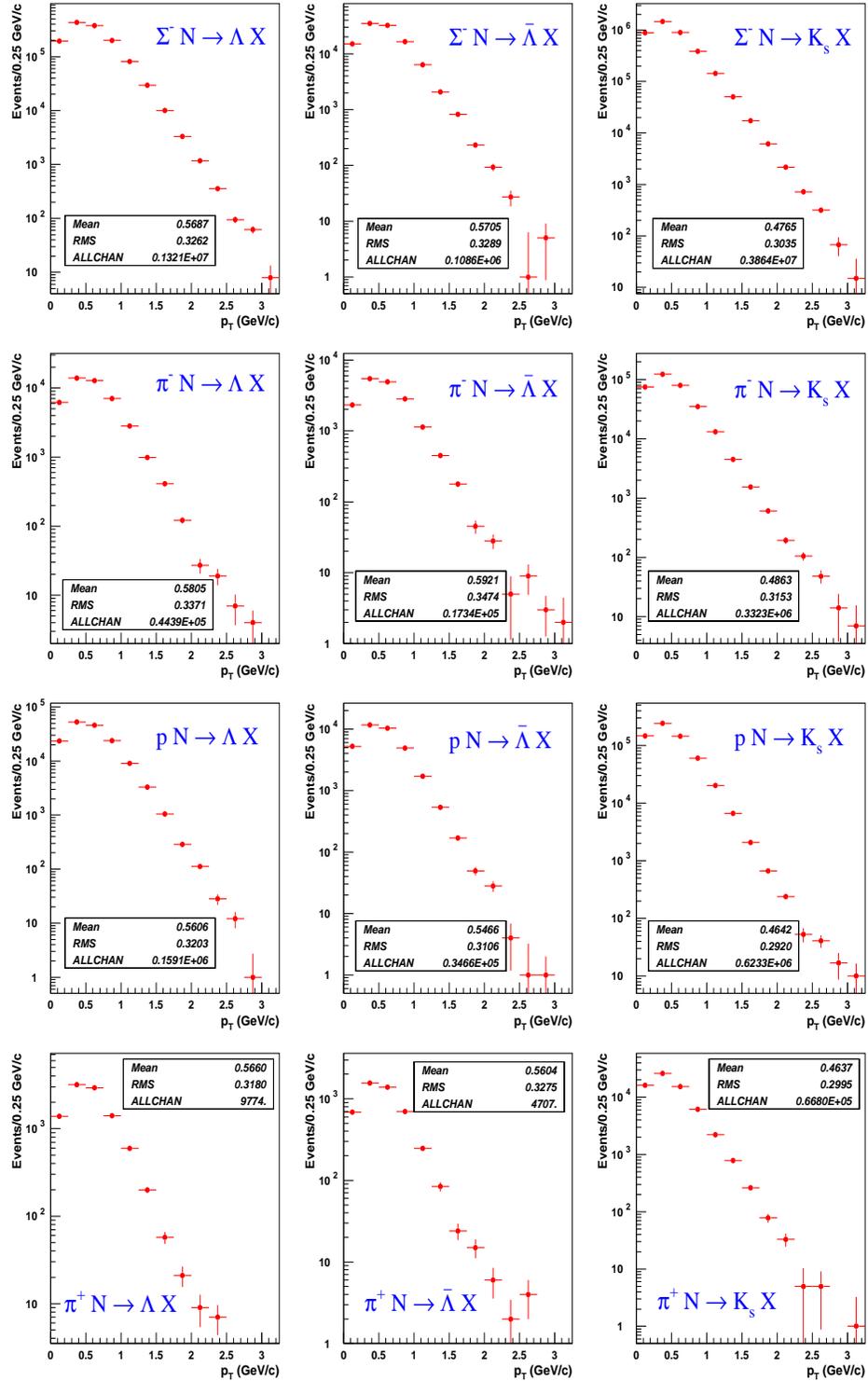
4.1 Las distribuciones de la masa invariante de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s

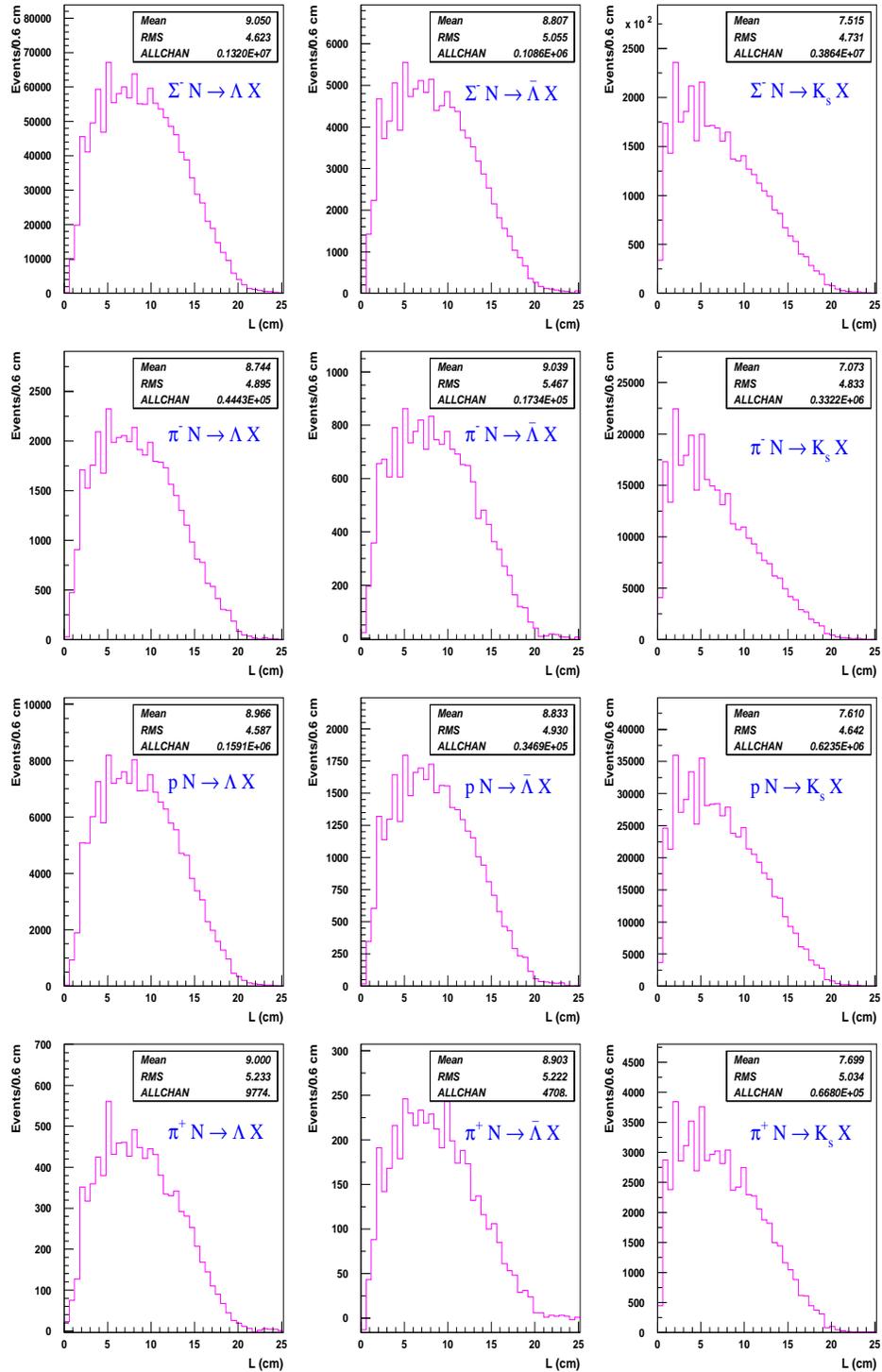




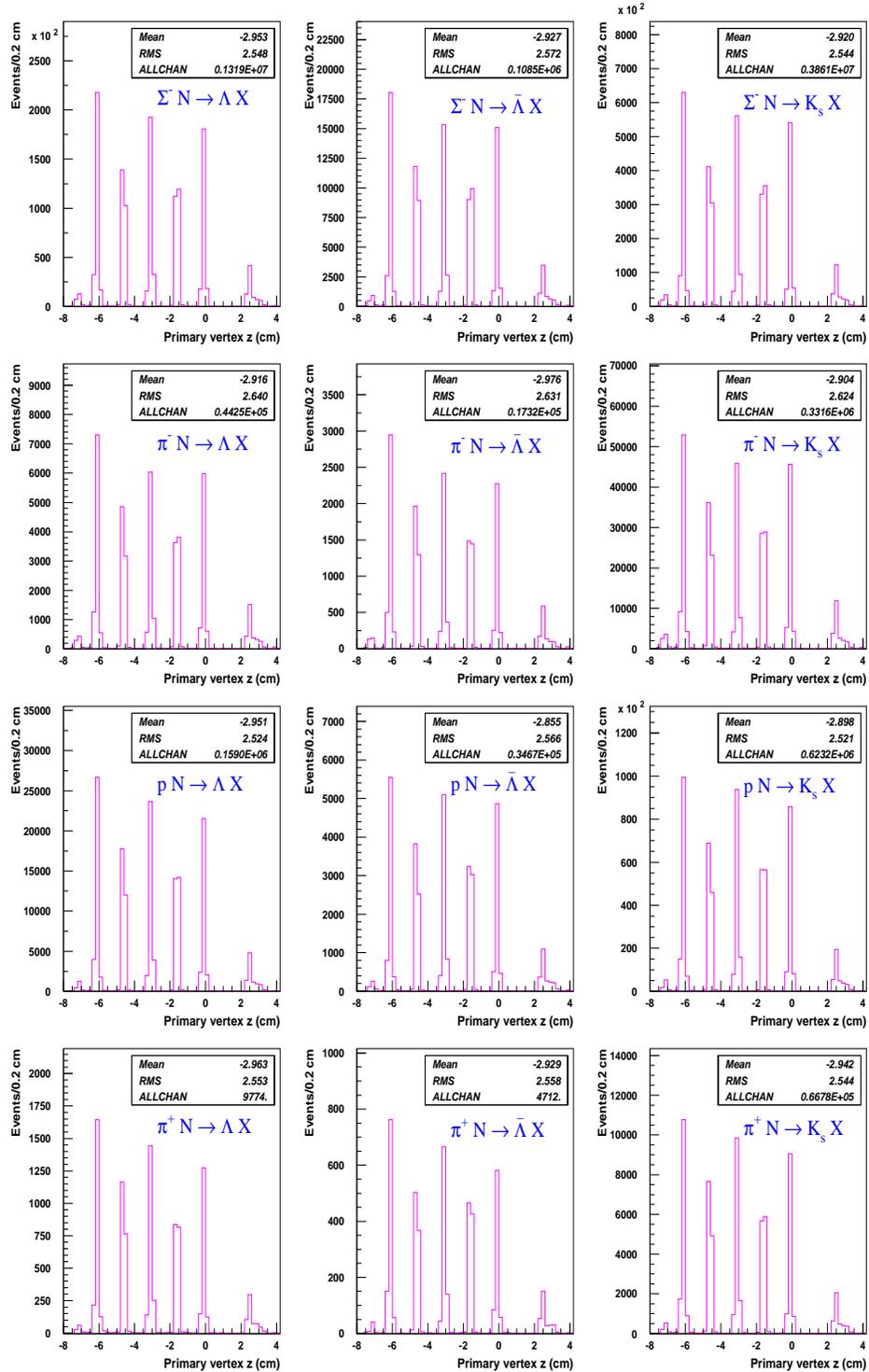
4.2 Distribuciones no corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s 

4.3 Distribuciones no corregidas en p_T de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s

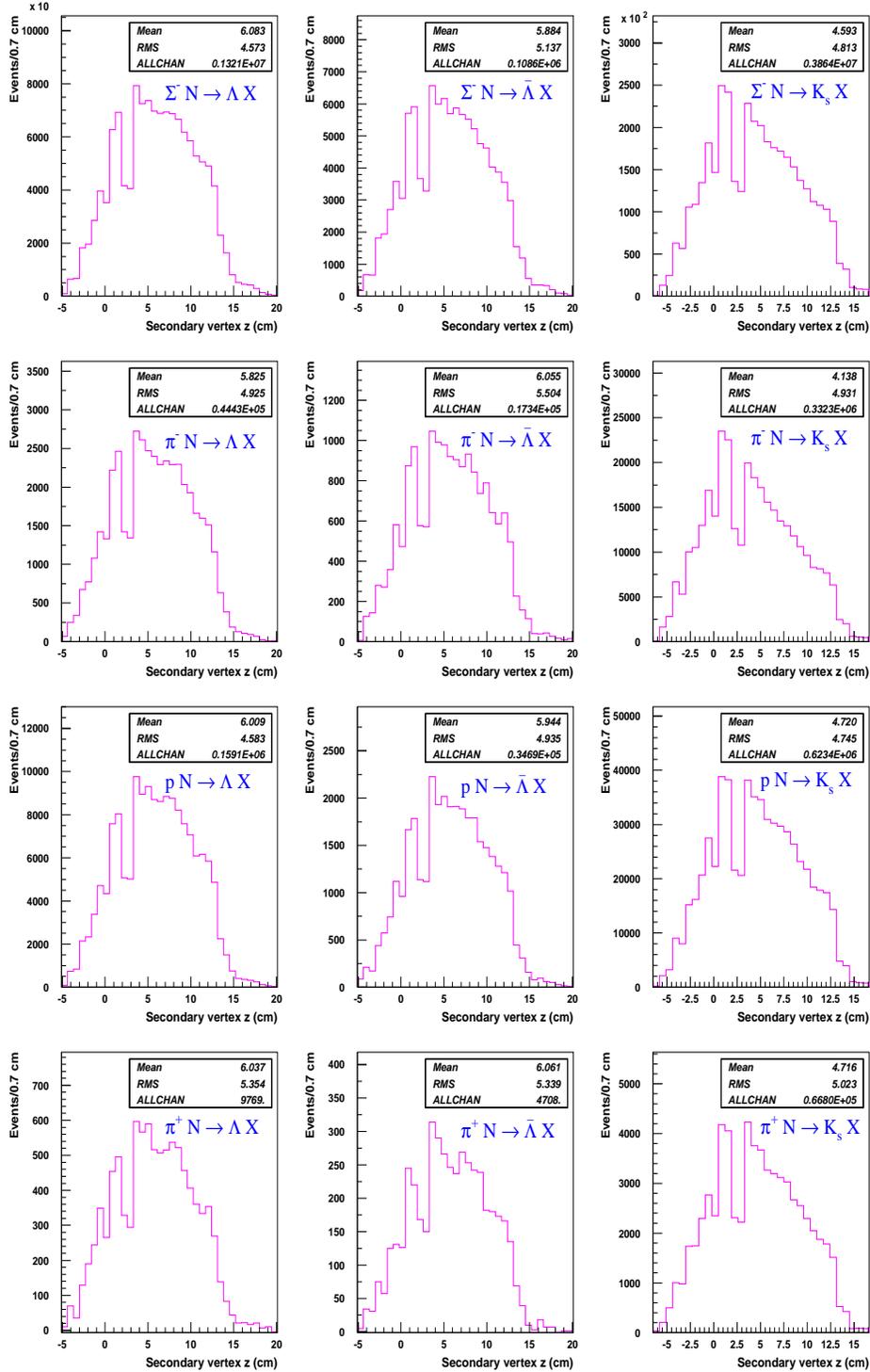


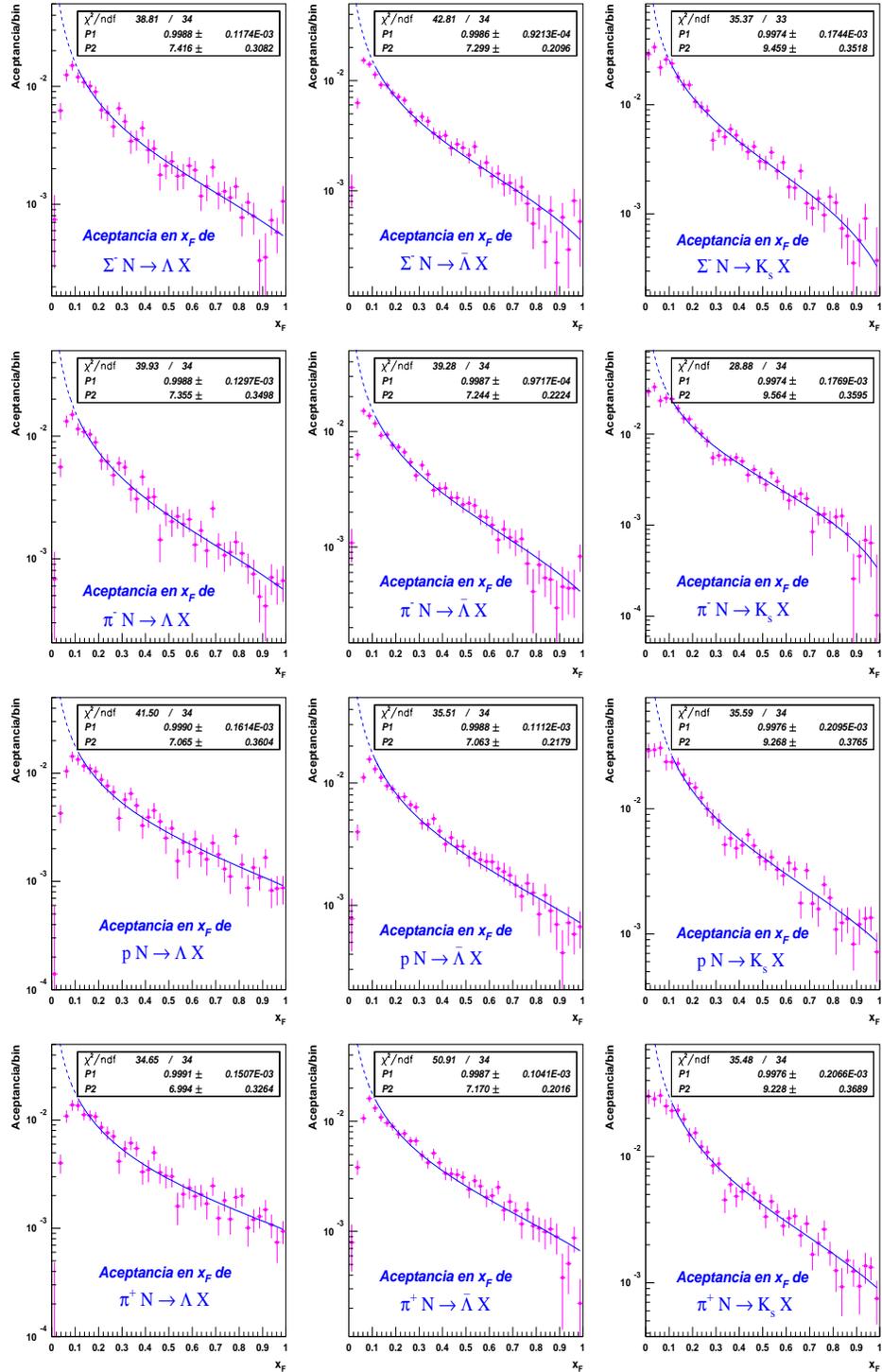
4.4 Distribuciones de L de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s 

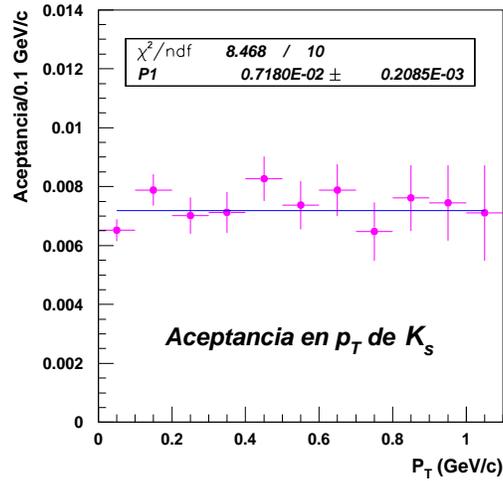
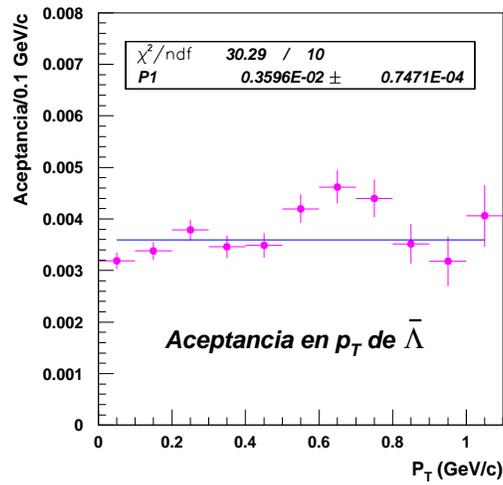
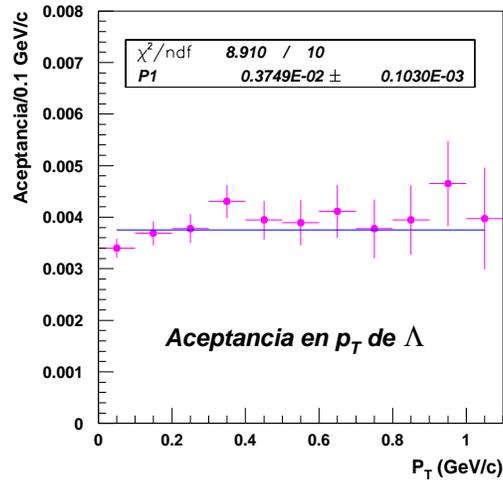
4.5 Distribuciones de z del vértice primario de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s

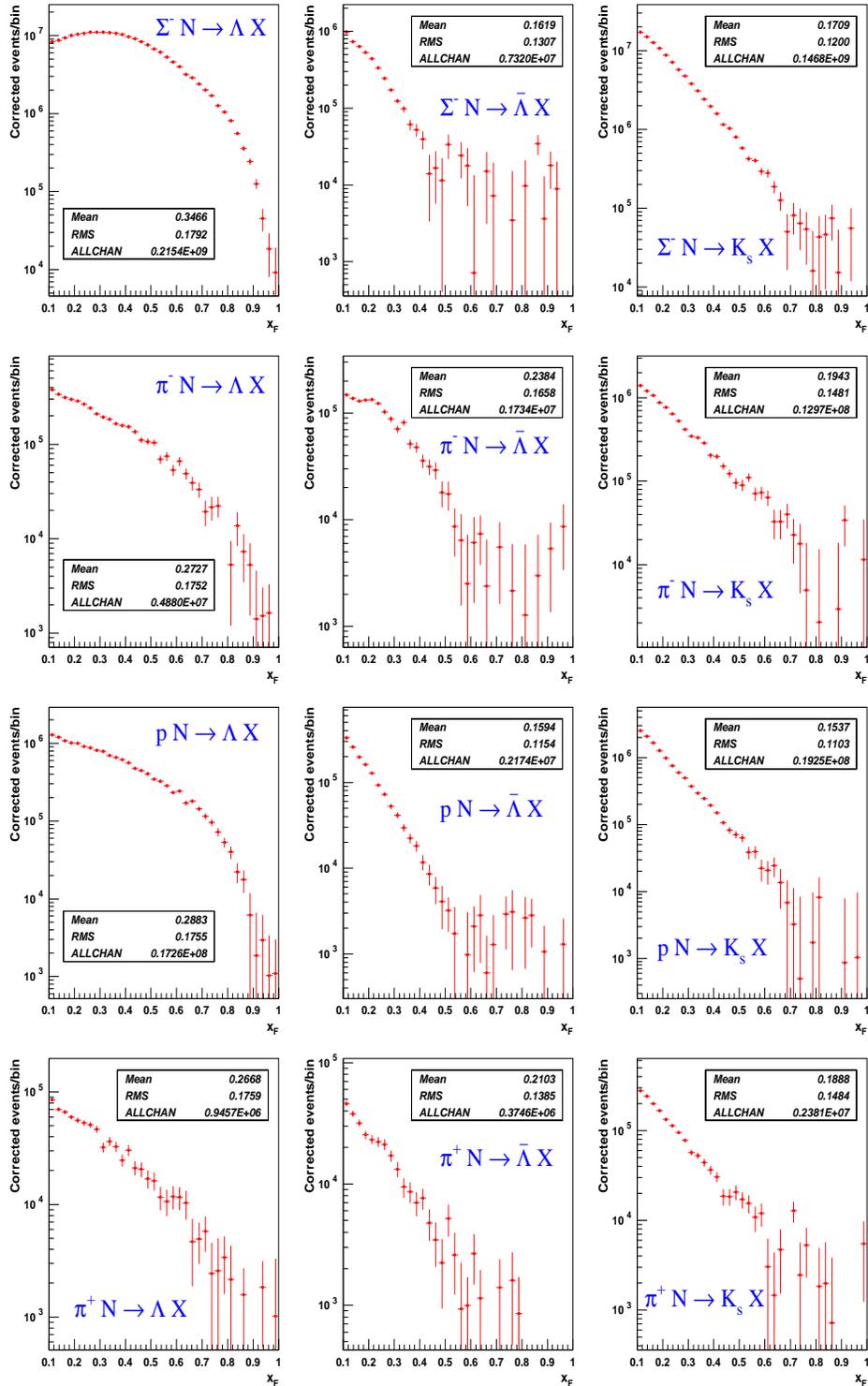


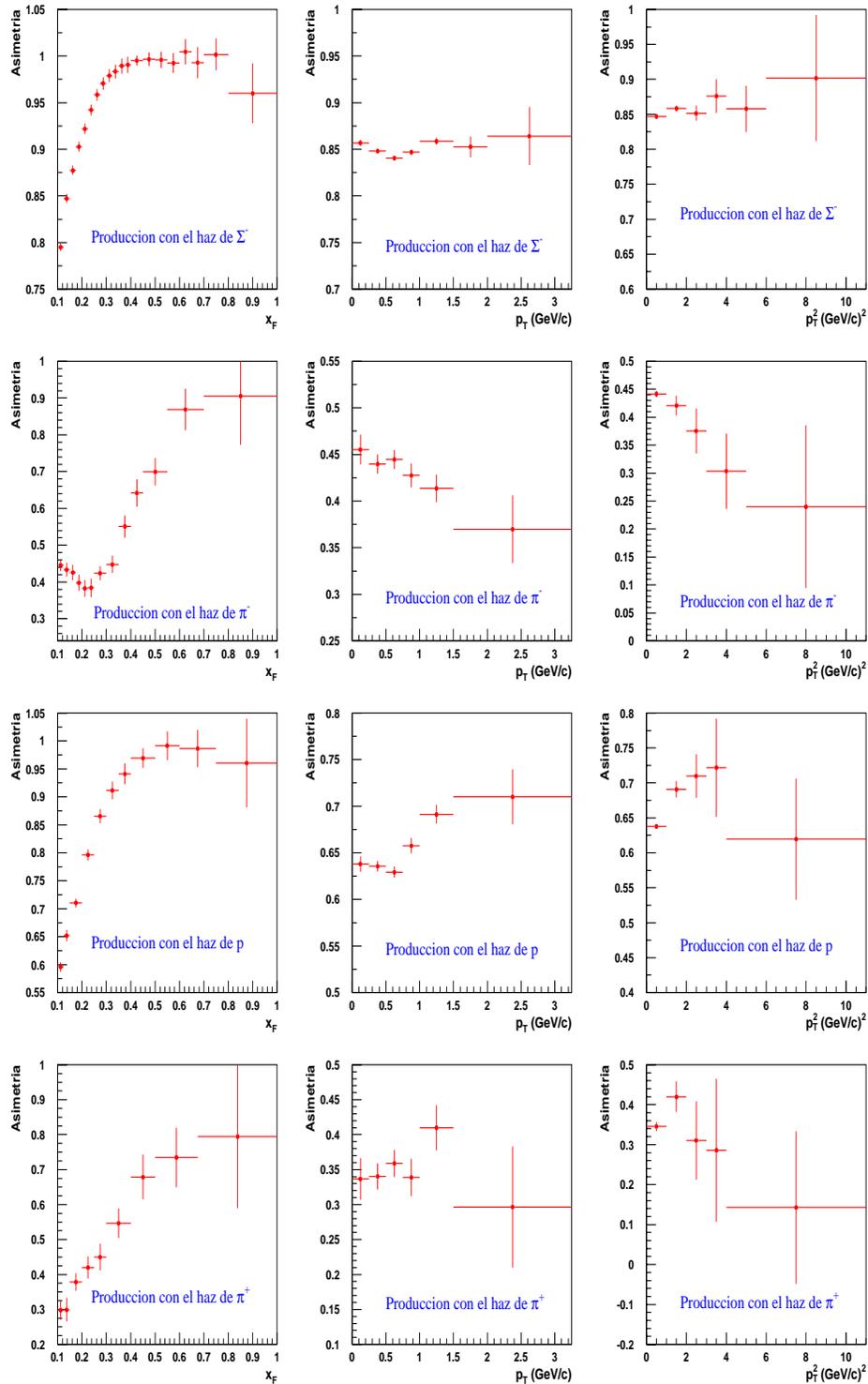
4.6 Distribuciones de z del vértice secundario de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s

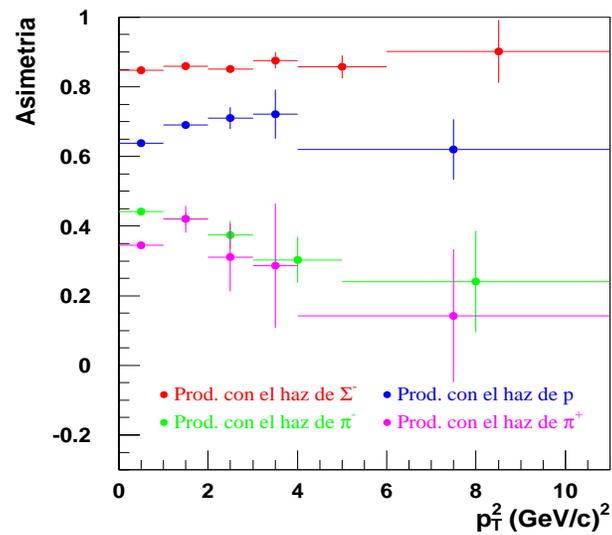
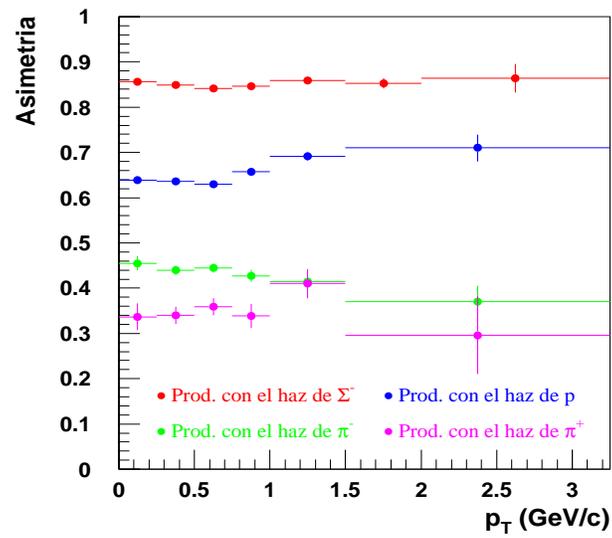
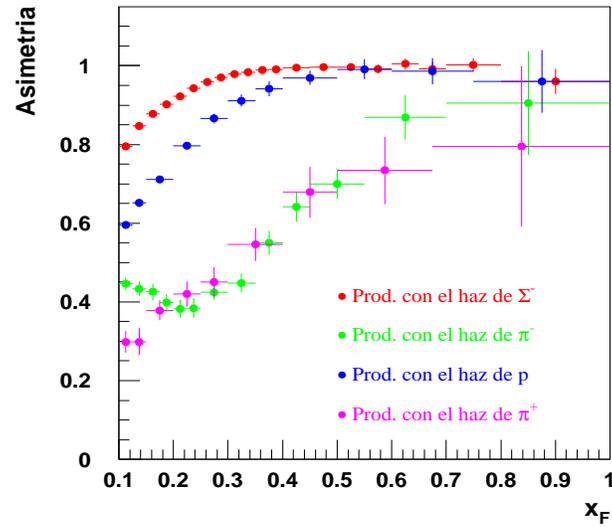


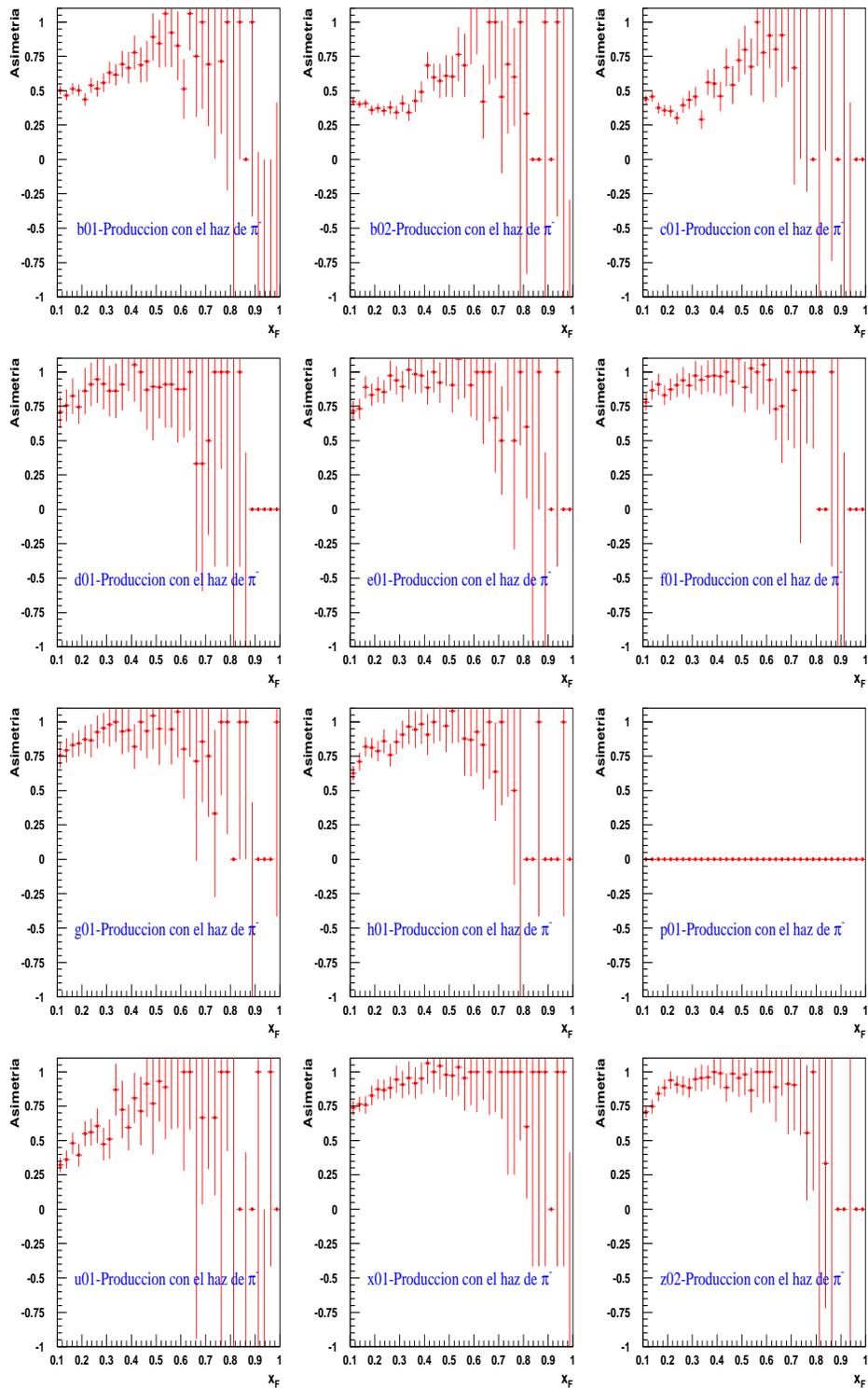
4.7 Aceptancias en x_F para Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_S 

4.8 Aceptancias en p_T para Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s 

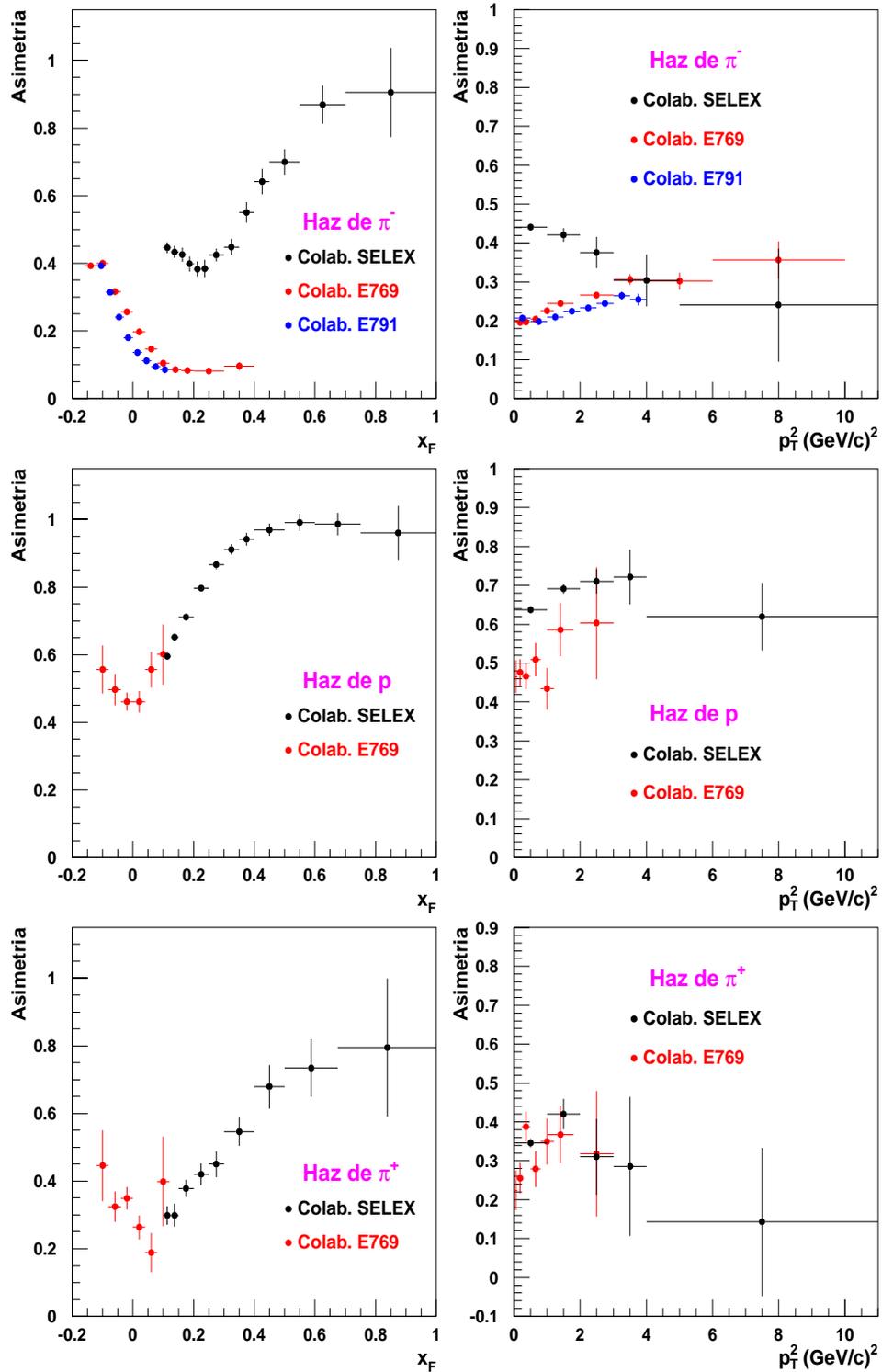
4.9 Distribuciones corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s 

4.10 Asimetrías Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de x_F , p_T y p_T^2 



4.11 Asimetrías $\Lambda-\bar{\Lambda}$ por cada conjunto de datos

4.12 Comparación con otros experimentos



Capítulo 5

Interpretación de los resultados

Cada una de las distribuciones de la sección eficaz inclusiva de producción de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s como función de x_F y p_T es ajustada al modelo descrito por la ecuación 2.3 (véase la sección 5.1), ya que ha servido para describir una cantidad sustancial de datos (véase [4] y las referencias dentro). Debido a la alta estadística lograda en este estudio, se observa que este modelo, que se ha venido utilizando, no describe satisfactoriamente a la sección eficaz inclusiva de la producción de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s como función de x_F y p_T , por lo menos cuando son producidas utilizando haces de Σ^- , π^- , p y π^+

Se propone un nuevo modelo empírico alternativo para describir la hadroproducción de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s , por lo menos para describir la sección eficaz inclusiva de la producción de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s como función de x_F (véase la sección 5.2). Este modelo de dos componentes está basado en los modelos que hacen uso de la fragmentación y los modelos que están basados en la recombinación de quarks.

En el modelo de la fragmentación todos los quarks que constituyen la estructura de los quarks de valencia de los hadrones producidos tienen que provenir de los gluones o de los pares $q\bar{q}$ emitidos de los partones que se fragmentan dentro de “la caja negra” llamada función de fragmentación. Varios modelos intentan describir este proceso de fragmentación que es la transición de este estado de intermedio de partones (gluones y pares $q\bar{q}$) a la partícula observada (hadrones producidos). Un clase de estos modelos es el modelo de cuerdas de Lund [40, 41, 42] y una segunda clase son los de Webber [43] y Marchesini [44].

El modelo de la recombinación de quarks fue, por primera vez, propuesto por R. C. Hwa y K. P. Das como un modelo que describe la producción de mesones en colisiones hadrón-hadrón [45]. Posteriormente, se realizó una extensión para describir la producción de bariones [46]. La idea básica de este modelo es que los partones del haz (para $x_F > 0$) o los partones del blanco (para $x_F < 0$) se recombinan de tal manera que forman los hadrones finales.

Los resultados obtenidos en este trabajo son una clara señal que los modelos que usan solamente la fragmentación para describir la producción de hadrones fallan por lo menos en la descripción de la hadroproducción de las partículas Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s en la región $x_F > 0.1$.

Uno de los efectos que no se puede describir solamente utilizando los modelos de fragmentación es el *leading particle effect*, el cual puede observarse claramente en las distribuciones de la asimetría Λ - $\bar{\Lambda}$ como función de x_F (véase la sección 4.10). Este efecto es la fuerte correlación que existe entre el contenido de sabor (quarks de valencia) que tiene el hadrón incidente y el contenido de sabor del hadrón producido, y se manifiesta como un incremento en la producción de los hadrones que tienen por lo menos un quark en común con el hadrón incidente que los produce. Por ejemplo, la asimetría de producción de los hiperones $\Lambda = |u d s\rangle$ y $\bar{\Lambda} = |\bar{u} \bar{d} \bar{s}\rangle$ que son producidos por un hadron incidente $\Sigma^- = |d d s\rangle$ aumenta a medida que x_F se incrementa, lo cual no puede ser descrito solamente por la fragmentación que predice que esta asimetría debe aproximarse a cero a medida que x_F aumenta.

La asimetría de producción de $\Lambda = |u d s\rangle$ y $\bar{\Lambda} = |\bar{u} \bar{d} \bar{s}\rangle$ que se presenta cuando son producidas por un hadron incidente $\pi^- = |\bar{u} d\rangle$, tampoco puede ser descrita solamente por la recombinación ya que tanto Λ como $\bar{\Lambda}$ tienen el mismo número de quarks en común que el hadrón π^- , y entonces no debe haber diferencia en la producción de los dos hiperones. Los dos ejemplos tienen en común que la hadronización se lleva a cabo en un espacio fase lleno de partones. Esto es diferente en colisiones e^+e^- .

El *leading particle effect* también se ha observado en la producción de partículas con quark encanto. Este efecto para partículas con quark pesados se ha tratado de explicar con modelos fenomenológicos de hadronización [47]. Uno de ellos es el modelo de coalescencia del quark intrínseco que combina los subprocesos de fusión $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ y $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$, con la producción de quarks encanto por medio de estados de Fock de quarks pesados intrínsecos que se forman en la partícula del haz. La clave de este modelo son los procesos de coalescencia de estos quarks intrínsecos con los quarks de valencia del hadron incidente para formar hadrones encantados. Por ejemplo, en las reacciones $p N \rightarrow \Lambda_c^\pm X$, la contribución del quark encanto intrínseco viene de las fluctuaciones que sufren los protones al estado de Fock $|uudc\bar{c}\rangle$, el cual se fragmenta en la colisión produciendo la Λ_c^\pm [48]. Otro modelo de dos componentes alternativo involucra el modelo de recombinación convencional con los mecanismos de fusión y fragmentación de partones [49].

En los modelos de dos componentes, la sección eficaz diferencial inclusiva como función de x_F se construye con dos diferentes procesos, llámese, la fragmentación de los quarks y los mecanismos de recombinación y los del quark intrínseco,

$$\frac{d\sigma}{dx_F} = \left(\frac{d\sigma}{dx_F}\right)^{Frag} + \left(\frac{d\sigma}{dx_F}\right)^{Rec/IC} \quad (5.1)$$

El primer término da la misma contribución tanto para la partícula con

quark encanto como para la antipartícula, debido a que no hay diferencia entre la fragmentación del quark encanto y la de su antiquark. Las contribuciones del segundo término son diferentes, lo que conduce a la asimetría de producción partícula-antipartícula observada [50].

Para describir la sección eficaz inclusiva de la producción de los hadrones Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s como función de x_F se aplica este tipo de modelo de dos componentes de manera cualitativa. Se propone que,

$$\left(\frac{d\sigma}{dx_F}\right)^{Frag} = G^{u/d} + G^s \quad (5.2)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dx_F}\right)^{Rec/IC} = G^{1qr} + G^{2qr} \quad (5.3)$$

donde $G^{u/d}$ representa el proceso de la fragmentación para producir los quarks u , d , y los antiquarks \bar{u} , \bar{d} . G^s representa la fragmentación para producir el quark s y el antiquark \bar{s} . G^{1qr} y G^{2qr} representan el proceso de la recombinación de uno y dos quarks de valencia del hadron incidente, respectivamente, ya sea con los quarks del mar dentro del mismo hadron incidente, o con los quarks producidos en la fragmentación, y cada una de las G está dada por una función de Gauss. Las distribuciones corregidas en x_F de los hadrones Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s son ajustadas a este modelo (véase la sección 5.2).

5.1 Modelo A

La ecuación

$$P_1(1 - x_F)^{P_2} \quad (5.4)$$

se ajusta en los rangos (0.1:1.0), (0.2:0.7), (0.3:0.8), y (0.4:0.9) a las distribuciones corregidas en x_F . La ecuación

$$\exp(P_1 + P_2 \cdot p_T^2) \quad (5.5)$$

se ajusta a las distribuciones no corregidas en p_T^2 en los rangos (0:3) y (4:11). Los resultados se muestran en las tablas 5.1, 5.2 y 5.3. Se escogió ajustar las distribuciones en p_T^2 en lugar de las distribuciones en p_T , debido a que al poner el eje y de estas distribuciones en un escala logaritmica se observa a simple vista si se ajustan a la ecuación antes mencionada.

Tabla 5.1: Parámetros del ajuste del modelo A. En este caso $P2 = n$.

	(0.1:1.0)		(0.2:0.7)	
	n	χ^2/ndf	n	χ^2/ndf
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda$	1.206 ± 0.003	1340	1.320 ± 0.006	38
$\Sigma^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	7.5 ± 0.1	3	9.0 ± 0.2	1
$\Sigma^- \rightarrow K_s$	5.826 ± 0.015	11	5.86 ± 0.03	7
$\pi^- \rightarrow \Lambda$	2.34 ± 0.04	1	2.32 ± 0.06	1
$\pi^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	3.28 ± 0.09	4	4.42 ± 0.18	1
$\pi^- \rightarrow K_s$	5.02 ± 0.06	3	4.6 ± 0.1	4
$p \rightarrow \Lambda$	2.11 ± 0.02	2	2.12 ± 0.03	2
$p \rightarrow \bar{\Lambda}$	8.1 ± 0.1	1	8.1 ± 0.3	0.4
$p \rightarrow K_s$	7.424 ± 0.045	5	6.45 ± 0.09	3
$\pi^+ \rightarrow \Lambda$	2.7 ± 0.1	1	2.7 ± 0.1	1
$\pi^+ \rightarrow \bar{\Lambda}$	4.7 ± 0.2	1	4.7 ± 0.3	1
$\pi^+ \rightarrow K_s$	5.6 ± 0.1	2	5.0 ± 0.2	1

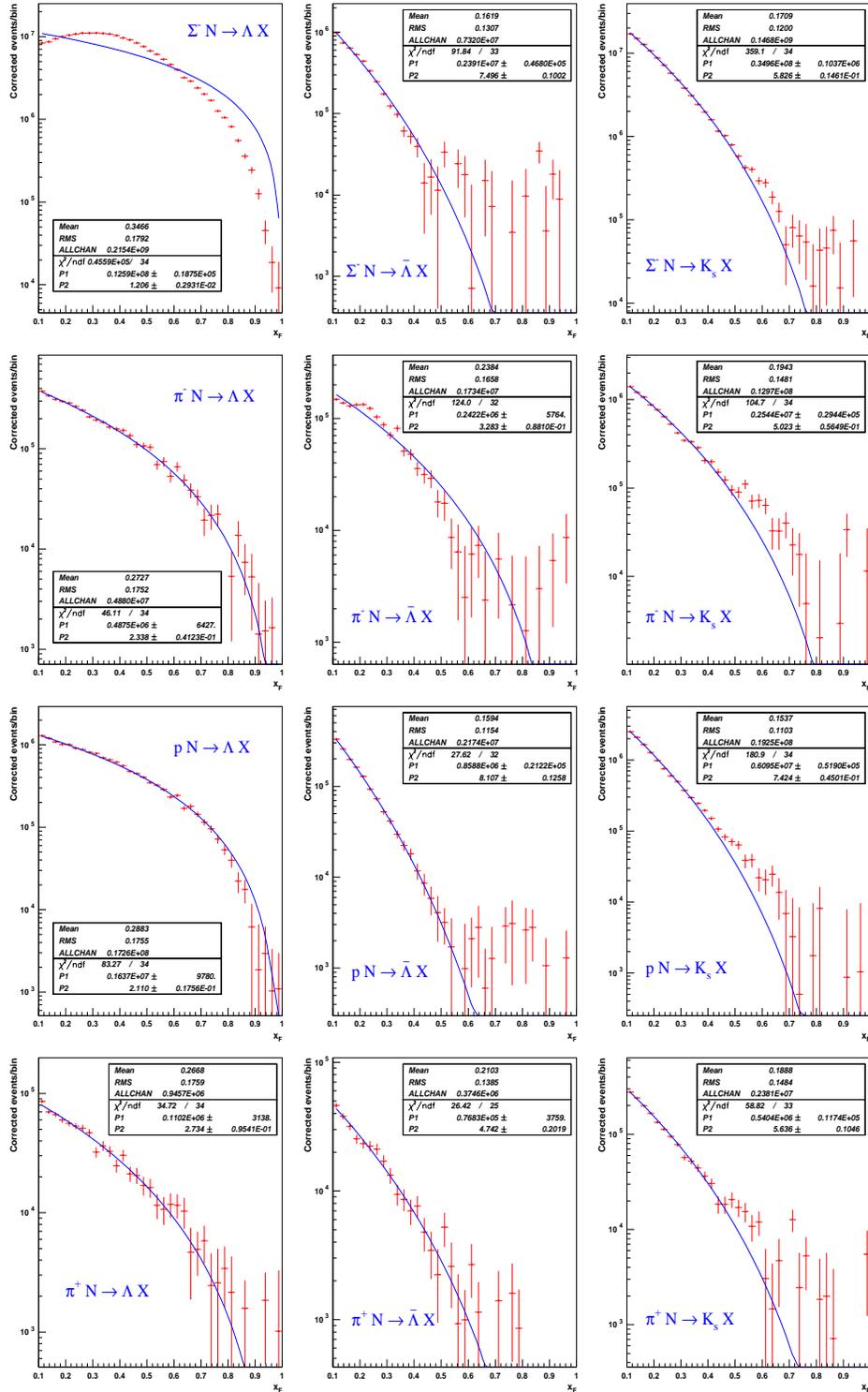
Tabla 5.2: Parámetros del ajuste del modelo A. En este caso $P2 = n$.

	(0.3:0.8)		(0.4:0.9)	
	n	χ^2/ndf	n	χ^2/ndf
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda$	1.928 ± 0.008	76	2.23 ± 0.01	6
$\Sigma^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	7.8 ± 0.7	1	4.4 ± 0.9	2
$\Sigma^- \rightarrow K_s$	5.39 ± 0.06	3	4.7 ± 0.1	2
$\pi^- \rightarrow \Lambda$	2.35 ± 0.08	2	2.52 ± 0.12	2
$\pi^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	4.75 ± 0.32	1	5.0 ± 0.6	1
$\pi^- \rightarrow K_s$	3.625 ± 0.159	2	3.0 ± 0.2	1
$p \rightarrow \Lambda$	2.22 ± 0.04	1	2.24 ± 0.05	1
$p \rightarrow \bar{\Lambda}$	7.6 ± 0.5	1	6.8 ± 0.9	1
$p \rightarrow K_s$	5.6 ± 0.2	1	4.8 ± 0.3	1
$\pi^+ \rightarrow \Lambda$	2.3 ± 0.2	1	2.62 ± 0.25	1
$\pi^+ \rightarrow \bar{\Lambda}$	4.5 ± 0.5	1	4.8 ± 0.7	1
$\pi^+ \rightarrow K_s$	3.8 ± 0.3	1	2.9 ± 0.4	1

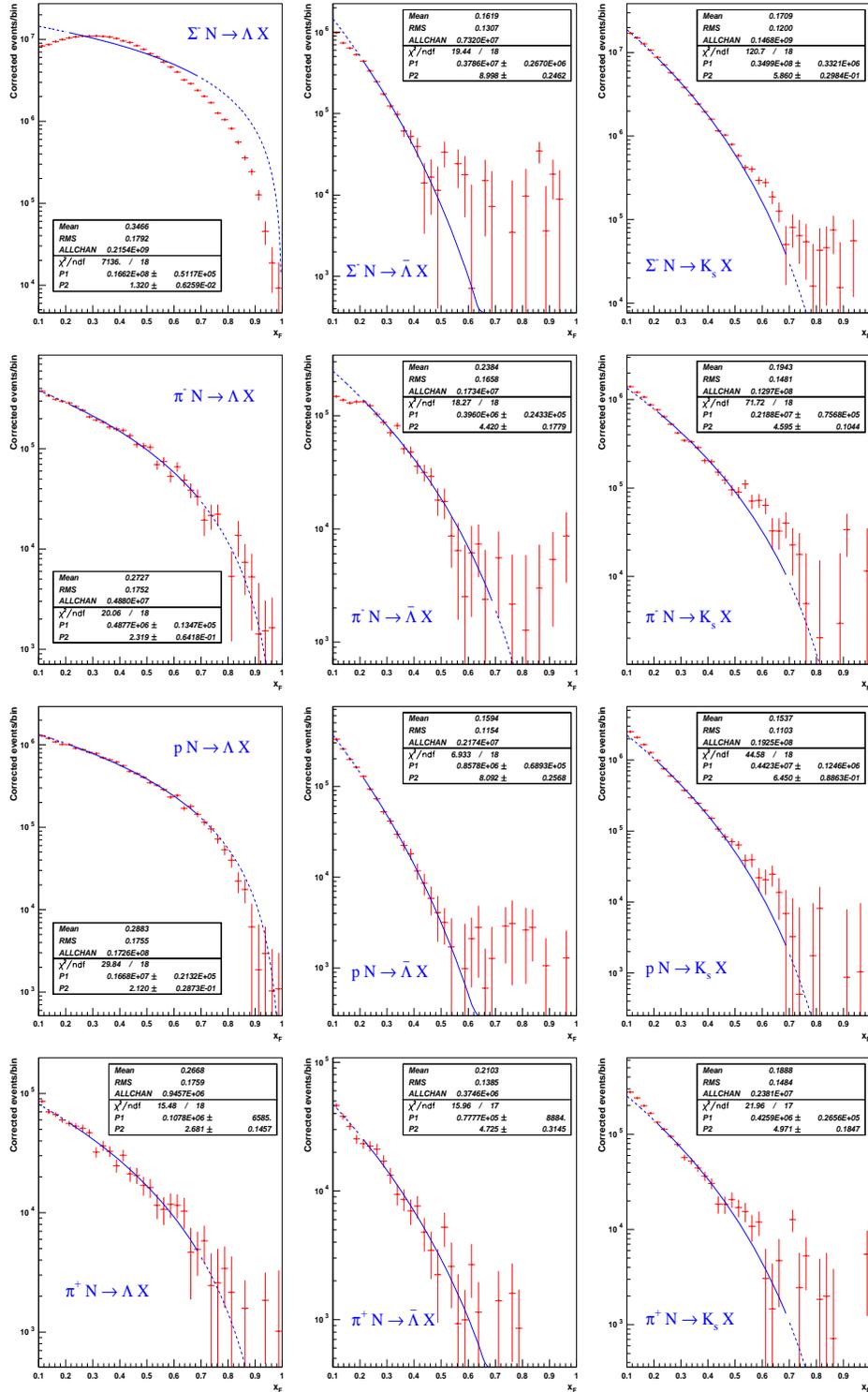
Tabla 5.3: Parámetros del ajuste del modelo A. En este caso $P2 = -b$.

	(0:3)		(4:11)	
	b	χ^2/ndf	b	χ^2/ndf
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda$	2.357 ± 0.002	1972	1.075 ± 0.028	4
$\Sigma^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	2.431 ± 0.009	129	1.24 ± 0.45	1
$\Sigma^- \rightarrow K_s$	3 ± 1	4426	0.98 ± 0.04	1
$\pi^- \rightarrow \Lambda$	2.32 ± 0.02	76	0.65 ± 0.46	1
$\pi^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	2.25 ± 0.04	32	0.8 ± 0.6	1
$\pi^- \rightarrow K_s$	2.858 ± 0.005	327	0.7 ± 0.3	0.4
$p \rightarrow \Lambda$	2.451 ± 0.007	187	1.2 ± 0.3	2
$p \rightarrow \bar{\Lambda}$	2.65 ± 0.02	39	1.56 ± 0.64	1
$p \rightarrow K_s$	3.092 ± 0.007	555	1.1 ± 0.3	1
$\pi^+ \rightarrow \Lambda$	2.41 ± 0.05	9	0.72 ± 0.84	1
$\pi^+ \rightarrow \bar{\Lambda}$	2.54 ± 0.08	12	0.45 ± 0.86	1
$\pi^+ \rightarrow K_s$	3.04 ± 0.02	76	1.3 ± 0.8	1

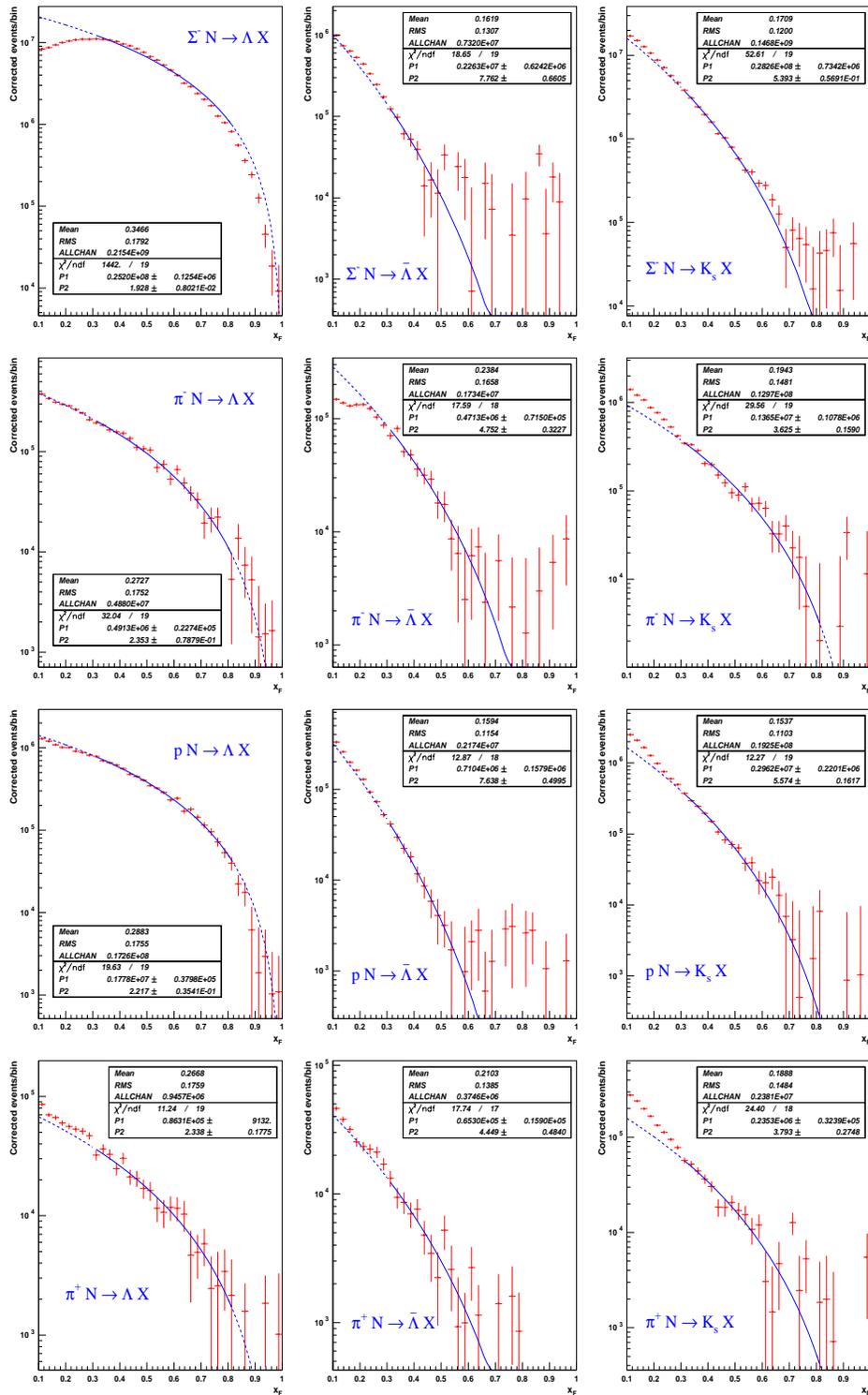
5.1.1 Ajuste del modelo A en el rango (0.1:1.0) a las distribuciones corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_S



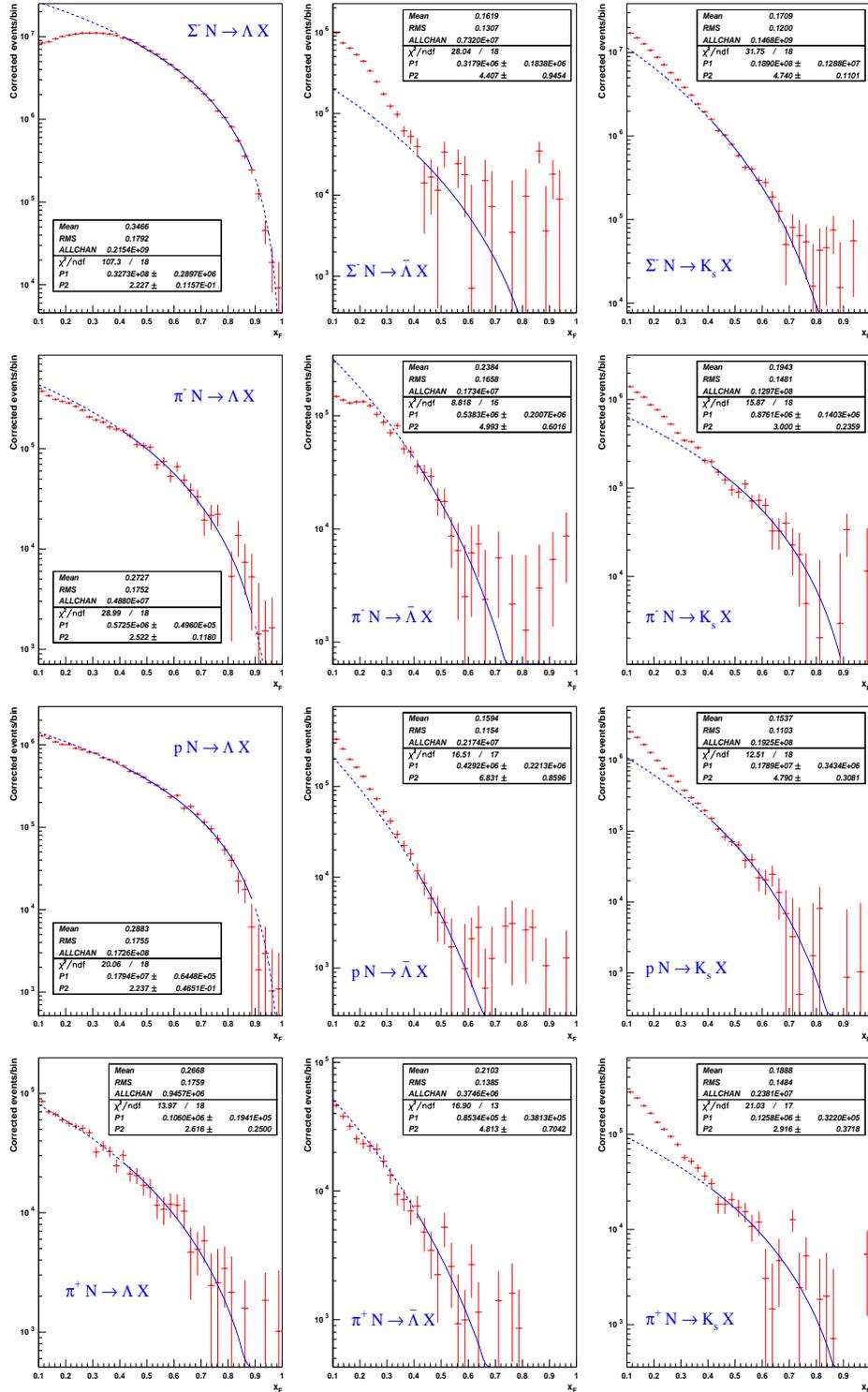
5.1.2 Ajuste del modelo A en el rango (0.2:0.7) a las distribuciones corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_S

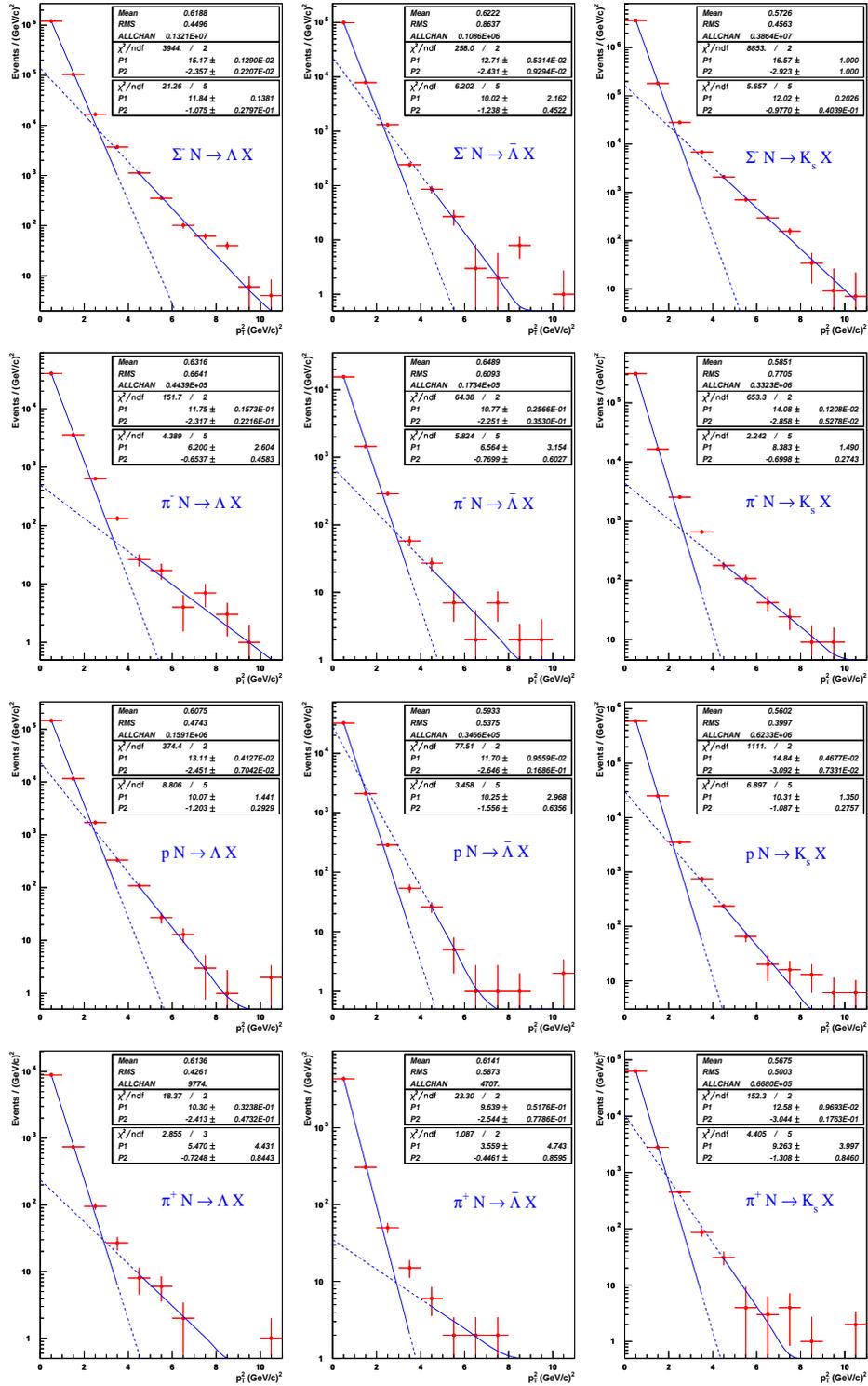


5.1.3 Ajuste del modelo A en el rango (0.3:0.8) a las distribuciones corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s



5.1.4 Ajuste del modelo A en el rango (0.4:0.9) a las distribuciones corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s



5.1.5 Ajuste del modelo A en los rangos (0:3) y (4:11) a las distribuciones no corregidas en p_T^2 de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s 

5.2 Modelo B

El modelo B (ecuaciones 5.1, 5.3 y 5.3) se ajusta en el rango (0.1:1.0) a las distribuciones corregidas en x_F de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s . Cada G está dada por $P_1 \exp(-\frac{1}{2}(\frac{x_F - P_2}{P_3})^2)$.

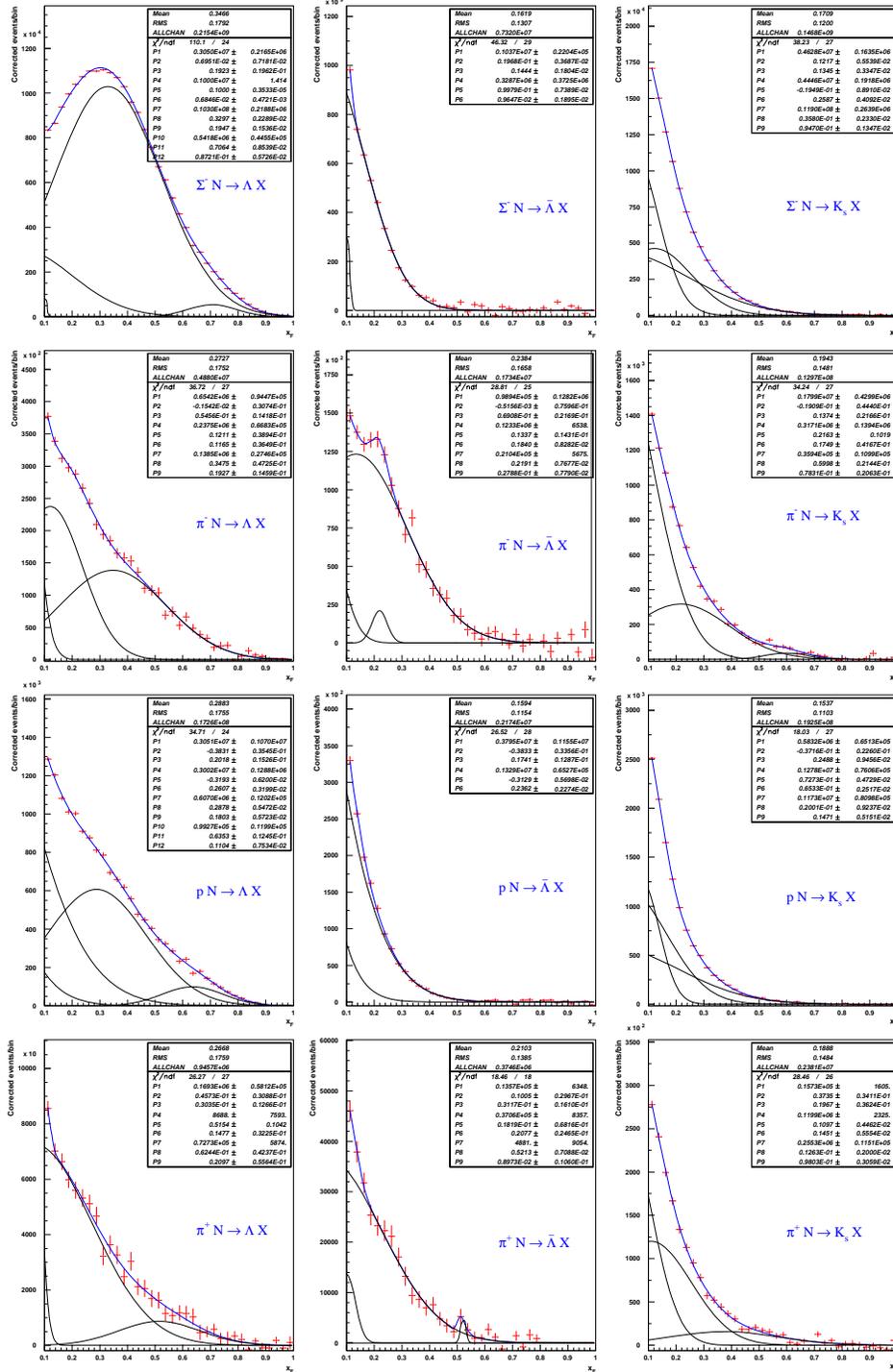


Tabla 5.4: Parámetros del ajuste del modelo B.

	$\mathbf{P}_1(\times 10^6)$	\mathbf{P}_2	\mathbf{P}_3	$\frac{\chi^2}{ndf}$
$\Sigma^- = d d s\rangle$	0.54 ± 0.04	0.71 ± 0.01	0.09 ± 0.01	5
$\rightarrow \Lambda = u d s\rangle$	10.3 ± 0.2	0.330 ± 0.002	0.195 ± 0.002	
	1.0 ± 10^{-6}	$0.1 \pm 4E-06$	0.0068 ± 0.0004	
	3.0 ± 0.2	0.01 ± 0.01	0.19 ± 0.02	
$\Sigma^- = d d s\rangle$	0.3 ± 0.4	0.10 ± 0.01	0.010 ± 0.002	2
$\rightarrow \bar{\Lambda} = \bar{u} \bar{d} \bar{s}\rangle$	1.04 ± 0.02	0.020 ± 0.004	0.144 ± 0.002	
$\Sigma^- = d d s\rangle$	4.6 ± 0.2	0.12 ± 0.01	0.134 ± 0.003	1
$\rightarrow K_s = \bar{d} s\rangle$	11.9 ± 0.3	0.036 ± 0.002	0.0068 ± 0.0	
$\rightarrow K_s = d \bar{s}\rangle$	4.4 ± 0.2	-0.02 ± 0.01	0.095 ± 0.001	
$\pi^- = d \bar{u}\rangle$	0.14 ± 0.03	0.35 ± 0.05	0.19 ± 0.01	1
$\rightarrow \Lambda = u d s\rangle$	0.24 ± 0.07	0.12 ± 0.04	0.12 ± 0.04	
	0.65 ± 0.09	0.00 ± 0.03	0.05 ± 0.01	
$\pi^- = d \bar{u}\rangle$	0.02 ± 0.01	0.22 ± 0.01	0.03 ± 0.01	1
$\rightarrow \bar{\Lambda} = \bar{u} \bar{d} \bar{s}\rangle$	0.12 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.18 ± 0.01	
	0.1 ± 0.1	0.00 ± 0.08	0.07 ± 0.02	
$\pi^- = d \bar{u}\rangle$	0.36 ± 0.01	0.60 ± 0.02	0.08 ± 0.02	1
$\rightarrow K_s = \bar{d} s\rangle$	0.32 ± 0.14	0.2 ± 0.1	0.17 ± 0.04	
$\rightarrow K_s = d \bar{s}\rangle$	1.8 ± 0.4	-0.02 ± 0.04	0.14 ± 0.02	
$p = u u d\rangle$	0.10 ± 0.01	0.64 ± 0.01	0.11 ± 0.01	1
$\rightarrow \Lambda = u d s\rangle$	0.61 ± 0.01	0.29 ± 0.01	0.18 ± 0.01	
	3.0 ± 0.1	-0.32 ± 0.01	0.261 ± 0.003	
	3.1 ± 1.1	-0.38 ± 0.04	0.20 ± 0.02	
$p = u u d\rangle$	1.33 ± 0.07	-0.31 ± 0.01	0.236 ± 0.002	1
$\rightarrow \bar{\Lambda} = \bar{u} \bar{d} \bar{s}\rangle$	3.8 ± 1.2	-0.38 ± 0.04	0.17 ± 0.01	
$p = u u d\rangle$	1.3 ± 0.1	0.073 ± 0.005	0.07 ± 0.003	1
$\rightarrow K_s = \bar{d} s\rangle$	1.2 ± 0.1	0.02 ± 0.01	0.15 ± 0.005	
$\rightarrow K_s = d \bar{s}\rangle$	0.6 ± 0.1	-0.04 ± 0.02	0.25 ± 0.01	
$\pi^+ = u \bar{d}\rangle$	0.01 ± 0.01	0.5 ± 0.1	0.15 ± 0.03	1
$\rightarrow \Lambda = u d s\rangle$	0.07 ± 0.01	0.06 ± 0.04	0.21 ± 0.06	
	0.17 ± 0.06	0.05 ± 0.03	0.03 ± 0.01	
$\pi^+ = u \bar{d}\rangle$	0.005 ± 0.009	0.52 ± 0.01	0.01 ± 0.01	1
$\rightarrow \bar{\Lambda} = \bar{u} \bar{d} \bar{s}\rangle$	0.01 ± 0.01	0.10 ± 0.03	0.03 ± 0.02	
	0.04 ± 0.01	0.02 ± 0.07	0.21 ± 0.02	
$\pi^+ = u \bar{d}\rangle$	0.016 ± 0.002	0.37 ± 0.03	0.20 ± 0.04	1
$\rightarrow K_s = \bar{d} s\rangle$	0.120 ± 0.002	0.110 ± 0.004	0.15 ± 0.01	
$\rightarrow K_s = d \bar{s}\rangle$	0.26 ± 0.01	0.013 ± 0.002	0.100 ± 0.003	

Los resultados del ajuste del modelo B se muestran en la tabla 5.4. Se observa que, para cada haz por separado, las medias ($P2$) de $G^{u/d}$ y G^s de Λ son iguales, dentro de las barras de error, a las de $G^{u/d}$ y G^s de $\bar{\Lambda}$.

5.3 Conclusiones

- Se midieron las distribuciones en x_F , p_T y p_T^2 de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s producidas por los haces Σ^- , p , π^- y π^+ en los rangos $0.1 \leq x_F \leq 1$, $0 \leq p_T \leq 3.25$ GeV/c y $0 \leq p_T^2 \leq 11$ (GeV/c)².
- Se midieron las distribuciones como función de x_F , p_T y p_T^2 de las asimetrías de producción Λ - $\bar{\Lambda}$ producidas por los haces Σ^- , p , π^- y π^+ en los rangos $0.1 \leq x_F \leq 1$, $0 \leq p_T \leq 3.25$ GeV/c y $0 \leq p_T^2 \leq 11$ (GeV/c)².
- Se midieron las distribuciones como función de x_F de la asimetría producción Λ - $\bar{\Lambda}$ producidas por el haz de π^- para cada uno de los conjuntos de datos almacenados en el vtup4, incluyendo el conjunto de los datos no filtrados p2u01. Resultó que las asimetrías son diferentes para cada conjunto de datos, lo cual implica que se utilizó una versión diferente del mecanismo disparador (trigger) para cada conjunto en la toma de datos.
- El modelo A no describe la producción inclusiva de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s como función de x_F y p_T .
- El modelo B si describe la producción inclusiva de Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s como función de x_F .

Apéndice A

Tablas de los resultados

A continuación se muestran las tablas A.1, A.2, A.3, A.4, A.5, A.6, A.7, A.8, A.9, A.10, A.11, A.12 de los números de eventos de las distribuciones no corregidas en x_F , en p_T , y en p_T^2 y de las distribuciones corregidas en x_F , de los hadrones Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s producidos inclusivamente por los haces Σ^- , π^- , p y π^+ . Los errores que se muestran son estadísticos.

Tabla A.1: No. de eventos en las distribuciones no corregidas en x_F de Λ .

Int. en x_F	No. de eventos (no corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow \Lambda$	$\pi^- \rightarrow \Lambda$	$p \rightarrow \Lambda$	$\pi^+ \rightarrow \Lambda$
(0.100:0.125)	116430 ± 388	5288 ± 88	20285 ± 165	1352 ± 44
(0.125:0.150)	96995 ± 350	3818 ± 76	20285 ± 142	897 ± 36
(0.150:0.175)	87353 ± 327	2924 ± 65	11511 ± 123	709 ± 32
(0.175:0.200)	78937 ± 309	2372 ± 57	9195 ± 110	547 ± 27
(0.200:0.225)	71228 ± 293	1984 ± 50	7936 ± 101	446 ± 25
(0.225:0.250)	64478 ± 279	1608 ± 45	6346 ± 91	374 ± 22
(0.250:0.275)	58502 ± 266	1299 ± 42	5450 ± 85	321 ± 21
(0.275:0.300)	52283 ± 251	1003 ± 37	4542 ± 78	264 ± 19
(0.300:0.325)	47324 ± 238	838 ± 34	3978 ± 73	165 ± 16
(0.325:0.350)	42353 ± 226	721 ± 31	3206 ± 67	170 ± 16
(0.350:0.375)	37779 ± 214	587 ± 29	2783 ± 61	140 ± 14
(0.375:0.400)	33212 ± 201	514 ± 27	2405 ± 58	98 ± 12
(0.400:0.425)	28406 ± 187	457 ± 25	2006 ± 53	111 ± 12
(0.425:0.450)	24900 ± 176	373 ± 22	1590 ± 48	72 ± 10
(0.450:0.475)	21031 ± 161	281 ± 20	1386 ± 44	65 ± 10
(0.475:0.500)	17597 ± 148	252 ± 19	1165 ± 41	50 ± 9
(0.500:0.525)	14439 ± 135	226 ± 17	933 ± 38	45 ± 8
(0.525:0.550)	12211 ± 124	140 ± 15	818 ± 35	30 ± 7
(0.550:0.575)	9848 ± 112	140 ± 15	677 ± 32	26 ± 7
(0.575:0.600)	7936 ± 102	93 ± 12	517 ± 29	27 ± 6
(0.600:0.625)	6404 ± 91	108 ± 12	508 ± 27	25 ± 6
(0.625:0.650)	4774 ± 80	74 ± 10	334 ± 23	21 ± 6
(0.650:0.675)	4036 ± 73	55 ± 9	334 ± 22	9 ± 5
(0.675:0.700)	3114 ± 66	44 ± 8	252 ± 20	9 ± 4
(0.700:0.725)	2452 ± 58	24 ± 7	191 ± 17	10 ± 3
(0.725:0.750)	1916 ± 51	25 ± 7	150 ± 15	4 ± 3
(0.750:0.775)	1332 ± 44	24 ± 6	107 ± 13	4 ± 4
(0.775:0.800)	1031 ± 38	-2 ± 4	75 ± 11	5 ± 3
(0.800:0.825)	748 ± 33	5 ± 4	53 ± 10	3 ± 3
(0.825:0.850)	475 ± 27	12 ± 5	28 ± 8	-2 ± 1
(0.850:0.875)	286 ± 21	6 ± 3	21 ± 7	2 ± 1
(0.875:0.900)	180 ± 17	4 ± 3	7 ± 6	-1 ± 2
(0.900:0.925)	87 ± 13	1 ± 2	2 ± 5	-1 ± 2
(0.925:0.950)	29 ± 9	1 ± 1	3 ± 3	2 ± 1
(0.950:0.975)	11 ± 6	1 ± 1	1 ± 2	-1 ± 1
(0.975:1.000)	5 ± 5	-1 ± 1	1 ± 2	1 ± 2

Tabla A.2: No. de eventos en las distribuciones no corregidas en x_F de $\bar{\Lambda}$.

Int. en x_F	No. de eventos (no corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	$\pi^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	$p \rightarrow \bar{\Lambda}$	$\pi^+ \rightarrow \bar{\Lambda}$
(0.100:0.125)	13301 ± 176	2027 ± 61	5136 ± 87	731 ± 32
(0.125:0.150)	8024 ± 138	1508 ± 51	3227 ± 68	484 ± 27
(0.150:0.175)	5699 ± 110	1178 ± 44	2062 ± 55	337 ± 22
(0.175:0.200)	4041 ± 86	1022 ± 40	1442 ± 44	229 ± 18
(0.200:0.225)	2893 ± 70	885 ± 35	988 ± 36	182 ± 15
(0.225:0.250)	1918 ± 57	715 ± 32	631 ± 29	153 ± 14
(0.250:0.275)	1243 ± 48	529 ± 28	438 ± 24	129 ± 13
(0.275:0.300)	784 ± 42	402 ± 25	283 ± 20	93 ± 10
(0.300:0.325)	499 ± 37	291 ± 22	202 ± 16	65 ± 9
(0.325:0.350)	356 ± 34	303 ± 21	131 ± 13	42 ± 8
(0.350:0.375)	201 ± 31	172 ± 18	90 ± 12	35 ± 7
(0.375:0.400)	157 ± 30	147 ± 17	67 ± 9	26 ± 6
(0.400:0.425)	108 ± 29	100 ± 14	40 ± 8	26 ± 5
(0.425:0.450)	35 ± 27	81 ± 14	27 ± 7	15 ± 4
(0.450:0.475)	38 ± 25	69 ± 13	17 ± 6	10 ± 4
(0.475:0.500)	24 ± 23	39 ± 11	11 ± 6	6 ± 3
(0.500:0.525)	65 ± 23	35 ± 11	8 ± 3	13 ± 4
(0.525:0.550)	-11 ± 21	16 ± 8	4 ± 4	6 ± 3
(0.550:0.575)	40 ± 20	11 ± 8	-1 ± 4	2 ± 3
(0.575:0.600)	27 ± 19	4 ± 7	2 ± 4	2 ± 1
(0.600:0.625)	1 ± 18	9 ± 7	4 ± 3	5 ± 2
(0.625:0.650)	-27 ± 16	10 ± 5	5 ± 4	2 ± 1
(0.650:0.675)	18 ± 14	3 ± 5	1 ± 2	-2 ± 1
(0.675:0.700)	8 ± 14	-1 ± 4	2 ± 2	
(0.700:0.725)	-3 ± 11	6 ± 4	-4 ± 3	2 ± 1
(0.725:0.750)	-5 ± 10	-2 ± 4	4 ± 2	-1 ± 1
(0.750:0.775)	3 ± 10	2 ± 3	4 ± 3	2 ± 1
(0.775:0.800)	-1 ± 8	0 ± 4	0 ± 1	1 ± 1
(0.800:0.825)	7 ± 8	1 ± 4	3 ± 2	
(0.825:0.850)	-1 ± 7	-4 ± 3	3 ± 2	
(0.850:0.875)	21 ± 6	2 ± 3	-1 ± 2	
(0.875:0.900)	2 ± 5	0 ± 2	1 ± 1	
(0.900:0.925)	9 ± 5	3 ± 2	-2 ± 1	
(0.925:0.950)	4 ± 5	-3 ± 2	0 ± 1	
(0.950:0.975)	-5 ± 4	4 ± 2	1 ± 1	
(0.975:1.000)	0 ± 3	-4 ± 2	-3 ± 2	

Tabla A.3: No. de eventos en las distribuciones no corregidas en x_F de K_s .

Int. en x_F	No. de eventos (no corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow K_s$	$\pi^- \rightarrow K_s$	$p \rightarrow K_s$	$\pi^+ \rightarrow K_s$
(0.100:0.125)	387064 ± 853	32627 ± 273	66049 ± 355	7342 ± 117
(0.125:0.150)	272221 ± 710	22508 ± 231	44216 ± 291	5115 ± 97
(0.150:0.175)	189863 ± 596	16383 ± 198	28968 ± 238	3519 ± 81
(0.175:0.200)	134572 ± 504	11322 ± 170	19015 ± 196	2500 ± 69
(0.200:0.225)	95350 ± 429	8531 ± 148	12706 ± 164	1731 ± 59
(0.225:0.250)	67715 ± 369	6214 ± 131	8523 ± 139	1282 ± 50
(0.250:0.275)	47719 ± 320	4496 ± 117	5966 ± 118	955 ± 44
(0.275:0.300)	34970 ± 281	3169 ± 105	4416 ± 102	701 ± 39
(0.300:0.325)	25100 ± 247	2333 ± 95	2982 ± 87	461 ± 34
(0.325:0.350)	18256 ± 219	2019 ± 86	2136 ± 76	381 ± 30
(0.350:0.375)	12919 ± 194	1562 ± 79	1606 ± 67	293 ± 27
(0.375:0.400)	9445 ± 174	1006 ± 72	1163 ± 59	220 ± 25
(0.400:0.425)	6935 ± 154	886 ± 64	828 ± 52	169 ± 22
(0.425:0.450)	4587 ± 136	615 ± 57	536 ± 46	94 ± 19
(0.450:0.475)	3718 ± 122	458 ± 51	381 ± 41	86 ± 18
(0.475:0.500)	2624 ± 110	322 ± 46	302 ± 38	89 ± 16
(0.500:0.525)	1749 ± 99	277 ± 42	250 ± 33	68 ± 14
(0.525:0.550)	1166 ± 91	314 ± 38	140 ± 30	57 ± 13
(0.550:0.575)	1011 ± 83	184 ± 34	133 ± 28	37 ± 12
(0.575:0.600)	679 ± 75	172 ± 31	69 ± 25	38 ± 11
(0.600:0.625)	584 ± 70	138 ± 29	60 ± 23	9 ± 9
(0.625:0.650)	359 ± 64	65 ± 25	66 ± 21	4 ± 8
(0.650:0.675)	221 ± 59	59 ± 23	34 ± 20	12 ± 8
(0.675:0.700)	80 ± 54	66 ± 22	16 ± 18	0 ± 7
(0.700:0.725)	117 ± 50	34 ± 19	7 ± 17	28 ± 7
(0.725:0.750)	84 ± 45	24 ± 18	1 ± 16	5 ± 7
(0.750:0.775)	64 ± 41	6 ± 16	-1 ± 15	10 ± 6
(0.775:0.800)	17 ± 38	-4 ± 14	3 ± 14	-3 ± 5
(0.800:0.825)	41 ± 34	2 ± 13	13 ± 13	3 ± 5
(0.825:0.850)	39 ± 31	-8 ± 12	-19 ± 12	3 ± 6
(0.850:0.875)	56 ± 27	-6 ± 12	-7 ± 11	1 ± 4
(0.875:0.900)	10 ± 25	2 ± 10	-12 ± 10	-3 ± 5
(0.900:0.925)	-41 ± 22	20 ± 10	1 ± 8	-1 ± 5
(0.925:0.950)	27 ± 21	-4 ± 9	-5 ± 9	-3 ± 4
(0.950:0.975)	-16 ± 20	-3 ± 9	1 ± 8	-5 ± 4
(0.975:1.000)	-3 ± 19	4 ± 8	-7 ± 8	5 ± 4

Tabla A.4: No. de eventos en las distribuciones corregidas en x_F de Λ .

Int. en x_F	No. de eventos (corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow \Lambda$	$\pi^- \rightarrow \Lambda$	$p \rightarrow \Lambda$	$\pi^+ \rightarrow \Lambda$
(0.100:0.125)	8348632 \pm 27803	377237 \pm 6286	1286642 \pm 10469	85524 \pm 2753
(0.125:0.150)	8651236 \pm 31218	338704 \pm 6700	1203762 \pm 11182	70160 \pm 2821
(0.150:0.175)	9378617 \pm 35161	312158 \pm 6956	1082331 \pm 11605	66347 \pm 2996
(0.175:0.200)	9966684 \pm 39043	297715 \pm 7138	1011471 \pm 12151	59819 \pm 2969
(0.200:0.225)	10394170 \pm 42811	287717 \pm 7312	1003558 \pm 12818	56007 \pm 3122
(0.225:0.250)	10729840 \pm 46390	265841 \pm 7471	910086 \pm 13051	53201 \pm 3187
(0.250:0.275)	10984530 \pm 49878	242235 \pm 7830	876838 \pm 13614	51167 \pm 3286
(0.275:0.300)	10981560 \pm 52773	209160 \pm 7738	812623 \pm 13902	46738 \pm 3284
(0.300:0.325)	11040940 \pm 55632	194039 \pm 7825	785701 \pm 14344	32207 \pm 3201
(0.325:0.350)	10911130 \pm 58236	184284 \pm 8038	694771 \pm 14460	36362 \pm 3355
(0.350:0.375)	10694060 \pm 60712	164791 \pm 8054	658296 \pm 14545	32641 \pm 3297
(0.375:0.400)	10286420 \pm 62217	157821 \pm 8330	618170 \pm 14937	24794 \pm 3057
(0.400:0.425)	9591901 \pm 62977	152919 \pm 8472	558118 \pm 14728	30355 \pm 3383
(0.425:0.450)	9138597 \pm 64504	135596 \pm 8137	477231 \pm 14544	21210 \pm 3033
(0.450:0.475)	8367124 \pm 64219	110685 \pm 7789	447453 \pm 14249	20565 \pm 3116
(0.475:0.500)	7572102 \pm 63573	107309 \pm 8012	403490 \pm 14234	16944 \pm 3069
(0.500:0.525)	6707078 \pm 62884	103835 \pm 7984	345872 \pm 13964	16296 \pm 2964
(0.525:0.550)	6112866 \pm 62040	69284 \pm 7374	323911 \pm 13729	11585 \pm 2731
(0.550:0.575)	5305610 \pm 60330	74523 \pm 8073	285827 \pm 13358	10686 \pm 2788
(0.575:0.600)	4596085 \pm 58794	53183 \pm 7027	232355 \pm 12909	11792 \pm 2727
(0.600:0.625)	3982995 \pm 56772	66286 \pm 7262	242691 \pm 12943	11584 \pm 2662
(0.625:0.650)	3186443 \pm 53330	48706 \pm 6647	169400 \pm 11764	10310 \pm 2986
(0.650:0.675)	2889143 \pm 52408	38799 \pm 6504	179637 \pm 11857	4676 \pm 2798
(0.675:0.700)	2389838 \pm 50290	33252 \pm 6140	143580 \pm 11223	4943 \pm 1980
(0.700:0.725)	2017050 \pm 47313	19425 \pm 5948	115181 \pm 10497	5801 \pm 2009
(0.725:0.750)	1689360 \pm 45286	21669 \pm 6067	95669 \pm 9756	2448 \pm 2120
(0.750:0.775)	1258929 \pm 41992	22278 \pm 5413	72127 \pm 8917	2582 \pm 2415
(0.775:0.800)	1044839 \pm 38550	-1989 \pm 4219	53401 \pm 7702	3400 \pm 1799
(0.800:0.825)	813151 \pm 36316	5327 \pm 4127	39842 \pm 7404	2148 \pm 2148
(0.825:0.850)	554300 \pm 31508	13709 \pm 5358	22214 \pm 6347	-1507 \pm 1066
(0.850:0.875)	358536 \pm 26415	7354 \pm 3876	17577 \pm 5615	1586 \pm 1121
(0.875:0.900)	242679 \pm 22721	5265 \pm 3723	6180 \pm 5653	-834 \pm 1865
(0.900:0.925)	126297 \pm 18305	1415 \pm 3164	1862 \pm 4747	-877 \pm 1518
(0.925:0.950)	45395 \pm 14432	1524 \pm 1524	2945 \pm 3256	1843 \pm 1303
(0.950:0.975)	18602 \pm 10561	1643 \pm 1643	1035 \pm 2315	-968 \pm 968
(0.975:1.000)	9153 \pm 9858	-1775 \pm 1775	1092 \pm 1891	1018 \pm 2275

Tabla A.5: No. de eventos en las distribuciones corregidas en x_F de $\bar{\Lambda}$.

Int. en x_F	No. de eventos (corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	$\pi^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	$p \rightarrow \bar{\Lambda}$	$\pi^+ \rightarrow \bar{\Lambda}$
(0.100:0.125)	981754 ± 12984	148296 ± 4459	329845 ± 5566	46077 ± 2040
(0.125:0.150)	739092 ± 12745	137535 ± 4629	257264 ± 5435	37911 ± 2099
(0.150:0.175)	634020 ± 12218	129626 ± 4839	197473 ± 5285	31744 ± 2035
(0.175:0.200)	530557 ± 11356	132571 ± 5123	162063 ± 4919	25344 ± 2001
(0.200:0.225)	440608 ± 10632	133012 ± 5299	128058 ± 4684	23257 ± 1971
(0.225:0.250)	334397 ± 9909	122865 ± 5431	93058 ± 4307	22274 ± 2064
(0.250:0.275)	245504 ± 9556	102847 ± 5489	72716 ± 3991	21169 ± 2146
(0.275:0.300)	173949 ± 9255	87679 ± 5351	52433 ± 3626	17054 ± 1843
(0.300:0.325)	123520 ± 9206	70709 ± 5307	41468 ± 3386	13226 ± 1876
(0.325:0.350)	97761 ± 9288	81554 ± 5549	29619 ± 2974	9426 ± 1738
(0.350:0.375)	60943 ± 9419	51034 ± 5357	22299 ± 2868	8621 ± 1652
(0.375:0.400)	52352 ± 10120	47888 ± 5480	18112 ± 2522	6999 ± 1569
(0.400:0.425)	39475 ± 10505	35646 ± 5141	11755 ± 2351	7621 ± 1495
(0.425:0.450)	13984 ± 10639	31502 ± 5318	8597 ± 2318	4772 ± 1387
(0.450:0.475)	16558 ± 10867	29208 ± 5338	5849 ± 2036	3444 ± 1378
(0.475:0.500)	11383 ± 10981	17932 ± 4888	4080 ± 2131	2232 ± 1289
(0.500:0.525)	33505 ± 11675	17451 ± 5253	3192 ± 1382	5212 ± 15523
(0.525:0.550)	-6155 ± 11481	8639 ± 4112	1713 ± 1817	2588 ± 1364
(0.550:0.575)	24272 ± 12075	6424 ± 4851	-459 ± 2002	927 ± 1311
(0.575:0.600)	17756 ± 12425	2525 ± 4723	983 ± 2086	995 ± 703
(0.600:0.625)	712 ± 12685	6136 ± 4471	2103 ± 1487	2666 ± 1192
(0.625:0.650)	-20837 ± 12129	7362 ± 3606	2808 ± 2025	1142 ± 808
(0.650:0.675)	15049 ± 11941	2384 ± 4130	599 ± 1038	-1222 ± 864
(0.675:0.700)	7249 ± 12292	-858 ± 3094	1279 ± 1566	
(0.700:0.725)	-2948 ± 10987	5561 ± 3932	-2726 ± 1927	1398 ± 989
(0.725:0.750)	-5334 ± 11137	-2003 ± 4250	2905 ± 1779	-747 ± 747
(0.750:0.775)	3478 ± 11536	2167 ± 3753	3094 ± 2446	1598 ± 1130
(0.775:0.800)	-1262 ± 10634			854 ± 854
(0.800:0.825)	9635 ± 11266	1272 ± 4585	2633 ± 1962	
(0.825:0.850)	-1505 ± 10533	-5523 ± 4367	2804 ± 1619	
(0.850:0.875)	34640 ± 10301	3005 ± 4249	-996 ± 1725	
(0.875:0.900)	3628 ± 9250		1061 ± 1061	
(0.900:0.925)	18029 ± 9180	5376 ± 4007	-2264 ± 1601	
(0.925:0.950)	8891 ± 11334	-5900 ± 3406		
(0.950:0.975)	-12400 ± 9605	8666 ± 5307	1290 ± 1290	
(0.975:1.000)		-9592 ± 5874	-4136 ± 2388	

Tabla A.6: No. de eventos en las distribuciones corregidas en x_F de K_s .

Int. x_F	No. de eventos (corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow K_s$	$\pi^- \rightarrow K_s$	$p \rightarrow K_s$	$\pi^+ \rightarrow K_s$
(0.100:0.125)	17083160 ± 37665	1406417 ± 11750	2511128 ± 13505	277686 ± 4418
(0.125:0.150)	15025710 ± 39213	1213184 ± 12440	2091676 ± 13753	240642 ± 4578
(0.150:0.175)	12690480 ± 39814	1069141 ± 12921	1650773 ± 13580	199375 ± 4612
(0.175:0.200)	10646370 ± 39838	874386 ± 13145	1275626 ± 13148	166693 ± 4614
(0.200:0.225)	8778556 ± 39540	766591 ± 13340	986379 ± 12730	133519 ± 4559
(0.225:0.250)	7161529 ± 39027	641332 ± 13491	755597 ± 12281	112890 ± 4445
(0.250:0.275)	5738599 ± 38475	527544 ± 13697	597716 ± 11817	95001 ± 4371
(0.275:0.300)	4743150 ± 38061	419308 ± 13913	495769 ± 11420	78113 ± 4383
(0.300:0.325)	3814454 ± 37499	345807 ± 14063	372547 ± 10884	57143 ± 4213
(0.325:0.350)	3091850 ± 37058	333444 ± 14125	295254 ± 10482	52232 ± 4088
(0.350:0.375)	2427589 ± 36541	286161 ± 14402	244434 ± 10242	44210 ± 4124
(0.375:0.400)	1962047 ± 36136	203701 ± 14486	194110 ± 9816	36386 ± 4058
(0.400:0.425)	1587941 ± 35370	197699 ± 14200	151026 ± 9558	30532 ± 3921
(0.425:0.450)	1154940 ± 34314	150863 ± 13965	106530 ± 9168	18496 ± 3836
(0.450:0.475)	1027470 ± 33649	123277 ± 13777	82306 ± 8904	18383 ± 3788
(0.475:0.500)	794747 ± 33250	94963 ± 13598	70763 ± 8830	20624 ± 3786
(0.500:0.525)	579988 ± 32695	89414 ± 13507	63426 ± 8453	17051 ± 3493
(0.525:0.550)	423077 ± 33160	110867 ± 13333	38401 ± 8311	15444 ± 3522
(0.550:0.575)	401281 ± 32891	71039 ± 13149	39396 ± 8415	10819 ± 3397
(0.575:0.600)	294832 ± 32421	72618 ± 12903	22050 ± 7989	11979 ± 3424
(0.600:0.625)	277545 ± 33254	63741 ± 13178	20672 ± 8065	3056 ± 3204
(0.625:0.650)	18689 ± 33573	32871 ± 12823	24503 ± 7945	1463 ± 2925
(0.650:0.675)	126183 ± 33658	32706 ± 12629	13598 ± 8019	4723 ± 3198
(0.675:0.700)	50180 ± 33825	40169 ± 13138	6893 ± 7850	
(0.700:0.725)	80796 ± 34659	22766 ± 12527	3249 ± 7999	12766 ± 3350
(0.725:0.750)	64035 ± 34549	17726 ± 13212	500 ± 7862	2454 ± 3219
(0.750:0.775)	54036 ± 35036	4904 ± 13380	-539 ± 8163	5287 ± 2991
(0.775:0.800)	15960 ± 35241	-3631 ± 12514	1746 ± 7918	-1709 ± 2961
(0.800:0.825)	43013 ± 35931	2027 ± 13212	8175 ± 8127	1844 ± 3074
(0.825:0.850)	45997 ± 36676	-9100 ± 13266	-12925 ± 8078	1992 ± 3697
(0.850:0.875)	74797 ± 36236	-7717 ± 15108	-5159 ± 7834	718 ± 3130
(0.875:0.900)	15265 ± 38070	2934 ± 15384	-9598 ± 7837	-2334 ± 3565
(0.900:0.925)	-72361 ± 39661	33832 ± 17251	870 ± 7015	-845 ± 3870
(0.925:0.950)	55917 ± 44079	-7915 ± 18350	-4745 ± 8646	-2757 ± 4006
(0.950:0.975)	-39662 ± 49205	-7074 ± 20421	1038 ± 8624	-5014 ± 3884
(0.975:1.000)	-9146 ± 57281	11531 ± 23419	-7980 ± 9192	5490 ± 4252

Tabla A.7: No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T de Λ .

Int. en p_T	No. de eventos (no corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow \Lambda$	$\pi^- \rightarrow \Lambda$	$p \rightarrow \Lambda$	$\pi^+ \rightarrow \Lambda$
(0.00:0.25)	193989 \pm 510	6210 \pm 103	23646 \pm 183	1381 \pm 47
(0.25:0.50)	428156 \pm 751	13949 \pm 150	52203 \pm 269	3169 \pm 68
(0.50:0.75)	372797 \pm 690	12794 \pm 137	45706 \pm 247	2930 \pm 64
(0.75:1.00)	200195 \pm 498	7040 \pm 98	23784 \pm 176	1409 \pm 43
(1.00:1.25)	81283 \pm 315	2818 \pm 60	8997 \pm 108	593 \pm 28
(1.25:1.50)	29390 \pm 189	990 \pm 36	3275 \pm 64	198 \pm 16
(1.50:1.75)	9927 \pm 110	410 \pm 23	1042 \pm 36	57 \pm 9
(1.75:2.00)	3296 \pm 64	122 \pm 13	285 \pm 19	21 \pm 6
(2.00:2.25)	1166 \pm 38	27 \pm 7	111 \pm 12	9 \pm 4
(2.25:2.50)	356 \pm 22	19 \pm 5	28 \pm 6	7 \pm 3
(2.50:2.75)	95 \pm 13	7 \pm 3	12 \pm 4	
(2.75:3.00)	62 \pm 10	4 \pm 2	1 \pm 2	
(3.00:3.25)	8 \pm 5	0 \pm 1	-4 \pm 2	0 \pm 1

Tabla A.8: No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T de $\bar{\Lambda}$.

Int. en p_T	No. de eventos (no corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	$\pi^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	$p \rightarrow \bar{\Lambda}$	$\pi^+ \rightarrow \bar{\Lambda}$
(0.00:0.25)	14951 \pm 210	2325 \pm 70	5227 \pm 94	685 \pm 34
(0.25:0.50)	35176 \pm 295	5429 \pm 101	11634 \pm 139	1560 \pm 50
(0.50:0.75)	32274 \pm 257	4920 \pm 89	10397 \pm 126	1383 \pm 45
(0.75:1.00)	16597 \pm 174	2823 \pm 65	4913 \pm 83	696 \pm 31
(1.00:1.25)	6336 \pm 105	1129 \pm 41	1707 \pm 48	247 \pm 18
(1.25:1.50)	2082 \pm 60	450 \pm 26	533 \pm 27	84 \pm 10
(1.50:1.75)	823 \pm 36	179 \pm 16	168 \pm 15	24 \pm 5
(1.75:2.00)	230 \pm 21	45 \pm 9	49 \pm 8	15 \pm 4
(2.00:2.25)	93 \pm 14	28 \pm 6	28 \pm 5	6 \pm 2
(2.25:2.50)	27 \pm 9	5 \pm 4	4 \pm 3	2 \pm 1
(2.50:2.75)	1 \pm 5	9 \pm 4	1 \pm 2	4 \pm 2
(2.75:3.00)	5 \pm 4	3 \pm 2	1 \pm 1	
(3.00:3.25)	-3 \pm 4	2 \pm 2	-1 \pm 2	

Tabla A.9: No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T de K_s .

Int. en p_T	No. de eventos (no corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow K_s$	$\pi^- \rightarrow K_s$	$p \rightarrow K_s$	$\pi^+ \rightarrow K_s$
(0.00:0.25)	893730 \pm 1540	174650 \pm 487	147387 \pm 616	16035 \pm 197
(0.25:0.50)	1458666 \pm 1853	122945 \pm 590	240629 \pm 736	25867 \pm 238
(0.50:0.75)	902116 \pm 1391	79274 \pm 446	145762 \pm 549	15398 \pm 177
(0.75:1.00)	389235 \pm 883	35215 \pm 283	59595 \pm 342	6112 \pm 110
(1.00:1.25)	143046 \pm 527	13180 \pm 170	20171 \pm 197	2231 \pm 65
(1.25:1.50)	50636 \pm 310	4519 \pm 101	6659 \pm 112	781 \pm 37
(1.50:1.75)	17247 \pm 186	1547 \pm 61	2067 \pm 65	263 \pm 23
(1.75:2.00)	6156 \pm 114	607 \pm 39	667 \pm 38	78 \pm 13
(2.00:2.25)	2154 \pm 73	193 \pm 25	239 \pm 24	33 \pm 8
(2.25:2.50)	722 \pm 50	105 \pm 17	53 \pm 14	5 \pm 5
(2.50:2.75)	317 \pm 36	48 \pm 12	41 \pm 10	5 \pm 4
(2.75:3.00)	67 \pm 26	14 \pm 10	17 \pm 8	0 \pm 2
(3.00:3.25)	15 \pm 21	7 \pm 8	10 \pm 6	1 \pm 2

Tabla A.10: No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T^2 de Λ .

Int. p_T^2	No. de eventos (no corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow \Lambda$	$\pi^- \rightarrow \Lambda$	$p \rightarrow \Lambda$	$\pi^+ \rightarrow \Lambda$
(0:1)	1195137 \pm 1244	39993 \pm 248	145339 \pm 445	8889 \pm 113
(1:2)	103668 \pm 356	3571 \pm 68	11562 \pm 122	747 \pm 31
(2:3)	16534 \pm 142	636 \pm 29	1703 \pm 47	95 \pm 11
(3:4)	3694 \pm 68	133 \pm 14	334 \pm 21	27 \pm 6
(4:5)	1123 \pm 37	26 \pm 6	108 \pm 12	8 \pm 3
(5:6)	353 \pm 21	17 \pm 5	27 \pm 6	6 \pm 2
(6:7)	101 \pm 13	4 \pm 2	13 \pm 4	2 \pm 1
(7:8)	62 \pm 9	7 \pm 3	3 \pm 2	
(8:9)	40 \pm 8	3 \pm 2	1 \pm 2	
(9:10)	6 \pm 4	1 \pm 1	-5 \pm 2	-1 \pm 1
(10:11)	4 \pm 5	-1 \pm 2	2 \pm 1	1 \pm 1

Tabla A.11: No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T^2 de $\bar{\Lambda}$.

Int. en p_T^2	No. de eventos (no corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	$\pi^- \rightarrow \bar{\Lambda}$	$p \rightarrow \bar{\Lambda}$	$\pi^+ \rightarrow \bar{\Lambda}$
(0:1)	98998 ± 477	15497 ± 165	32171 ± 225	4324 ± 81
(1:2)	7901 ± 117	1456 ± 46	2114 ± 54	305 ± 20
(2:3)	1326 ± 46	289 ± 20	289 ± 20	50 ± 8
(3:4)	244 ± 22	58 ± 10	54 ± 8	15 ± 4
(4:5)	86 ± 13	27 ± 6	26 ± 5	6 ± 2
(5:6)	27 ± 9	7 ± 3	5 ± 3	2 ± 1
(6:7)	3 ± 5	2 ± 3	1 ± 2	2 ± 1
(7:8)	2 ± 4	7 ± 3	1 ± 2	2 ± 1
(8:9)	8 ± 3	2 ± 1	1 ± 1	
(9:10)	-3 ± 4	2 ± 2	-1 ± 2	
(10:11)	1 ± 2	-1 ± 2	2 ± 1	

Tabla A.12: No. de eventos en las distribuciones no corregidas en p_T^2 de K_s .

Int. p_T^2	No. de eventos (no corregidos)			
	$\Sigma^- \rightarrow K_s$	$\pi^- \rightarrow K_s$	$p \rightarrow K_s$	$\pi^+ \rightarrow K_s$
(0:1)	3643747 ± 2919	312084 ± 930	593373 ± 1157	63412 ± 372
(1:2)	182116 ± 593	16633 ± 192	25290 ± 220	2818 ± 72
(2:3)	28079 ± 235	2562 ± 77	3523 ± 84	449 ± 29
(3:4)	6890 ± 120	658 ± 41	751 ± 40	86 ± 14
(4:5)	2073 ± 71	178 ± 25	236 ± 23	31 ± 8
(5:6)	700 ± 48	107 ± 17	65 ± 14	4 ± 5
(6:7)	297 ± 34	42 ± 12	20 ± 10	3 ± 3
(7:8)	156 ± 27	24 ± 9	16 ± 7	4 ± 3
(8:9)	34 ± 21	9 ± 8	13 ± 7	1 ± 2
(9:10)	9 ± 17	9 ± 7	6 ± 5	-1 ± 2
(10:11)	7 ± 15	-3 ± 6	6 ± 4	2 ± 1

Apéndice B

Tablas de los resultados

A continuación se muestran las tablas con los valores de las asimetrías de producción $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de x_F y p_T , producidas inclusivamente por los haces Σ^- , π^- , p y π^+ . Los errores que se muestran son estadísticos.

Tabla B.1: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de x_F con el haz de Σ^- .

Haz	Intervalo en x_F	Asimetría
Σ^-	(0.100:0.125)	0.795 ± 0.004
	(0.125:0.150)	0.847 ± 0.005
	(0.150:0.175)	0.878 ± 0.005
	(0.175:0.200)	0.903 ± 0.005
	(0.200:0.225)	0.9219 ± 0.0055
	(0.225:0.250)	0.942 ± 0.006
	(0.250:0.275)	0.958 ± 0.006
	(0.275:0.300)	0.970 ± 0.007
	(0.300:0.325)	0.979 ± 0.007
	(0.325:0.350)	0.9833 ± 0.0075
	(0.350:0.375)	0.989 ± 0.008
	(0.375:0.400)	0.991 ± 0.009
	(0.400:0.450)	0.995 ± 0.005
	(0.450:0.500)	0.997 ± 0.007
	(0.500:0.550)	0.996 ± 0.009
	(0.550:0.600)	0.992 ± 0.011
	(0.600:0.650)	1.005 ± 0.013
(0.650:0.700)	0.993 ± 0.017	
(0.700:0.800)	1.002 ± 0.017	
(0.800:1.000)	0.960 ± 0.032	

Tabla B.2: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de x_F con el haz de π^- .

Haz	Intervalo en x_F	Asimetría
π^-	(0.100:0.125)	0.446 ± 0.016
	(0.125:0.150)	0.434 ± 0.019
	(0.150:0.200)	0.426 ± 0.021
	(0.200:0.250)	0.398 ± 0.022
	(0.250:0.225)	0.383 ± 0.023
	(0.300:0.250)	0.384 ± 0.025
	(0.350:0.400)	0.424 ± 0.019
	(0.400:0.475)	0.448 ± 0.024
	(0.475:0.550)	0.55 ± 0.03
	(0.550:0.750)	0.642 ± 0.037
	(0.750:1.000)	0.699 ± 0.038

Tabla B.3: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de x_F con el haz de p .

Haz	Intervalo en x_F	Asimetría
p	(0.100:0.125)	0.596 ± 0.009
	(0.125:0.150)	0.65 ± 0.01
	(0.150:0.200)	0.711 ± 0.008
	(0.200:0.250)	0.80 ± 0.01
	(0.250:0.300)	0.865 ± 0.013
	(0.300:0.350)	0.911 ± 0.016
	(0.350:0.400)	0.941 ± 0.019
	(0.400:0.500)	0.970 ± 0.018
	(0.500:0.600)	0.991 ± 0.026
	(0.600:0.750)	0.987 ± 0.033
	(0.750:1.000)	0.96 ± 0.08

Tabla B.4: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de x_F con el haz de π^+ .

Haz	Intervalo en x_F	Asimetría
π^+	(0.100:0.125)	0.298 ± 0.027
	(0.125:0.150)	0.299 ± 0.034
	(0.150:0.200)	0.379 ± 0.025
	(0.200:0.250)	0.420 ± 0.032
	(0.250:0.300)	0.450 ± 0.039
	(0.300:0.400)	0.547 ± 0.042
	(0.400:0.500)	0.679 ± 0.064
	(0.500:0.675)	0.735 ± 0.085
	(0.675:1.000)	0.795 ± 0.205

Tabla B.5: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de p_T con el haz de Σ^- .

Haz	Intervalo en p_T	Asimetría
Σ^-	(0.00:0.25)	0.857 ± 0.003
	(0.25:0.50)	0.848 ± 0.002
	(0.50:0.75)	0.841 ± 0.002
	(0.75:1.00)	0.847 ± 0.003
	(1.00:1.50)	0.859 ± 0.004
	(1.50:2.00)	0.852 ± 0.011
	(2.00:3.25)	0.864 ± 0.031

Tabla B.6: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de p_T con el haz de π^- .

Haz	Intervalo en p_T	Asimetría
π^-	(0.00:0.25)	0.455 ± 0.016
	(0.25:0.50)	0.44 ± 0.01
	(0.50:0.75)	0.44 ± 0.01
	(0.75:1.00)	0.428 ± 0.013
	(1.00:1.50)	0.414 ± 0.015
	(1.50:3.25)	0.370 ± 0.036

Tabla B.7: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de p_T con el haz de p .

Haz	Intervalo en p_T	Asimetría
p	(0.00:0.25)	0.638 ± 0.008
	(0.25:0.50)	0.636 ± 0.006
	(0.50:0.75)	0.629 ± 0.006
	(0.75:1.00)	0.658 ± 0.008
	(1.00:1.50)	0.69 ± 0.01
	(1.50:3.25)	0.71 ± 0.03

Tabla B.8: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de p_T con el haz de π^+ .

Haz	Intervalo en p_T	Asimetría
π^+	(0.00:0.25)	0.34 ± 0.03
	(0.25:0.50)	0.34 ± 0.019
	(0.50:0.75)	0.359 ± 0.019
	(0.75:1.00)	0.339 ± 0.027
	(1.00:1.50)	0.410 ± 0.032
	(1.50:3.25)	0.297 ± 0.087

Tabla B.9: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de p_T^2 con el haz de Σ^- .

Haz	Intervalo en p_T^2	Asimetría
Σ^-	(0.0:1.0)	0.847 ± 0.001
	(1.0:2.0)	0.858 ± 0.004
	(2.0:3.0)	0.852 ± 0.011
	(3.0:4.0)	0.876 ± 0.024
	(4.0:6.0)	0.858 ± 0.033
	(6.0:11.0)	0.90 ± 0.09

Tabla B.10: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de p_T^2 con el haz de π^- .

Haz	Intervalo en p_T^2	Asimetría
π^-	(0.0:1.0)	0.441 ± 0.006
	(1.0:2.0)	0.421 ± 0.018
	(2.0:3.0)	0.38 ± 0.04
	(3.0:5.0)	0.303 ± 0.067
	(5.0:11.0)	0.240 ± 0.145

Tabla B.11: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de p_T^2 con el haz de p .

Haz	Intervalo en p_T^2	Asimetría
p	(0.0:1.0)	0.638 ± 0.003
	(1.0:2.0)	0.691 ± 0.012
	(2.0:3.0)	0.710 ± 0.031
	(3.0:4.0)	0.72 ± 0.07
	(4.0:11.0)	0.620 ± 0.087

Tabla B.12: Asimetría de prod. $\Lambda\bar{\Lambda}$ como función de p_T^2 con el haz de π^+ .

Haz	Intervalo en p_T^2	Asimetría
π^+	(0.0:1.0)	0.345 ± 0.011
	(1.0:2.0)	0.420 ± 0.038
	(2.0:3.0)	0.310 ± 0.098
	(3.0:4.0)	0.286 ± 0.179
	(4.0:11.0)	0.143 ± 0.191

Referencias

- [1] G. D. Rochester and C. C. Butler, *Nature* **160** (1947), 855–857.
- [2] S. Eidelman et al., *Review of particle physics*, *Phys. Lett. B* **592** (2004).
- [3] I. Abt et al., *Inclusive V^0 production cross sections from 920 GeV fixed target proton-nucleus collisions*, *Eur. Phys. J. C* **29** (2003), 181–190, hep-ex/0212040.
- [4] M. I. Adamovich et al., *V^0 , Ξ^+ , Ω^- inclusive production cross section measured in hyperon experiment WA89 at CERN*, *Eur. Phys. J. C* **26** (2003), 357–370.
- [5] G. A. Alves et al., *Asymmetries in the production of Λ^0 in 250 GeV/c π^\pm , K^\pm and p - nucleon interactions*, *Phys. Lett. B* **559** (2003), 179–186, hep-ex/0303027.
- [6] E. M. Aitala et al., *Asymmetries in the production of Λ^0 , Ξ^- , and Ω^- hyperons in 500 GeV/c π^- - nucleon interactions*, *Phys. Lett. B* **496** (2000), 9–18, hep-ex/0009016.
- [7] J. Lach, *E781 hyperon spectrometer constants*, Research Note H-808, SELEX Collaboration, 1998.
- [8] J. Lach, *E781 hyperon beam and targeting system*, Research Note H-819, SELEX Collaboration, 1999.
- [9] J. L. Langland, *Hyperon and anti-hyperon production in p -Cu interactions*, Ph.D. thesis, University of Iowa, 1995.
- [10] J. L. Langland, *Hyperon beam flux parametrization for E781 based on E497 data*, Research Note H-693, SELEX Collaboration, 1994.
- [11] N. Bondar et al., *E781 beam transition radiation detector*, Research Note H-746, SELEX Collaboration, 1995.
- [12] U. Dersch et al., *Total cross section measurements with π^- , Σ^- and protons on nuclei and nucleons around 600 GeV/c*, *Nucl. Phys. B* **579** (2000), 277–312, hep-ex/9910052.
- [13] A. Y. Kushnirenko, *Precision measurements of Λ_c^+ and D^0 lifetimes*, Ph.D. thesis, Carnegie Mellon University, 2000.

-
- [14] K. Nelson and C. Newsom, *E781 beam silicon detector alignment procedure and database*, Research Note H-771, SELEX Collaboration, 1996.
- [15] P. Matthew and J. Russ, *Primary vertexing in the online filter*, Research Note H-796, SELEX Collaboration, 1997.
- [16] A. Kushnirenko, M. Mattson, and J. Russ, *Geometry of Vertex SSD*, Research Note H-756, SELEX Collaboration, 1995.
- [17] P. Pogodin et al., *Drift chamber of the M1 spectrometer: the detector, electronics and software*, Research Note H-788, SELEX Collaboration, 1997.
- [18] K. Königsmann, S. Masciocchi, and K. Vorwalter, *The large angle silicon detectors (LASD) for E781*, Research Note H-661, SELEX Collaboration, 1994.
- [19] U. Dersch et al., *Mechanical design of the large angle silicon detectors*, Research Note H-804, SELEX Collaboration, 1998.
- [20] N. Akchurin and A. Penzo, *What, why, how, and when of E781 scintillating fiber beam hodoscope*, Research Note H-705, SELEX Collaboration, 1995.
- [21] G. Dirkes et al., *E781 hodoscope 1 position and efficiency measurement*, Research Note H-818, SELEX Collaboration, 1999.
- [22] J. Engelfried et al., *The SELEX phototube rich detector*, Nucl. Instrum. Meth. A **431** (1999), 53–69, hep-ex/9811001.
- [23] T. Lungov and L. G. Emediato, *Vector drift chamber database*, Research Note H-779, SELEX Collaboration, 1997.
- [24] A. Kulyavtsev et al., *E781 hardware trigger preliminary design*, Research Note H-676, SELEX Collaboration, 1994.
- [25] J. Engelfried, P. S. Cooper, and D. Mao, *The E781 trigger and data acquisition system*, Research Note H-643, SELEX Collaboration, 1995.
- [26] M. E. Mattson, *Search for baryons with two charm quarks*, Ph.D. thesis, Carnegie Mellon University, 2002.
- [27] P. S. Cooper et al., *SELEX charged particle tracking*, Research Note, SELEX Collaboration, 1996.
- [28] J. Russ, *VERTEX code package*, Research Note, SELEX Collaboration, 1997.
- [29] P. Matthew and J. Russ, *E781 reconstruction for $\Lambda_c \rightarrow pK^- \pi^+$ at $x_F = 0.20$* , Research Note H-678, SELEX Collaboration, 1994.

- [30] J. Engelfried, *Recon*, Research note, SELEX Collaboration, 1998, http://www-selex.fnal.gov/computing/soap/soap_frame.html.
- [31] J. Engelfried, *SELEX minidst (VTUP/FTUP) format for Pass2*, Research Note H-824, SELEX Collaboration, 2000.
- [32] Jianming You, *Production in SELEX*, Research Note H-816, SELEX Collaboration, 1998.
- [33] N. Kuropatkin, *Pass 2 production in SELEX*, Research Note H-826, SELEX Collaboration, 2000.
- [34] Jianming You, *Event embedding in SELEX*, Research Note H-815, SELEX Collaboration, 1998.
- [35] M. Procaro and S. Kushnirenko, *EDG - Embedded Data Generator for SELEX*, Research note, SELEX Collaboration, 1998, http://home.fnal.gov/~syjun/edg_doc.html.
- [36] CLEO Collaboration, *Comprehensive QQ documentation*, Research note, <http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/qq/qq-expert.html>.
- [37] R. Blankenbecler and S. J. Brodsky, *Unified description of inclusive and exclusive reactions at all momentum transfers*, Phys. Rev. D **10** (1974), 2973–2992.
- [38] *PAW - Physics Analysis Workstation*, CERN-IT Division, Geneva, Switzerland, January 1999.
- [39] Eric Vázquez-Jáuregui, *Understanding vtuples with fortran*, Research Note H-841, SELEX Collaboration, 2003.
- [40] B. Andersson, G. Gustafson, and B. Söderberg, Z. Phys. C **20** (1983), 317.
- [41] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **27** (1982), 243.
- [42] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelmann, and T. Sjöstrand, Phys. Rep. D **97** (1983), 31.
- [43] B. R. Webber, Nucl. Phys. B **238** (1984), 492.
- [44] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B **238** (1984), 1.
- [45] K. P. Das and R. C. Hwa, Phys. Lett. B **68** (1977), 459.
- [46] J. Ranft, Phys. Rev. D **18** (1978), 1491.
- [47] E. Braaten, Y. Jia, and T. Mehen, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 122002.
- [48] R. Vogt and S. J. Brodsky, Nucl. Lett. B **478** (1996), 311.

- [49] J. C. Anjos, G. Herrera, J. Magnin, and F. R. A. Simão, Phys. Rev. D **56** (1997), 394.
- [50] J. C. Anjos, J. Magnin, and G. Herrera, Phys. Lett. B **523** (2001), 29–34.