

Estudio de la Fotoproducción asimétrica de
mesones con encanto, usando datos del
experimento FOCUS.

Elsa Fabiola Vázquez Valencia.

Asesor:

Dr. Alberto Sánchez Hernández.

4 de mayo de 2005

A mis padres,
los mejores del mundo

A Sofía y Salvador,
lo mejor que me ha pasado en la vida

A mis maestros y amigos,
por sus enseñanzas y apoyo en todo momento

A todas las mujeres del mundo.

”Lo que me apasiona en la vida es poder colaborar en una obra,
en una realidad más duradera que yo”.

Teilhard de Chardin

Agradecimientos

Ser parte de un experimento de altas energías es un gran logro en todos los aspectos, sobre todo para estudiantes de un país como México. Así que mi primer agradecimiento va para el CINVESTAV y todos los maestros que de alguna u otra forma me llevaron por el camino de la física de partículas y altas energías, agradezco sus enseñanzas, sus consejos y su apoyo económico.

Experimentos de este tamaño no se hacen de la noche a la mañana, ni entre dos o tres personas, sino al contrario, requieren de muchos meses de trabajo y de mucha gente involucrada en que las cosas salgan bien, de países enteros interesados en promover la física elemental, o dicho de otra manera: la física que así de entrada no pareciera tener ninguna aplicación a corto plazo. A lo largo de mi estancia en Fermilab, en particular en FOCUS, conocí a un sinnúmero de físicos de países diversos, con lenguas diferentes pero todos centrados en un mismo objetivo: El buen funcionamiento del E831 y su buen aprovechamiento para obtener resultados satisfactorios y de gran alcance en la física. Me siento orgullosa de ser parte de FOCUS y agradezco enormemente a TODA la colaboración, desde los *chairmen* y maestros hasta los estudiantes, a todos les agradezco sus enseñanzas, su compañerismo y en muchos casos su amistad. Muy en especial agradezco a John Cumalat por toda la ayuda brindada durante mi estancia en Fermi y después en Boulder, Colorado, a Angel López y Will Johns cuando estuve en Puerto Rico (nunca olvidaremos esa semana durante y después del huracán "George"), a Héctor Méndez y su familia por su amistad y ayuda durante toda mi estancia en Fermilab, y a David y Rosi Olaya por el cariño y cuidado brindado a Sofía.

A mis maestros del Cinvestav: Miguel Angel Pérez, siempre preocupado por los estudiantes y en especial por mí, porque acabara esto que empecé ya

hace tanto tiempo. A Alberto Sánchez por su gran interés en este trabajo y su gran ayuda para llegar hasta aquí. A los lectores de mi tesis: Heriberto Castilla, Eleazar Cuautle, Gabino Torres y Miguel Angel Pérez por sus comentarios y sugerencias, les agradezco mucho.

A los maestros de mi *alma mater*: la Universidad Iberoamericana, agradezco sus enseñanzas y su paciencia. Y nunca he dejado de creer en que: "LA VERDAD NOS HARA LIBRES".

Este trabajo fue realizado gracias al apoyo económico del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) y a las siguientes organizaciones: el Departamento de Física y la Secretaría Académica del Centro de Investigación y Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional (CINVESTAV-IPN); al Fermi National Accelerator Laboratory (FERMI-LAB); al Recinto Universitario de Mayagüez de la Universidad de Puerto Rico (RUM); y a la Universidad de Colorado en Boulder.

Abstract

Using data from the fixed target charm-photoproduction experiment, Fermilab FOCUS/E831, we studied the asymmetric production of the mesons: D^0 , D^+ y D_s^+ . Even when the asymmetry in the production of charm particles, defined as the ratio between particles and antiparticles, at next leading order in quantum chromodynamics (QCD) is almost zero, in data we observe asymmetries probably associated to the fragmentation processes. Since these are the less understood phenomena in QCD, the results in the present work could be of great importance to understand them. We found asymmetries in the production of the mesons D^+ and D^0 (statistic significant), for the D_s^+ we only observed an asymmetry not conclusive. We also report an study of the production asymmetries vs. the kinematic variables: p_T^2 (square transversal momentum of the particles), p_L or p_Z (longitudinal momentum), x_F (Feynman x) and E_γ (photon beam energy).

Resumen

Usando datos del experimento de blanco fijo de foto-producción de "quarks" con encanto, FOCUS/E831 de Fermilab, estudiamos la producción asimétrica de los mesones: D^0 , D^+ y D_s^+ . Si bien la asimetría en la producción de partículas con encanto, definida como la razón de partículas a antipartículas, aún al siguiente nivel de aproximación en Cromodinámica Cuántica es nula, en datos se observan asimetrías no nulas presumiblemente asociadas a los procesos de fragmentación. Siendo estos fenómenos los menos conocidos en Cromodinámica Cuántica, los resultados en los presentes estudios pudieran ser de gran importancia en el entendimiento de los mismos. En el presente trabajo se encontró que las asimetrías en la producción de los mesones D^+ y D^0 no son nulas (estadísticamente significante), mientras que solo se observa una asimetría pequeña en la producción del mesón D_s^+ . De igual forma se reporta un estudio en las asimetrías de producción de estas partículas como función de las variables cinemáticas p_T^2 (momento transversal de las partículas al cuadrado), p_L ó p_Z (momento longitudinal de las partículas), x_F (x de Feynman) y E_γ (energía del haz de fotones).

Índice general

1. INTRODUCCION	1
2. FOTOPRODUCCION	3
2.1. Creación del Par $c \bar{c}$	4
2.2. Hadronización	6
3. FOCUS: El Espectrómetro	9
3.1. Línea del haz de fotones de banda ancha	10
3.1.1. Sistema de Etiquetado del Haz	12
3.2. Blanco	13
3.3. Detectores de Silicón Laminado	15
3.4. Los Magnetos	16
3.5. Cámaras Proporzionales de Alambre	16
3.6. Cámaras de Tubo de Popote	18
3.7. El sistema Čerenkov, para identificación de partículas	19
3.7.1. C1	20
3.7.2. C2	21
3.7.3. C3	21
3.8. Calorímetros	22
3.8.1. Calorímetro Electromagnético Exterior (OE)	23
3.8.2. Calorímetro Electromagnético Interior (IE)	23
3.8.3. Calorímetro Hadrónico (HC)	24

3.9.	Detectores de muones	24
3.9.1.	Detector de muones exterior	24
3.9.2.	Detector de muones interior	25
3.10.	Disparador	25
3.10.1.	Primer Nivel de <i>trigger</i>	26
3.10.2.	<i>Trigger</i> de segundo nivel	28
3.11.	Sistema de adquisición de datos	29
4.	MONTE CARLO	30
4.1.	Generalidades	30
4.2.	Función de Reyección	32
4.3.	Determinación del número de eventos	32
4.4.	Estudios de Eficiencia	35
5.	SELECCION DE CANDIDATOS	39
5.1.	Reconstrucción de datos y Skims	39
5.1.1.	Pass1	39
5.1.2.	Skim1	40
5.1.3.	Skim2	40
5.2.	Vértices	41
5.2.1.	Nivel de confianza de Vértices	41
5.2.2.	Separación (L/σ_L)	42
5.2.3.	Aislamiento Primario (<i>Primary Isolation (ISO1)</i>)	42
5.2.4.	Aislamiento Secundario I (<i>Secondary Isolation I (ISO2)</i>)	42
5.2.5.	Aislamiento Secundario II (<i>Secondary Isolation II (ISO3)</i>)	43
5.2.6.	Z primario	43
5.3.	Identificación de partículas mediante los Čerenkov	43
5.3.1.	Identificación de kaones	44
5.3.2.	Identificación de piones	44

6. RESULTADOS	46
6.1. Asimetría	46
6.2. Procedimiento	47
6.3. Resultados	49
6.3.1. Errores	50
6.3.2. Asimetrías en función de las variables cinemáticas . . .	52
7. CONCLUSIONES	69
A. Gráficas de Eficiencia	71
B. <i>Fits</i> de los Datos	87

Índice de cuadros

3.1. Conformación de gases en los Čerenkovs y umbral de momento	20
3.2. <i>MG triggers</i>	27
3.3. <i>Triggers</i> de segundo nivel	28
4.1. Tabla de eficiencias globales para partículas y anti-partículas. .	37
5.1. Descripción del Super-stream	40
5.2. Cortes de selección	45
6.1. Tabla de yields globales para partículas y anti-partículas. . . .	49
6.2. Tabla de asimetrías globales. En los datos de FOCUS el primer error es el error estadístico y el segundo es el error sistemático.	50
6.3. Comparación de asimetrías en función de las variaciones en L/σ y pionicity	51
6.4. Comparación de asimetrías en función de las variaciones en los <i>fits</i> y las eficiencias	51
7.1. Tabla de asimetrías globales	69

Índice de figuras

2.1. Diagramas a primer orden de la fusión fotón-gluón	5
2.2. Modelo de fragmentación de cuerdas	7
3.1. Componentes de la línea del haz de fotones de banda ancha. . .	11
3.2. Diagrama del Espectrómetro	14
3.3. Diagrama de la región del blanco.	15
3.4. Orientación de los planos de las PWC	17
3.5. Geometría de C1	20
3.6. Geometría de C2	21
3.7. Geometría de C3	22
4.1. Función de Reyección para partículas y anti-partículas para cada modo de decaimiento	33
4.2. Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ para los diferentes <i>bins</i> de p_T^2 para el Monte Carlo generado.	34
4.3. Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ para los diferentes <i>bins</i> de p_T^2 para el Monte Carlo reconstruido.	36
4.4. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de p_T^2	38
5.1. Esquema del decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	41
6.1. Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ para los diferentes <i>bins</i> de p_T^2 para los datos analizados.	48

6.2.	Diferencia esquemática entre los decaimientos $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y $D^{*+} \rightarrow \pi^+(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	53
6.3.	Asimetrías para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ en función de las variables cinemáticas	54
6.4.	Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas	55
6.5.	Asimetrías para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ en función de las variables cinemáticas	56
6.6.	Asimetrías para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas	57
6.7.	Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas	58
6.8.	Asimetrías para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación $L/\sigma > 5$	59
6.9.	Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación $L/\sigma > 5$	60
6.10.	Asimetrías para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ en función de las variables cinemáticas con variación $L/\sigma > 5$	61
6.11.	Asimetrías para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación $L/\sigma > 5$	62
6.12.	Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación $L/\sigma > 5$	63
6.13.	Asimetrías para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación pionicity > -4	64
6.14.	Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación pionicity > -4	65
6.15.	Asimetrías para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ en función de las variables cinemáticas con variación pionicity > -4	66
6.16.	Asimetrías para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación pionicity > -4	67

6.17. Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación pionicity > -4	68
A.1. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	72
A.2. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	73
A.3. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	74
A.4. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	75
A.5. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	76
A.6. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ con variación L/σ	77
A.7. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ con variación L/σ	78
A.8. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ con variación L/σ	79
A.9. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ con variación L/σ	80
A.10. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ con variación L/σ	81
A.11. Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ con variación pionicity > -4	82

A.12.	Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ con variación pionicity > -4	83
A.13.	Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ con variación pionicity > -4	84
A.14.	Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ con variación pionicity > -4	85
A.15.	Diferencia entre la eficiencia para partículas y anti-partículas en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ con variación pionicity > -4	86
B.1.	Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ y su antipartícula $\overline{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ para toda la muestra de datos analizados.	88
B.2.	Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de p_T^2 para los datos analizados.	89
B.3.	Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de p_Z para los datos analizados.	90
B.4.	Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de x_F para los datos analizados.	91
B.5.	Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de la energía del haz para los datos analizados.	92
B.6.	Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y su antipartícula $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ para toda la muestra de datos analizados.	93

B.7. Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de p_T^2 para los datos analizados.	94
B.8. Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de p_Z para los datos analizados.	95
B.9. Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de x_F para los datos analizados.	96
B.10. Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de la energía del haz para los datos analizados.	97
B.11. Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ y su antipartícula $\overline{D^0} \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- \pi^+$ para toda la muestra de datos analizados.	98
B.12. Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de p_T^2 para los datos analizados.	99
B.13. Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de p_Z para los datos analizados.	100
B.14. Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de x_F para los datos analizados.	101
B.15. Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de la energía del haz para los datos analizados.	102
B.16. Histogramas de masa para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula $D_s^- \rightarrow K^+ K^- \pi^-$ para toda la muestra de datos analizados.	103

B.17.Histogramas de masa para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de p_T^2 para los datos analizados.	104
B.18.Histogramas de masa para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de p_Z para los datos analizados.	105
B.19.Histogramas de masa para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de x_F para los datos analizados.	106
B.20.Histogramas de masa para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de la energía del haz para los datos analizados.	107
B.21.Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula $D^- \rightarrow K^+ K^- \pi^-$ para toda la muestra de datos analizados.	108
B.22.Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de p_T^2 para los datos analizados.	109
B.23.Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de p_Z para los datos analizados.	110
B.24.Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de x_F para los datos analizados.	111
B.25.Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada <i>bin</i> de la energía del haz para los datos analizados.	112

Capítulo 1

INTRODUCCION

En esta tesis estudiamos las diferencias en la fotoproducción de mesones con encanto (D^0 , D^+ , D_s^+) con respecto a sus correspondientes antipartículas (\overline{D}^0 , D^- , D_s^-); esta diferencia se conoce como asimetría. Específicamente buscamos 5 decaimientos, a saber: $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$, y análogamente para sus antipartículas: $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$, $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$, $D^- \rightarrow K^+K^-\pi^-$, $D_s^- \rightarrow K^+K^-\pi^-$. Haremos también un análisis en función de diversas variables cinemáticas (p_T^2 , p_Z , x_F , E_γ). El objetivo principal de este trabajo es estudiar la dependencia de la asimetría de estas variables y comparar nuestros resultados en datos con los obtenidos a partir de modelos teóricos (Monte Carlo) y con datos obtenidos por experimentos anteriores. Los resultados obtenidos serán de gran utilidad para entender los modelos de fragmentación, fenómeno poco conocido dentro la Cromodinámica Cuántica. Este trabajo se llevó a cabo con los datos recolectados durante la corrida de blanco fijo en Fermilab (1996-97) para el experimento E831/FOCUS (*Photoproduction (sic) Of Charm with an Upgrade Spectrometer*). FOCUS es la extensión del experimento E687 [1] de Fermilab, pues utiliza la misma línea del haz y muchos de los mismos componentes del espectrómetro, pero con mucha mayor estadística. Su meta principal era reconstruir 10^6 decaimientos

de partículas con encanto (del inglés *charm*), un orden de magnitud más que su antecesor [2]. Esta meta fue ampliamente superada, lo que ha permitido a la colaboración de FOCUS realizar estudios de precisión de decaimientos con charm que no habían sido posibles antes por falta de estadística.

La tesis se divide en 7 capítulos. El segundo capítulo habla sobre la física de la fotoproducción. En el tercer capítulo se da una explicación detallada del espectrómetro utilizado en FOCUS. En el cuarto capítulo se dará una breve exposición del montecarlo utilizado y se explicarán los cálculos hechos para la obtención de las eficiencias. En el quinto capítulo se aborda la manera en que nuestros datos fueron seleccionados. El sexto capítulo habla finalmente de la asimetría y en él se reportan los resultados obtenidos y el cálculo de errores. En el séptimo capítulo se exponen las conclusiones de este trabajo. Al final se tienen 2 apéndices: El apéndice A donde se muestran las gráficas para las eficiencias y la razón entre ellas. Y el apéndice B donde se encuentran los *fits* de datos, necesarios para el cálculo de las asimetrías reportadas.

Capítulo 2

FOTOPRODUCCION

Existen dos técnicas para producir partículas con charm

- hadroproducción (el haz es un hadrón)
- fotoproducción (el haz es un fotón)

El uso de un haz de fotones en lugar de un haz hadrónico (por ejemplo, π o p) trae consigo algunas ventajas así como algunas desventajas. Primero que nada, la razón de interacciones con charm a interacciones hadrónicas sin charm es más favorable en fotoproducción (0,6 %) que en hadroproducción (0,08 %). Esto es compensado por el hecho de que la sección eficaz absoluta de la producción del quark pesado es más pequeña para un haz de fotones ($1\mu b$) que para un haz de hadrones ($20 - 30\mu b$). También, eventos fotoproducidos tienen una multiplicidad promedio menor que para hadroproducción, donde la partícula incidente tiene una estructura interna y es fragmentada en el proceso de interacción, esto quiere decir que hay quarks presentes en el haz hadrónico incidente que pueden estar presentes en el estado final; por lo tanto la producción de estos estados finales en la dirección frontal podría ser mayor con respecto a estados que no contengan estos quarks iniciales (a este efecto se le denomina efecto de partícula líder) [3, 4]. En cambio en la fotoproducción, tal efecto no existe puesto que en este caso no existe un contenido

inmediato de quarks en el haz incidente. En consecuencia, eventos fotoproducidos tienen menor ruido de fondo combinatorio y de charm. La mayor fuente de ruido de fondo en la fotoproducción está constituida por eventos electromagnéticos (pares electrónicos producidos en el blanco $\gamma \rightarrow e^+e^-$), los cuales pueden ser suprimidos en gran medida por el sistema de filtrado (trigger) del aparato debido a su topología característica. Por otro lado, haces de fotones (que son típicamente producidos por *bremsstrahlung* de electrones en algún material) tienen menor intensidad que haces hadrónicos, y por tanto requieren el uso de blancos de producción más gruesos, dando como resultado una mayor dispersión múltiple de Coulomb y mayor número de interacciones secundarias. También en la fotoproducción es más difícil determinar la localización de la interacción primaria, debido a la baja multiplicidad de trazas por evento y porque no es posible usar la trayectoria del fotón, que no deja traza, como una guía de búsqueda.

En el experimento de FOCUS las partículas se producen mediante fotoproducción, pues un haz de fotones incide sobre un blanco fijo segmentado de óxido de berilio (BeO) produciendo partículas con charm. (Ver Cap. 3 en esta tesis)

Pero independientemente de la técnica que se utilice para la producción de partículas con charm esta producción se lleva a cabo en dos pasos:

- Creación del par $c \bar{c}$
- Hadronización

2.1. Creación del Par $c \bar{c}$

En colisiones de fotón-hadrón a altas energías es de esperarse que los quarks charm se produzcan predominantemente a través del proceso de fusión de fotón-gluón (PGF: *Photon-Gluon Fusion*) donde un gluón del núcleo se "fusiona" con el fotón incidente para formar un par de quarks con charm. A

primer orden, los diagramas de Feynman para este proceso se encuentran en la figura 2.1.

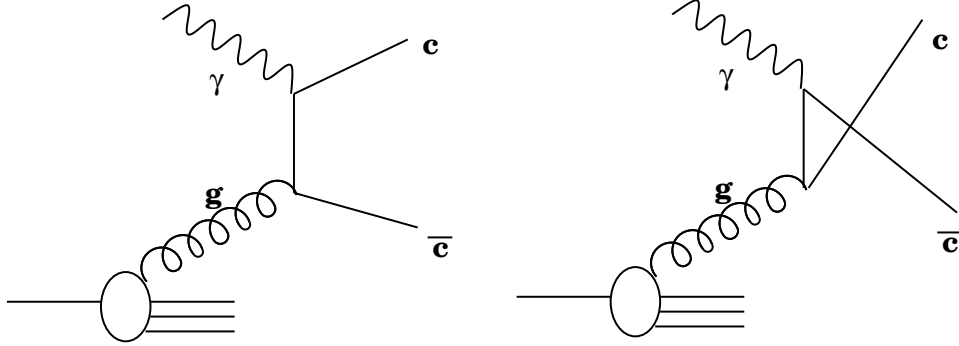


Figura 2.1: Diagramas a primer orden de la fusión fotón-gluón

Este proceso a primer orden en cromodinámica cuántica perturbativa predice distribuciones simétricas para la producción del par de quarks charm-anticharm.

Cálculos a siguiente orden sí introducen una asimetría pero esta es un orden de magnitud menor que la obtenida en experimentos de fotoproducción como el E687 ó el E691 [6].

La sección eficaz invariante para la fotoproducción de quarks pesados se puede escribir como:

$$\frac{Ed^3\sigma}{dp^3} = \sum_i \int dx \frac{Ed^3\hat{\sigma}_{\gamma i}}{dp^3} f_i^H(x) + \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 \frac{Ed^3\hat{\sigma}_{i,j}}{dp^3} f_i^\gamma(x) f_j^H(x) \quad (2.1)$$

El primer término en el lado derecho de la ecuación anterior es la contribución de tipo puntual (fotón sin estructura), se incluyen aquí los dos diagramas a primer orden de la figura 2.1 ($\gamma + g \rightarrow c + \bar{c}$) y a siguiente orden los diagramas correspondientes a $\gamma + g \rightarrow c + \bar{c} + g$, $\gamma + q \rightarrow c + \bar{c} + q$, y $\gamma + \bar{q} \rightarrow c + \bar{c} + \bar{q}$. En este siguiente nivel en las series perturbativas del

acoplamiento del fotón de tipo puntual surge una muy pequeña diferencia entre las secciones eficaces del c y el \bar{c} .

Los subprocesos partónicos que contribuyen a la componente del fotón a siguiente nivel son:

$$\begin{array}{ll}
 g + g \rightarrow c + X & g + g \rightarrow \bar{c} + X \\
 g + q \rightarrow c + X & g + q \rightarrow \bar{c} + X \\
 g + \bar{q} \rightarrow c + X & g + \bar{q} \rightarrow \bar{c} + X \\
 q + \bar{q} \rightarrow c + X & q + \bar{q} \rightarrow \bar{c} + X
 \end{array}$$

donde X es ya sea un quark (anti-quark) c ó un quark (anti-quark) c más un gluón. De nuevo a siguiente nivel un exceso muy pequeño de \bar{c} sobre c aparece.

Por ejemplo, para una energía del $\gamma = 200$ GeV, la predicción de los cálculos a siguiente nivel para la razón de las secciones eficaces entre \bar{c} y c en la región frontal es $R = 1,006$ [5]. La asimetría, $(1 - R)/(1 + R) = -0,003$ es un orden de magnitud menor que las asimetrías para los mesones D reportadas por el E687 y el E691.

Por lo tanto podemos concluir que las asimetrías introducidas por cálculos a siguiente orden son despreciables para que fueran las que ocasionan las diferencias observadas [7]. Se asume entonces que un mecanismo de hadronización no perturbativo que incluya el remanente del nucleón o el fotón después de la dispersión dura sea el responsable de las asimetrías.

2.2. Hadronización

Una vez que el par $c \bar{c}$ es producido, los quarks hadronizan (forman hadrones: mesones o bariones). Estas son las partículas con charm que son observadas a través de la reconstrucción de sus productos de decaimiento en el detector.

Puesto que el fotón es incoloro y el gluón si tiene color, el par $c \bar{c}$ también tiene color y debe de combinarse con los quarks del núcleo para formar un hadrón incoloro, la manera en que esto sucede es uno de los mecanismos menos entendidos en cromodinámica cuántica QCD (*Quantum Chromodynamics*). Uno de los modelos mas utilizados para explicar este proceso es el llamado modelo de fragmentación de cuerdas (*string-fragmentation model*) (figura 2.2).

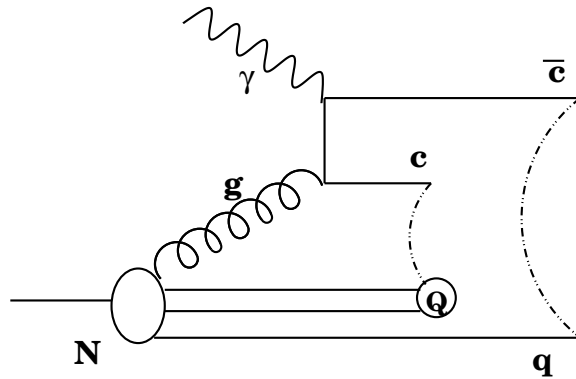


Figura 2.2: Modelo de fragmentación de cuerdas

En la fusión fotón-gluón, el nucleón incoloro inicial emite un gluón con color. Este color debe ser cancelado por los remanentes en el nucleón. Esto se logra resolviendo los remanentes del nucleón en un di-quark (Q) y un quark (q). Dos "lazos" ó cuerdas se utilizan en el modelo para representar los campos de confinamiento del color. Un lazo se extiende entre el quark anticharm y el quark del nucleón del blanco y el otro lazo se extiende entre el quark charm y el di-quark que sobra del nucleón. Conforme estos dos lazos se apartan uno de otro, van incrementando su energía hasta que tienen la energía suficiente para hacer saltar del mar de partículas un par quark-antiquark (en el caso de la producción de un mesón). Este proceso continua hasta que ya no hay

energía suficiente en el lazo para producir mas pares $q \bar{q}$. Los hadrones de estado final se producen conforme estos lazos se fragmentan. La energía del lazo afecta el número y la naturaleza de los hadrones producidos.

La medida de las asimetrías en la fotoproducción podría proveer información importante sobre el proceso de hadronización. Una diferencia entre las distribuciones de la fracción de momento que se llevan el quark y el di-quark podría indicarnos una asimetría entre el espectro de momentos de los hadrones con charm o anticharm producidos.

El modelo Pythia-Jetset (usado por la simulación de Monte Carlo) predice diferentes valores para la asimetría en función de las variables cinemáticas para diferentes opciones de energía compartida entre el quark y el di-quark remanentes en el nucleón del blanco.

También, si nos fijamos en el contenido de quarks del nucleón (protón = uud , neutrón udd) por pura recombinación entre quarks junto con el par $c \bar{c}$ producido, pareciera ser más probable producir $\bar{D}^0 = \bar{c}u$ que $D^0 = c\bar{u}$, ó $D^- = \bar{c}d$ que $D^+ = c\bar{d}$. Lo cual no es el caso para $D_s^+ = c\bar{s}$ y $D_s^- = \bar{c}s$ puesto que no hay quarks s presentes en el núcleo. Esto podría ser una parte de la explicación de la asimetría observada.

Capítulo 3

FOCUS: El Espectrómetro

El experimento E831 de Fermilab o FOCUS [8] estudia la producción de partículas con charm mediante un haz de fotones de alta energía que incide en un blanco fijo de óxido de berilio. La fotoproducción ofrece varias ventajas en el estudio de la física con charm, comparada con la aniquilación de $e^+ - e^-$ o la hadroproducción. Por ejemplo, la fotoproducción de partículas con charm es relativamente limpia, con muy pocas partículas que acompañan al par charm-anticharm comparado con la hadroproducción. Y en comparación con la aniquilación $e^+ - e^-$, las partículas con charm en este caso son producidas a velocidades ultrarelativistas, esto significa que los productos de decaimiento de las partículas con charm se encuentran a ángulos muy pequeños, en la dirección frontal. Por otro lado una fracción relativamente grande de la energía del fotón incidente es pasada a las partículas con charm, lo que implica una aceptación mayor comparado con la hadroproducción. El momento grande de las partículas con charm permite separarlas del ruido de fondo: *background* (eventos sin charm) a pesar de su corta vida. También el gran momento de las partículas secundarias provenientes de las partículas con charm permite su identificación con gas convencional en los contadores Čerenkov.

3.1. Línea del haz de fotones de banda ancha

Para poder generar partículas con charm a partir de un haz de fotones, es necesario primero crear un haz de fotones de alta energía. Este es un proceso que se lleva a cabo en 3 pasos: [9] (ver esquema del proceso en la figura 3.1)

1.-Protones de 800 GeV provenientes del Tevatrón son colisionados sobre un blanco de deuterio líquido (blanco de producción), aquí se producen, entre otras partículas, π^0 los cuales decaen rápidamente en dos fotones.

2.-Partículas cargadas producidas también en este blanco son separadas de la línea del haz mediante magnetos dipolares muy potentes, mientras que las partículas neutras, incluidos los fotones, colisionan sobre un convertidor de fotones: una hoja de plomo de ancho igual a la mitad de una longitud de onda de la radiación. Aquí los fotones se convierten en pares $e^+ e^-$ mientras que las otras partículas neutras debido a lo angosto de la hoja de plomo no logran interactuar. A continuación los electrones y positrones generados son desviados mediante magnetos cuadrupolares, mientras que las partículas neutras que no interactuaron son detenidas por una pared. El haz se selecciona según el momento de los protones y electrones por medio de colimadores, para la mayor parte de la corrida la energía nominal escogida fue de 300 GeV ($\pm 15\%$), por esto el nombre de banda ancha.

3.- Los electrones y positrones son recombinados más adelante mediante dipolos de recombinación de momento y son enfocados para impactar a un radiador, que es una hoja de plomo de un ancho igual al 20% de la longitud de onda de la radiación, donde se producen fotones mediante el proceso de radiación de frenado (*bremsstrahlung*). Después de que el haz pasa a través de el radiador, potentes magnetos separan la porción cargada remanente del haz, direccionándola hacia los detectores RESH y POSH del espectrómetro

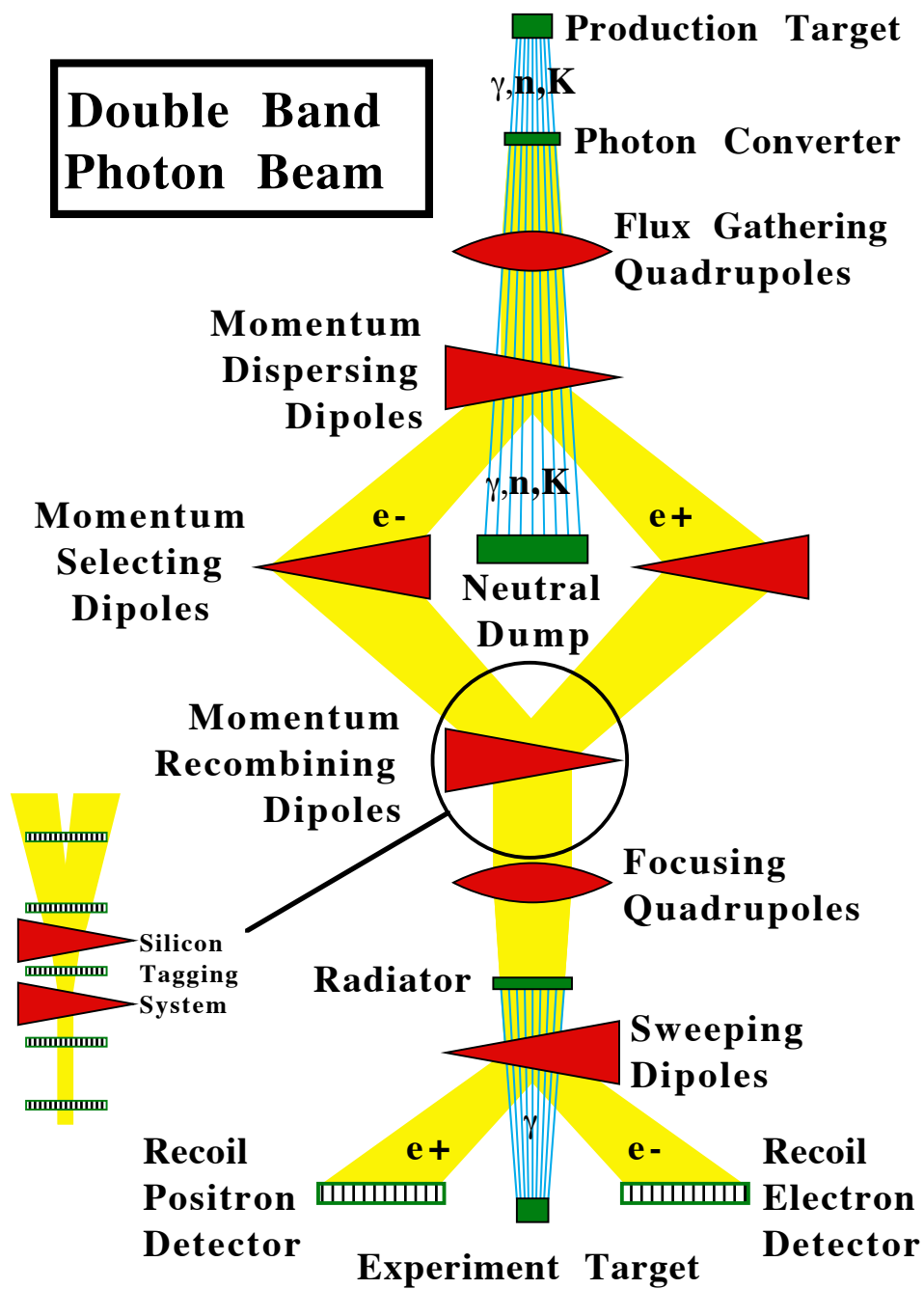


Figura 3.1: Componentes de la línea del haz de fotones de banda ancha.

donde se mide la energía remanente de los electrones y positrones. La porción neutra del haz (principalmente fotones) continua hacia el blanco del experimento. La energía media de este haz de fotones producido por el haz de electrones y positrones de 300 GeV es de 190 GeV.

Este proceso en 3 etapas, tiene importantes ventajas. La primera es que interacciones de hadrones en el blanco del experimento se reducen en gran medida debido a que, para que ello ocurriera, hadrones neutros tendrían que producir hadrones cargados en el convertidor de fotones y estos a su vez tendrían que producir hadrones neutros en el radiador, lo cual solo sucede aproximadamente en un 3,8%. La segunda ventaja es que este haz de 3 etapas nos permite medir la energía del haz de fotones final, como describiremos a continuación.

Toda la línea del haz, desde el blanco de producción hasta los dipolos de recombinación, está al vacío, y desde estos, hasta el blanco del experimento, el haz se encuentra en un medio lleno de helio; todo ello para minimizar interacciones con el aire.

3.1.1. Sistema de Etiquetado del Haz

Beam Tagging System: Esto no quiere decir otra cosa que el sistema para medir la energía del haz que interacciona en el blanco del experimento. Este proceso se lleva a cabo también en 3 pasos:

- La energía de los positrones o electrones ($E_{e\pm}$) se mide antes que interaccionen con el radiador de plomo. Esto se realiza mediante el sistema de etiquetado de silicón (*Silicon Tagging System*), que consiste de 5 planos de silicón acomodados para medir la dirección a ambos lados de los magnetos dipolares. La medida del momento del protón o electrón

se basa en su deflexión magnética [10].

- En el siguiente paso se mide la energía de los e^\pm una vez que pasan a través del radiador de plomo, esto se lleva a cabo en los calorímetros RESH (*recoil electron shower*) y POSH (*recoil positron shower*) (por sus siglas en inglés). RESH y POSH consisten en 13 contadores cada uno, con capas alternadas de plomo y lucita. Al determinar cuál contador fue impactado, se determina el ángulo de deflexión del electrón o positrón y se calcula su energía (E'_{e^\pm}).
- Debido al pequeño grosor del radiador, los electrones y protones incidentes generalmente producen muchos fotones "suaves" (con poca energía), los cuales no interactúan en el blanco del experimento, y para su detección se tiene un calorímetro electromagnético llamado BGM (*beam gamma monitor*), el cual mide la energía de los fotones no interactuantes (E_{BGM}).

Por lo tanto mediante la medición de estas tres energías podemos calcular indirectamente la energía del haz de fotones incidente en el blanco del experimento (E_γ):

$$E_\gamma = E_{e^\pm} - E'_{e^\pm} - E_{BGM} \quad (3.1)$$

3.2. Blanco

El experimento de FOCUS utiliza un blanco segmentado, esto ayuda a incrementar el número de decaimientos fuera del blanco. Basados en la experiencia del E687, se obtienen señales de partículas con charm más limpias si los vértices secundarios se forman fuera del blanco [11]. Se cree que esto se debe a que un gran *background* de partículas con charm son eventos con múltiples interacciones las cuales pueden parecer como vértices separados,

E831 FOCUS Spectrometer

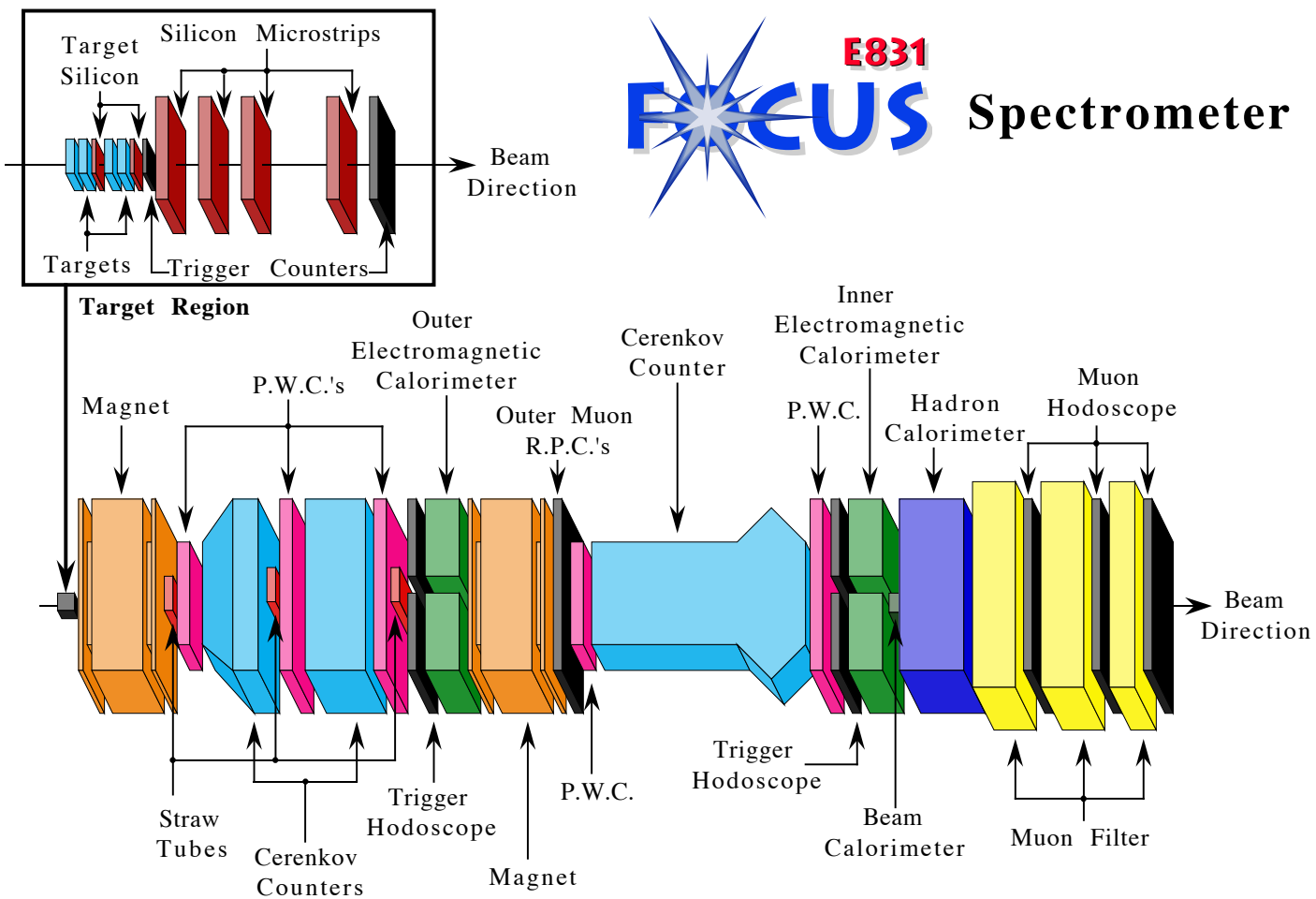


Figura 3.2: Diagrama del Espectrómetro donde se aprecian todos sus componentes. En el recuadro se aprecia la región del blanco.

igual que en un evento con charm. El blanco segmentado de FOCUS esta hecho de bloques de Oxido de Berilio (BeO), se escogió este material debido a su gran masa atómica (A) y su alta densidad para un material de número atómico (Z) bajo. Ya que la producción hadrónica es dependiente de A , mientras que la conversión de pares, un *background* problemático, es proporsional a Z^2 . La configuración final del blanco se muestra en la figura 3.3. Cada uno de los 4 segmentos cuadrados del blanco tiene 6.75 mm. de ancho en la dirección del haz y 25.4 mm. de lado. El espacio entre los segmentos y los detectores de silicón (ver siguiente sección) es de 10 mm. Esta configuración del blanco fue la principal a lo largo de la toma de datos. Pero hubo otras, como un único blanco de Berilio (Be), un blanco segmentado de Be y el blanco de BeO segmentado pero sin los detectores de silicón intercalados.



Figura 3.3: Diagrama de la región del blanco. Se muestran los blancos de BeO, los planos de silicón intercalados dentro del blanco y los planos de silicón después del blanco, y hodóscopos del *trigger*. La dirección del haz es de izquierda a derecha.

3.3. Detectores de Silicón Laminado

Dentro de la región del blanco también se encuentran dos planos del detector de silicón (TSSD - *Target Silicon Strip Detectors*) [12] como se puede

apreciar en la figura 3.3. Estos detectores estan formados por láminas separadas que recolectan la carga que es liberada cuando partículas ionizantes las atraviesan. La carga es amplificada y digitalizada para obtener una señal. Este sistema de detectores sirve para localizar las trazas que dejan las partículas (*tracking*) y ubicar el vértice del cual provienen (*vertexing*).

Despues del blanco y antes del primer magneto el *tracking* se lleva a cabo por un sistema de detectores de silicón (SSD - *Silicon Strip Detector*) [13]. Existen 4 estaciones de detectores, como se aprecia en la figura 3.3.

3.4. Los Magnetos

El análisis del momento de las partículas cargadas se lleva acabo midiendo su deflexión en el campo de dos magnetos dipolares M1 y M2. Estos magnetos son casi idénticos: el primero, M1, se encuentra justo después del SSD, y el segundo, M2, esta en el centro del espectrómetro, entre la tercera y cuarta cámara de alambre. Los dos magnetos trabajan con polaridades contrarias deflectando las partículas cargadas en la dirección vertical, la razón de las deflecciones transversales es tal que una vez pasados los dos magnetos, las trazas regresan a su posición original cerca del final del espectrómetro. Esta razón fue escogida así para que los pares $e^+ - e^-$ a 0° convertidos en el blanco del experimento tiendan a atravesar el hoyo central del calorímetro electromagnético y no creen chorros de partículas adicionales.

3.5. Cámaras Proporcionales de Alambre

Una cámara proporcional de alambre (PWC:*Proportional Wire Chamber*) esta formada de planos alternados de alambres de alto voltaje y alambres sensitivos. Los alambres se encuentran dentro de un gas especial (75 % de argón y 25 % de etano burbujeado a través de metanol), y cuando una partícula cargada pasa a través del gas en la cámara, ionizará las moléculas del gas, los

electrones liberados son acelerados hacia los alambres sensitivos por un campo eléctrico, ionizando a más moléculas del gas. De esta manera una cascada de carga se deposita en los alambres sensitivos.

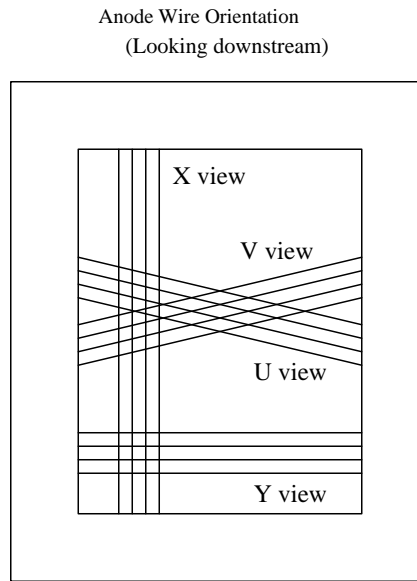


Figura 3.4: Orientación de los planos de las PWC, se aprecia el ángulo de $\pm 11,3^\circ$ con respecto a la horizontal de los planos U y V.

El sistema de cámaras proporcionales de alambre del detector consiste en 20 planos agrupados de 4 en 4, en 5 estaciones en total. Cada estación tiene cuatro planos de los alambres sensitivos. Los alambres del plano X corren verticalmente y miden la posición en la dirección horizontal. Los del plano Y miden la posición horizontal. Y los alambres en los planos U y V están inclinados a $\pm 11,3^\circ$ con respecto a la horizontal. El arreglo se aprecia en la figura 3.4.

Estas 5 estaciones de PWC están encargadas de medir el *tracking* después del primer magneto, y por su ubicación reciben el nombre de P0, P1, P2, P3 y P4 (llendo en sentido del haz). P0, P1 y P2 se localizan entre los dos magnetos, M1 y M2, y P3 y P4 se encuentran después del segundo magneto.

Por su tamaño las cámaras pueden agruparse en dos, P0 y P3 que son las más pequeñas (de igual tamaño ambas) y que se encuentran justo enseguida de M1 y M2 respectivamente, y P1, P2 y P4 que son las más grandes (de igual tamaño las tres). Esta diferencia de tamaños nos permite dividir las trazas naturalmente en dos categorías: trazas de 3-cámaras (*3-chamber tracks*) o trazas externas (*outer tracks*) que dejan señal sólo en P1, P2 y P4 (fuera de la apertura de M2) y trazas de 5-cámaras (*5-chamber tracks*) o trazas internas (*inner tracks*) que dejan señal en todas las cámaras y atraviesan todo el espectrómetro.

3.6. Cámaras de Tubo de Popote

Las cámaras de tubo de popote (*straw tube*) trabajan muy similar a las PWC, y originalmente estas cámaras se pensaron utilizar para medir el *tracking* en la región de alto flujo de pares (una línea vertical en el centro del espectrómetro), donde se pensaba que las PWC estarían muertas. Tres cámaras de *straw tube* fueron colocadas para cubrir esta región de las primeras tres PWC. ST0 y ST1 se colocaron justo enfrente de P0 y P1 respectivamente y ST2 se colocó justo detrás de P2.

Todas las cámaras tienen tres vistas, una vertical y dos alineadas a $\pm 11,3^\circ$ de la vertical. Cada vista tiene tres capas de *straws*.

Al final las PWC proporcionaron señal en la región referida y las cámaras de *straw tube* no se necesitaron para el *tracking*, sin embargo proporcionaron información muy útil sobre la medida del tiempo de los eventos.

3.7. El sistema Čerenkov, para identificación de partículas

La radiación de Čerenkov en un medio ocurre cuando una partícula cargada viaja más rápido que la luz en ese medio. La velocidad de la luz en un medio esta dada por:

$$\beta = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \geq \frac{1}{N} \quad (3.2)$$

donde N es el índice de refracción del medio (se han utilizado unidades donde $c \equiv 1$). Resolviendo para el momento de umbral cuando $\frac{p}{E} = \frac{1}{N}$ se obtiene:

$$p_{umbral} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (3.3)$$

Para que una partícula emita luz Čerenkov su velocidad tiene que ser $v > c/N$.

Adicionalmente sabemos que la luz de Čerenkov es emitida en cierto ángulo Θ_C dado por:

$$\cos\Theta_C = \frac{1}{n\beta} \quad (3.4)$$

por lo tanto, usando la dirección de una traza se puede calcular donde debería de aparecer una luz Čerenkov.

En el experimento de FOCUS existen 3 detectores de Čerenkov [14] llamados C1, C2 y C3, los cuales, para el momento de una traza detectada, determinan la identificación de la partícula entre 4 posibilidades (e , π , K , y p). Los detectores operan a la presión atmosférica y en el momento de umbral. Los gases se escogen de tal manera que diferentes índices de refracción establecen diferentes momentos para los cuales piones, kaones y protones em-

Detector	Dimensiones $V \times H$	Gas	Umbral (Gev/c)		
			π	K	p
C1	80" \times 50"	58 % He / 42 % N_2	8.5	29.9	56.8
C2	100" \times 64"	N_2O	4.5	16.2	30.9
C3	93,25" \times 60"	He	17.0	61.0	116.2

Cuadro 3.1: Conformación de gases en los Čerenkovs y umbral de momento

pezarán a radiar luz Čerenkov, según la tabla 3.1

24	20	16	12	8	4
23	19	15	11	7	3
40	36	56	52	48	44
		55	51	47	43
39	35	68	66	64	62
		80	77	90	87
38	34	78	75	88	84
		67	65	63	61
37	33	54	50	46	42
		53	49	45	41
22	18	14	10	6	2
21	17	13	9	5	1

Figura 3.5: Geometría de C1: Las celdas 1-40 utilizan espejos esféricos y las celdas 41-90 utilizan espejos planos.

3.7.1. C1

El detector C1 es el primer contador Čerenkov, está después del primer magneto, entre P0 y P1, y está lleno de una mezcla de gases: 58 % de Helio y 42 % de Nitrógeno. Tiene 90 celdas con tubos fotomultiplicadores. En la porción externa del detector hay espejos esféricos que enfocan la luz Čerenkov en las celdas fotomultiplicadoras. En la porción interna del detector dos espejos

planos orientados a $\pm 45^\circ$ del haz reflejan la radiación Čerenkov ortogonalmente al haz donde es recolectada por un conjunto de 50 tubos fotomultiplicadores. La geometría de C1 se puede ver en la figura 3.5

55	56	57	58	59	60				
61	62	63	64	65	66				
67	68	69	70	71	72	73	74		
75	76	1	2	3	4	5	6	77	78
	80	7	8	9	10	11	12	81	
79	82	13	14	15	16	17	18	83	84
	86	19	20	21	22	23	24	87	88
85	89	25	26	27	28	29	30	90	
	91	31	32	33	34	35	36	98	
99	100	101	102	103	104				
105	106	107	108	109	110				

Figura 3.6: Geometría de C2: Las celdas 1-54 utilizan espejos planos y las celdas 55-110 utilizan espejos esféricos.

3.7.2. C2

El diseño de C2 es similar al C1. Este detector se localiza entre P1 y P2 y está lleno de Dióxido de Nitrógeno. La luz Čerenkov se enfoca en las 56 celdas externas mediante espejos esféricos, y en la región central es reflejada por la sección plana compuesta por 32 espejos pequeños planos. Ver la figura 3.6.

3.7.3. C3

C3 se localiza entre P3 y P4, consta de 100 celdas y está lleno de helio. En C3 la luz de cada celda se enfoca con un espejo esférico en los tubos

44	43	42	41	40	39	38				
37	36	35	34	33	32	31				
30	29	100 93	99 92	98 91	97 90	96 89	95 88	94 87	22	21
28	27	86 79	85 78	84 77	83 76	82 75	81 74	80 73	20	19
26	25	72 65	71 64	70 63	69 62	68 61	67 60	66 59	18	17
24	23	58 51	57 50	56 49	55 48	54 47	53 46	52 45	16	15
14	13	12	11	10	9	8				
7	6	5	4	3	2	1				

Figura 3.7: Geometría de C3: Todas las celdas utilizan espejos esféricos.

fotomultiplicadores. Ver figura 3.7

3.8. Calorímetros

Un calorímetro sirve para medir la energía de las partículas, pero al hacerlo se pierde la partícula original, esto ocurre porque las partículas incidentes interactúan con el material del calorímetro emitiendo como resultado otras muchas partículas. Al final se cuenta el número de partículas cargadas producidas y se infiere la energía de la partícula original pues $\#_{partic.} \propto E_{incidente}$. Los calorímetros contienen capas alternadas de material de interacción y material centelleante y miden el número de partículas cargadas producidas que pasan a través del centelleador. Es debido a esta medición destructiva que los calorímetros en un experimento se encuentran al final de la línea del haz, ver figura 3.2.

Existen dos tipos de calorímetros:

- 1) Calorímetros electromagnéticos: En estos las reacciones relevantes son el proceso de *bremssstrahlung* ($e^- \rightarrow e^- + \gamma$) y la conversión de pares ($\gamma \rightarrow$

$e^+ + e^-$).

2) Calorímetros hadrónicos: Aquí las reacciones son procesos de interacciones fuertes con hadrones que producen otros hadrones (típicamente piones).

Los calorímetros son especialmente importantes en la reconstrucción de partículas neutras, puesto que estas partículas no dejan ionización en los sistemas de reconstrucción de trazas. En el experimento de FOCUS, estas partículas son el γ y el π^0 (decayendo a dos fotones), los cuales son detectados en el calorímetro electromagnético. El calorímetro hadrónico detecta los K_L^0 y los neutrones.

3.8.1. Calorímetro Electromagnético Exterior (OE)

El OE (*Outer Electromagnetic calorimeter*) mide las partículas electromagnéticas (γ y e^\pm) que inciden con ángulos grandes que pasan fuera de la aceptación del segundo magneto. Está localizado antes del magneto M2. El OE es un simple calorímetro con capas alternadas de plomo y plástico centelleador con una apertura en el centro que concuerda con la apertura de M2 y un pequeño pasaje (*gap*) vertical que previene que pares de conversión interactúen con el calorímetro. Para una mejor y mas completa descripción del OE ver referencia [15].

3.8.2. Calorímetro Electromagnético Interior (IE)

El IE (*Inner Electromagnetic calorimeter*) mide las partículas electromagnéticas que pasan a través del segundo magneto. Está compuesto de bloques de vidrio emplomado arreglados en forma de torre, el calorímetro en total está formado por dos torres separadas por un (*gap*) central que permite el paso del haz intenso de fotones no interactuantes y pares e^+e^- de conversión. Para una mejor y mas completa descripción del IE ver referencia [16].

3.8.3. Calorímetro Hadrónico (HC)

El HC (*Hadron Calorimeter*) se localiza después del IE y está construido por capas alternadas de acero y plástico centelleador. Las capas están divididas en 3 secciones, la primera formada por 9 capas, la segunda por 15 capas y la tercera con sólo 4 capas. Este arreglo permite medir la energía depositada en función de la profundidad. Los centelleadores tienen una respuesta rápida, es por ello que el HC forma parte del primer nivel del disparador (*first level trigger*) en eventos con estados finales hadrónicos en vez de e^\pm . Para una mejor y más completa descripción del HC ver referencias [17] y [18].

3.9. Detectores de muones

La identificación de muones es posible porque los muones son las únicas partículas cargadas capaces de penetrar grandes cantidades de material sin ser afectados, esto se debe a su gran masa comparada con la del electrón. Como se describió en la sección anterior, tanto electrones como hadrones interactúan con el material de los calorímetros destruyéndose en el proceso; este no es el caso para los muones, estos pasan todos los detectores del Espectrómetro sin ser vistos, es por ello que al final de toda la línea del haz se coloca el detector de muones. El método para detectarlos es colocando un detector de partículas cargadas detrás de una gran cantidad de material de blindaje (típicamente acero).

En FOCUS se cuenta con dos conjuntos de detectores de muones:

3.9.1. Detector de muones exterior

El OMU (*Outer Muon detector*) utiliza RPC's (*Resestive Plate Chambers*) para detectar muones con ángulo grande [19]. El OE y el acero de M2 proveen el filtro, quitando la mayor parte de la contaminación hadrónica.

3.9.2. Detector de muones interior

La detección de muones en la región interior se lleva a cabo en tres estaciones de hodóscopos centelleadores llamadas MH1, MH2 y MH3 [20]. Cada estación tiene dos vistas; MH1 y MH2 tienen vistas x y y , mientras que MH3 tiene vistas u y v orientadas a $\pm 45^\circ$. Al frente de MH1, MH2 y MH3 hay 61 cm., 129 cm. y 68cm. de acero respectivamente. (Esto además de los 126 cm. de acero del HC).

3.10. Disparador

La lógica de la electrónica requerida para seleccionar los eventos de interés de los eventos de fondo se denomina disparador (*trigger*). El experimento de FOCUS típicamente tiene alrededor de 10^8 interacciones por *spill* (paquete de fotones), la mayoría de ellas electromagnéticas, de las cuales, utilizando los *triggers* adecuados, se pueden seleccionar 30000 interacciones (la mayoría de ellas hadrónicas). Es bien sabido que en interacciones de fotoproducción a altas energías la razón de interacciones hadrónicas con respecto a la producción de pares es de $1/500$. Los pares e^\pm generalmente se producen con momento transversal muy pequeño y con trayectorias a muy bajo ángulo, mientras que las interacciones hadrónicas producen partículas con momento transversal grande y trayectorias mas anchas. Los hadrones también depositan mucha energía en el calorímetro hadrónico. Por lo tanto el propósito principal del *trigger* es seleccionar eventos con grandes ángulos y que depositen suficiente energía en el HC.

El primer nivel de *trigger* (principalmente hadrónico) es llamado el "*Master Gate*" (*MG*) y ocurre durante los primeros 200 ns después de que la interacción tuvo lugar. Tarda alrededor de 160 ns. en transferir la información desde el espectrómetro, y los restantes 40 ns. se utilizan para tomar una decisión.

Si el *MG* acepta el evento, entonces el proceso de lectura y la evaluación

en el *trigger* de segundo nivel comienza. La decisión en el *trigger* de segundo nivel dura $1.2 \mu\text{s}$. Si el evento fue aceptado por el segundo nivel de *trigger* a continuación se escribe en cinta magnética el estado del detector para el análisis posterior, en caso contrario la electrónica de lectura se resetea y todo el proceso se vuelve a repetir. La electrónica se resetea en $1 \mu\text{s}$.

3.10.1. Primer Nivel de *trigger*

En primer lugar el primer nivel de *trigger* se debe asegurar de que el fotón del haz haya interactuado en el blanco y en consecuencia haya producido partículas cargadas. Esto se realiza mediante el contador denominado TR1, el cual se encuentra entre el último TSSD y la primera estación del SSD. El contador TR1 consiste de un centelleador y un fotomultiplicador.

A continuación el contador TR2 se asegura de que las partículas cargadas que han pasado a través de TR1 también lo hagan a través de las PWC, en otras palabras, un pulso en este contador indica que la partícula cargada ha entrado por la apertura de M1. El contador TR2 consiste de 4 centelleadores con sus fotomultiplicadores respectivos colocados en 4 cuadrantes justo después de la última estación del SSD. Las 4 señales son discriminadas y combinadas mediante el "O" lógico.

Otro requerimiento del primer nivel de *trigger* es que existan trazas con apertura angular ancha en el evento que se desea conservar, esto se logra gracias al arreglo de contadores $H \times V$. Este arreglo de 36 contadores (24 centelleadores horizontales adelante y 12 centelleadores verticales atrás) se localizan entre la última estación de PWC y el IE. El arreglo de los contadores es tal que consta de un *gap* vertical central para dejar pasar los pares e^\pm sin contarlos. Un módulo de lógica de *trigger* rápido determina si la señal es consistente con una partícula cargada $(H \times V)_1$, o con más de una $(H \times V)_2$.

Otro conjunto de 24 centelleadores llamado OH se localiza antes del OE para asegurar el paso de al menos una partícula. El arreglo de estos centelleadores es tal que consta de una apertura central que concuerda con el

<i>Trigger</i>	Lógica	Señal que acepta
MG1	$TR1 \cdot TR2 \cdot 2B \cdot E_{HI}$	<i>trigger</i> hadrónico
MG2	$TR1 \cdot TR2 \cdot 2B \cdot IE_2$	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$
MG3	$TR1 \cdot TR2 \cdot [IM_1 + OM_1] \cdot E_{LO}$	decaimientos semimuónicos
MG4	$TR1 \cdot TR2 \cdot 2B \cdot [IM_2 + OM_2 + IM_1 \cdot OM_1]$	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
MG5	$TR1 \cdot TR2$	pares e^\pm
MG6	$TR1 \cdot TR2 \cdot 2B$	eventos con dos cuerpos
MG7	$TR1 \cdot TR2 \cdot [IM_1 + OM_1]$	eventos con un muón

Cuadro 3.2: *MG triggers*

tamaño de la apertura de M2 y de nuevo un *gap* vertical para dejar pasar los pares e^\pm de conversión.

Por lo tanto el requerimiento para el *MG* hadrónico es:

$$MG1 = TR1 \cdot TR2 \cdot (H \times V)_2 + [(H \times V)_1 \cdot OH_1] \cdot E_{HI} \quad (3.5)$$

donde E_{HI} asegura que la energía depositada en el HC por los hadrones está por arriba de un cierto umbral de energía alto, \cdot representa el "Y" lógico y $+$ representa el "O" lógico.

Este no fue el único *MG* utilizado a lo largo de todo el período de corridas del experimento, existen otras combinaciones posibles para asegurar la detección de otras partículas en particular. En la tabla 3.2 se muestran todos los *MG triggers* utilizados en FOCUS: (siendo los tres últimos *triggers* utilizados para calibración).

Donde se ha utilizado 2B para denotar el requerimiento de dos cuerpos:

$$2B \equiv (H \times V)_2 + [(H \times V)_1 \cdot OH_1] \quad (3.6)$$

y E_{LO} denota que la energía hadrónica (depositada en el HC) está arriba de un cierto umbral de energía bajo, E_{IE} denota que la energía depositada en el IE está por arriba de cierto umbral, IE_2 denota que al menos hubo dos señales en el IE, IM_1 e IM_2 que al menos hubo una o dos señales,

<i>Trigger</i>	Lógica	Señal que acepta
TRIG1	$MG1 \cdot E_{IE-2} \cdot MULT4$	<i>trigger</i> hadrónico
TRIG2	$MG2 \cdot (H \times V)_2 \cdot E_{IE}$	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$
TRIG4	$MG4 \cdot IM_2 \cdot (H \times V)_2 \cdot !(AM \cdot AMD)$	J/ψ , sólo interior
TRIG5	$MG5$	MG5 preescalado
TRIG6	$MG6$	MG6 preescalado
TRIG8	$MG1$	MG1 preescalado
TRIG9	$MG4 \cdot OH \cdot OM_2 \cdot MULT2 \cdot !(AM \cdot AMD)$	J/ψ , sólo exterior
TRIG11	$MG4 \cdot IM_1 \cdot OM_1 \cdot MULT1 \cdot (H \times V)_1 \cdot IM(E + W)$	J/ψ , interior/exterior

Cuadro 3.3: *Triggers* de segundo nivel

respectivamente, en el detector de muones interior y OM_1 y OM_2 que al menos hubo una o dos señales, respectivamente, en el detector de muones exterior.

3.10.2. *Trigger* de segundo nivel

El *trigger* de segundo nivel requiere que exista una evidencia de un número mínimo de trazas fuera de la región de los pares e^\pm . Esto se realiza pidiendo que existan al menos 4 señales en el sistema de PWC's (MULT4) y que para dos trazas la energía depositada en el IE este por arriba de un cierto umbral (E_{IE-2})

Por lo tanto el requerimiento para el *trigger* de segundo nivel hadrónico es:

$$TRIG1 = MG1 \cdot E_{IE-2} \cdot MULT4 \quad (3.7)$$

Todos los *triggers* de segundo nivel utilizados en FOCUS se encuentran en la tabla 3.3.

donde $AM \cdot AMD$ denota no halo de muones e $IM(E + W)$ excluye señales simultaneas a ambos lados del detector de muones interior.

3.11. Sistema de adquisición de datos

Para poder analizar las interacciones en el espectrómetro, las señales analógicas provenientes de cada detector deben ser digitalizadas y grabadas. Esta es la tarea que realiza el sistema de adquisición de datos: *Data Acquisition system (DAQ)* [21]. El DAQ de FOCUS debe procesar las señales de los detectores que vienen en una gran variedad de formatos, poner toda esta información en uno solo y grabar lo que resulte en cintas magnéticas de 8 mm.

Los detectores, el *trigger*, y el *DAQ* están diseñados para recolectar toda la información posible de cada interacción fotónica de interés, y guardar esa información tan compacta como sea posible. Esta información es la que denominamos "evento".

Capítulo 4

MONTE CARLO

Para poder comparar nuestros resultados en datos con los modelos teóricos actuales, utilizamos el programa denominado MCFOCUS, el cual utiliza el algoritmo de generación de eventos PYTHIA, el cual se basa en la fusión fotón-gluón a primer orden para la producción de los quarks charm, y el modelo LUND de la fragmentación de cuerdas para la hadronización de los quarks charm en hadrones con charm, seguido después por una detallada simulación del espectrómetro de FOCUS.

4.1. Generalidades

Monte Carlo es un método usado para generar eventos, usando algoritmos computacionales o numéricos observados por un detector perfecto.

PYTHIA es un programa generador de eventos en física de altas energías, esto es el conjunto de partículas producidas en interacciones entre dos partículas iniciales. Su objetivo es proveer una representación lo más cercana posible de las propiedades del evento en una amplia gama de reacciones, con énfasis en aquellas donde las interacciones fuertes juegan un papel importante, directa o indirectamente, y por lo tanto se producen estados finales multi-hadrónicos. Como la física no se entiende aún lo suficiente como para

dar una descripción exacta, el programa se basa en una combinación de resultados analíticos y varios modelos de QCD.

Nuestro Monte Carlo (MCFOCUS) está compuesto por dos partes, uno para la generación de eventos $c \bar{c}$ (PYTHIA) [24] y el otro para la simulación detallada del espectrómetro (GEANT). PYTHIA utiliza el módulo LUND para simular la fragmentación de cuerdas a través de la cual los quarks con charm se "visten" para convertirse en partículas con charm. Estas partículas producidas decaen subsecuentemente en varias etapas. MCFOCUS es un programa independiente que fue escrito específicamente para el detector de nuestro experimento. Este programa hace un seguimiento de las partículas individuales a través del espectrómetro del E831. MCFOCUS simula las respuestas de detectores individuales modelándolos usando distribuciones obtenidas de procesos físicos conocidos.

El modelo de producción de partículas con charm utilizado en este trabajo es el denominado *Counting Rule Model* en el cual la energía se comparte de la siguiente manera: 2/3 para Q (diquark) y 1/3 para el quark q ver figura 2.2. Se utiliza este modelo porque es el que mejor describe los datos obtenidos por el E687 [29].

Una vez determinado el modelo de Monte Carlo a utilizar se procedió a generar eventos con este modelo sin tomar en cuenta su detección a través del detector y todo el proceso de reconstrucción implicado, este Monte Carlo es al que denominamos Monte Carlo generado y es con el cual haremos nuestra comparación con la asimetría de datos.

El Monte Carlo reconstruido, o simplemente Monte Carlo, es aquel que incluye los pasos a través del detector y el proceso de reconstrucción, mediante este Monte Carlo se obtiene la eficiencia del detector. Este Monte Carlo mimica nuestros datos.

En general para poder hacer una buena comparación entre MC y datos se generan aproximadamente 10 veces más eventos en MC que datos.

4.2. Función de Reyección

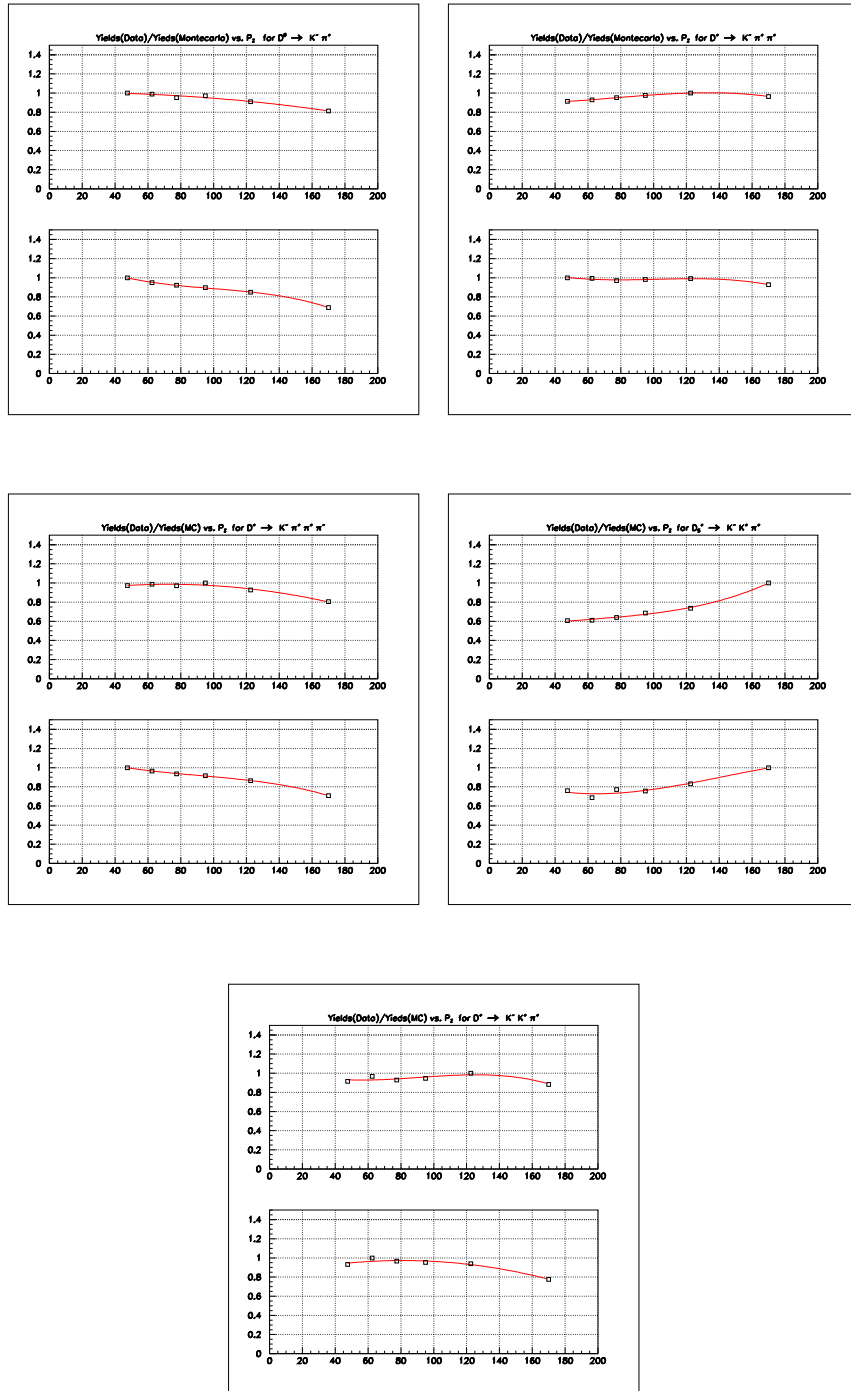
Puesto que los eventos generados mediante Monte Carlo siguen un modelo en particular basado en modelos teóricos o en datos obtenidos de experimentos anteriores como el E687, queremos ahora hacer que este Monte Carlo se parezca más a los nuevos datos obtenidos en nuestro experimento. Para ello forzaremos, por ejemplo, la distribución de p_Z a ser igual a la distribución de datos con ayuda de una función de reyección. Esta función se introduce a nivel generación y a nivel reconstrucción, y se obtiene al dividir el *yield* de datos entre el *yield* de Monte Carlo obtenido para cada bin en p_Z , ver figura 4.2. Los eventos son filtrados de la siguiente forma: aleatoriamente eventos con p_Z por encima de esa función son desechados y por abajo de esa función guardados y por lo tanto contados como eventos producidos en el Monte Carlo.

Al final la diferencia de las asimetrías en datos sin tomar en cuenta esta función de reyección o tomándola es menor al error estadístico obtenido. Es importante aclarar aquí que la comparación de asimetría que se hace con el Monte Carlo generado es con esta función de reyección.

4.3. Determinación del número de eventos

Para Monte Carlo generado simplemente se tienen funciones delta, esto es en un histograma de masa (masa vs. número de partículas) justo sobre la masa de la partícula en cuestión generada se tiene un pico que me proporciona el número total de partículas generadas. Ver figura 4.3.

Para Monte Carlo reconstruido, en los histogramas de masa se tienen gaussianas con su media en aproximadamente la masa de la partícula generada. Como se puede ver en la figura 4.3, el *background*, en este caso, es muy pequeño y esto nos permitió lograr un buen ajuste (*fit*) utilizando 1 gaussiana con un polinomio de grado 1 para el *background*. Al realizar este *fit* el *yield* obtenido nos proporciona el número de partículas provenientes del



33
 Figura 4.1: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la función de reyección para partículas y en la inferior para anti-partículas para los 5 modos de decaimiento. (p_z en unidades de GeV/c)

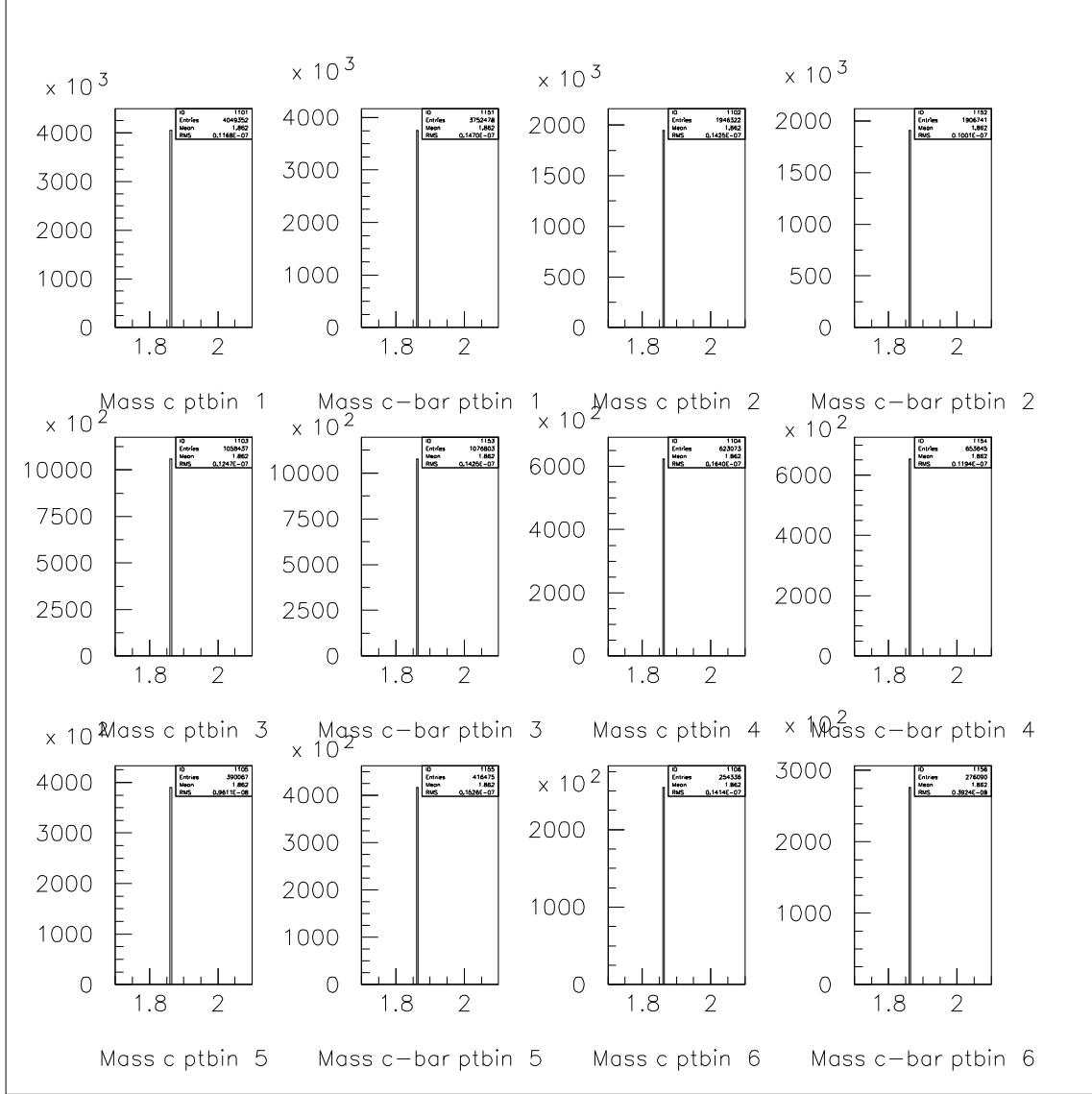


Figura 4.2: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ para los diferentes bins de p_T^2 para el Monte Carlo generado.

Monte Carlo reconstruido para cada tipo de partícula que pasa mi criterio de selección.

Es con este *yield* y con el número de partículas generadas, con los cuales se calculan las eficiencias.

4.4. Estudios de Eficiencia

Para poder hacer una comparación correcta entre las asimetrías del Monte Carlo generado y las asimetrías de datos fue necesario hallar la eficiencia del detector cuando se trata de identificar partículas o anti-partículas. Es de esperar que estas eficiencias sean las mismas, o en otras palabras, se espera que el detector no tenga "preferencia" por detectar partículas que anti-partículas, o viceversa. Al realizar este cálculo se descubrió lo contrario y más adelante se da una explicación de porque ocurre este hecho.

La eficiencia ϵ se define como:

$$\epsilon = \frac{\text{Yield MC} \pm \delta Y}{\text{número de eventos en MC generado} \pm \delta MC_{generado}} \quad (4.1)$$

Puesto que hay un *yield* de Monte Carlo para partículas y otro para anti-partículas, así como un número de partículas generadas y otro de anti-partículas, al aplicar la ecuación anterior obtendremos dos eficiencias, una para las partículas (ϵ_c) y otra para las anti-partículas ($\epsilon_{\bar{c}}$). Los errores de estas cantidades son para el *yield* de Monte Carlo reconstruido, el error obtenido al hacer el fit a 1 gaussiana, y el error para el número de partículas (anti-partículas) generadas en el Monte Carlo generado se calculó sacando la raíz cuadrada de dicho número.

En la figura 4.4 puede observarse que las eficiencias ϵ_c y $\epsilon_{\bar{c}}$ no son iguales y esto es debido a que la sección eficaz para la creación de kaones y piones es distinta; por ejemplo a 10 GeV. [25]:

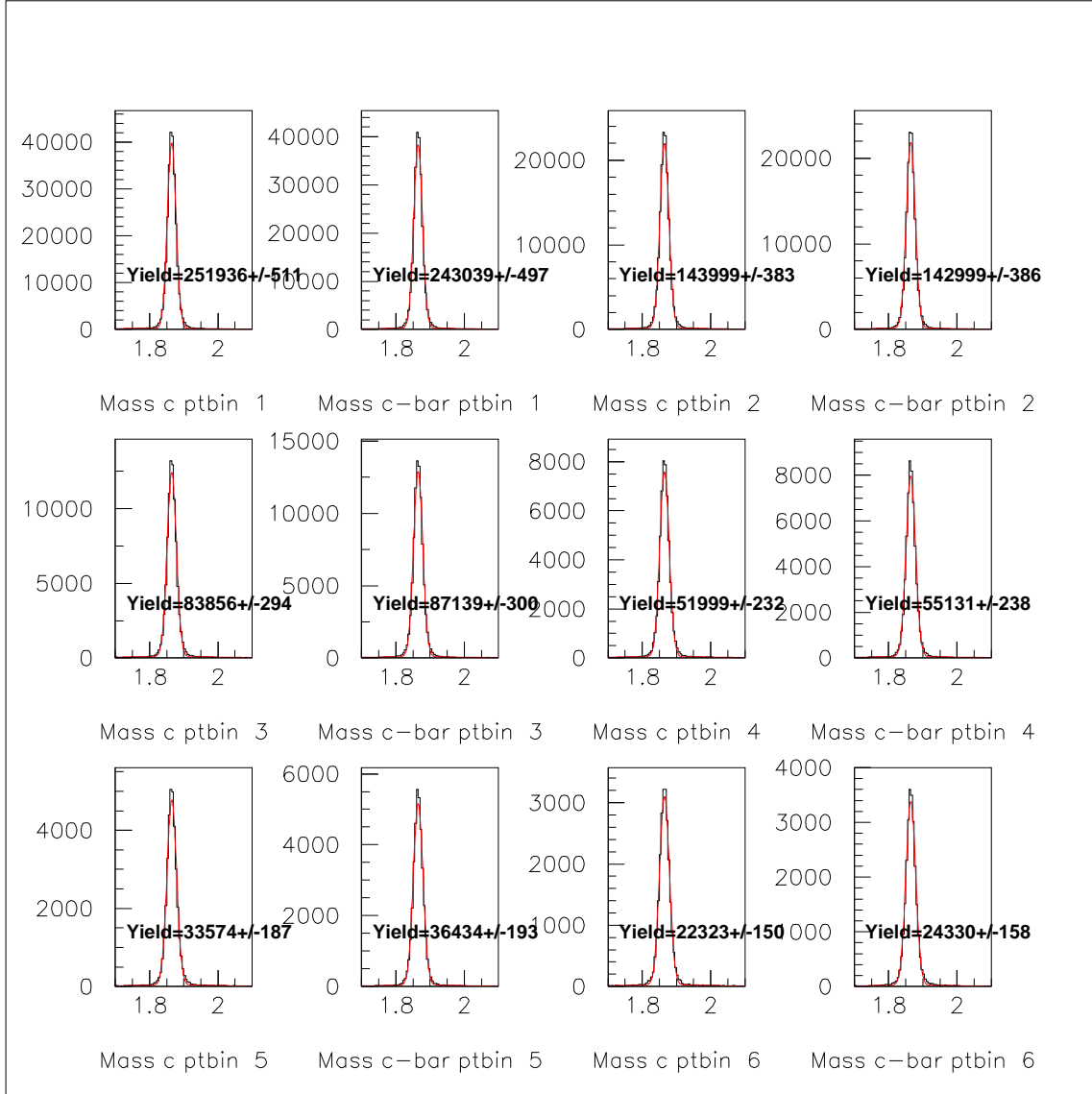


Figura 4.3: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ para los diferentes $bins$ de p_T^2 para el Monte Carlo reconstruido.

$$\sigma(\pi^+p) = 24,92;$$

$$\sigma(\pi^-p) = 26,87$$

$$\frac{\sigma_{\pi^-}}{\sigma_{\pi^+}} = 1,08 \quad (4.2)$$

$$\sigma(K^+p) = 17,2;$$

$$\sigma(K^-p) = 22,5$$

$$\frac{\sigma_{K^-}}{\sigma_{K^+}} = 1,31 \quad (4.3)$$

Esto implica que:

- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ EFICIENCIA MENOR
- $\overline{D^0} \rightarrow K^+ \pi^-$ EFICIENCIA MAYOR

Por lo tanto, una vez obtenidas estas eficiencias, es posible dar un "peso" diferente al número de partículas detectadas que al número de anti-partículas detectadas por el espectrómetro para los eventos analizados en este trabajo [26]; de esta manera estamos eliminando esta variable (producida por nuestro propio detector) de las asimetrías calculadas.

En la tabla 4.1 pueden verse las eficiencias globales para cada decaimiento.

Decaimiento	Eff. partic.	Eff. anti-partic
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.072017 ± 0.000094	0.074300 ± 0.000096
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	0.102030 ± 0.000135	0.095905 ± 0.000126
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	0.012579 ± 0.000034	0.012827 ± 0.000034
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	0.049614 ± 0.000262	0.050118 ± 0.000247
$D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	0.083180 ± 0.000286	0.085675 ± 0.000288

Cuadro 4.1: Tabla de eficiencias globales para partículas y anti-partículas.

Para conocer todas la eficiencias consultar apéndice A.

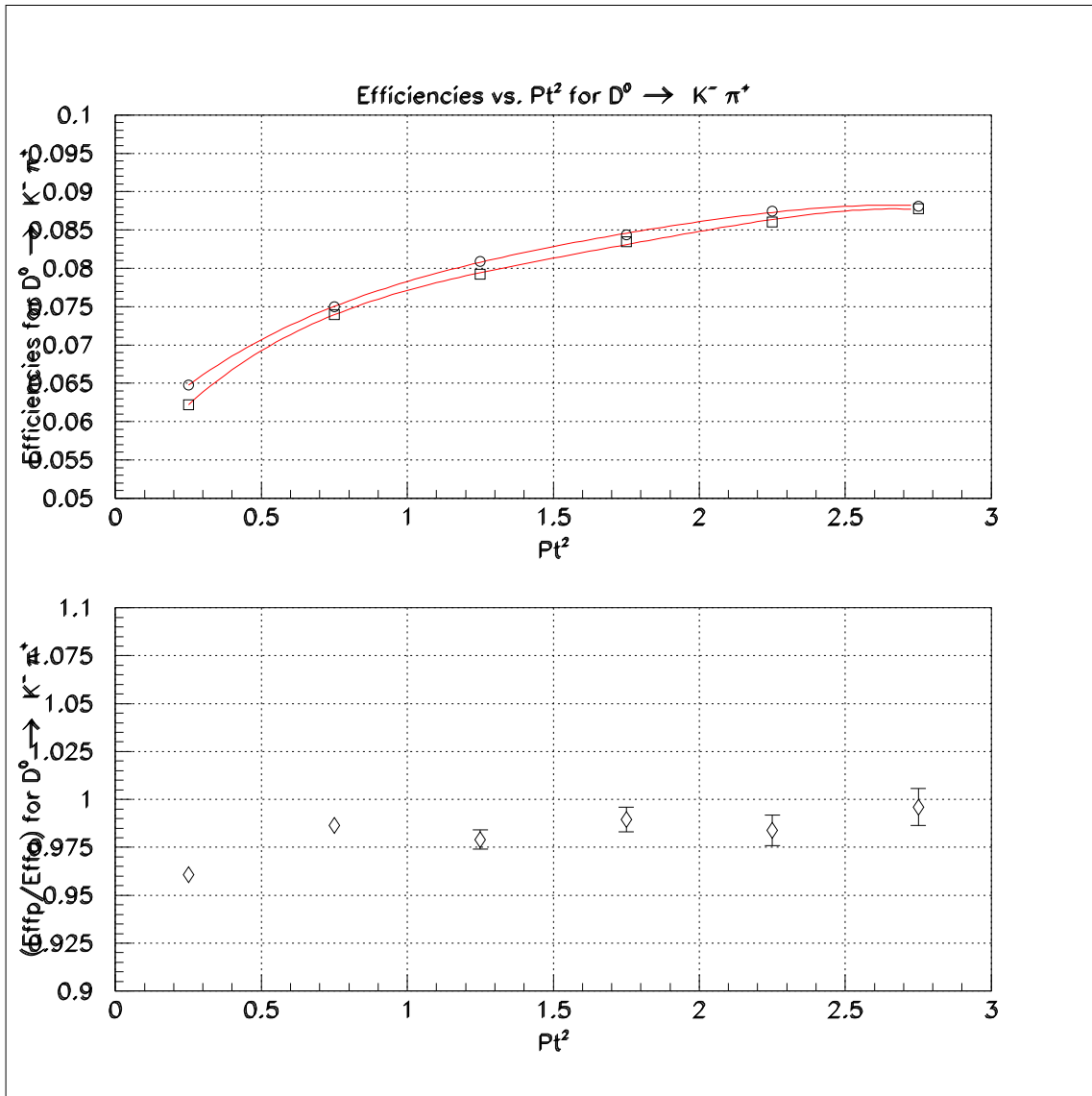


Figura 4.4: En la gráfica superior puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de p_T^2 . En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas.

Capítulo 5

SELECCION DE CANDIDATOS

5.1. Reconstrucción de datos y Skims

Durante la corrida de 1996-97, FOCUS recolectó alrededor de $6,5 \times 10^9$ de colisiones fotón-nucleón en unas 6000 cintas magnéticas de 8 mm. Debido a la gran cantidad de datos el proceso de reconstrucción y filtrado de datos se dividió en 3 pasos:

5.1.1. Pass1

El proceso de reconstrucción llamado Pass1 consistió en analizar los eventos crudos (tal y como fueron obtenidos por el detector) y escribirlos en otro conjunto de 6000 cintas magnéticas de 8 mm. La reconstrucción de Pass1 consiste en convertir los pulsos y corrientes registrados por el detector en cuatricantidades físicas útiles para el análisis. Esto requirió correr los algoritmos de reconstrucción para todos los detectores. El proceso de Pass1 fué realizado en Fermilab.

Super-stream	Descripción	Institución de Skim2
1	Semi-leptónico	Puerto Rico
2	Vértice Global y K_s	Illinois
3	Electromagnéticos, decaimientos raros, golden modes	CPBF, Brasil
4	Bariones y golden modes	Fermilab
5	Difractivos, Leptónicos y Fuera del blanco	California, Davis
6	Modos de decaimiento con charm completamente reconstruibles	California, Davis

Cuadro 5.1: Descripción del Super-stream

5.1.2. Skim1

El propósito del skim1 es dividir los datos en conjuntos más pequeños, cada conjunto con ciertos datos basados en varias clases de física, ver tabla 5.1. Este skim dividió los datos de Pass1 en 6 Super-streams. Cada Super-stream consistió en 200 a 500 cintas magnéticas de 8 mm. La Universidad de Colorado y la Universidad de Vanderbilt fueron las responsables de realizar el skim1.

5.1.3. Skim2

Skim2 constituye el paso final de skimming, donde las cintas provenientes del skim1 fueron divididas en skims más pequeños con un tópico de física aún más específico. Generalmente entre 5 y 12 sub-streams fueron escritos de cada Super-stream. En la tabla 5.1 se encuentran las instituciones que realizaron esta partición.

Los datos para esta tesis fueron tomados del *Superstream 3 sub-stream (Golden Mode)* que consiste de 64 cintas de 8 mm. Donde se encuentran eventos con partículas con *charm* como los *D's* que analizamos en este trabajo. Además es necesario realizar algunos cortes de ciertas variables que nos permitan separar la señal del ruido de fondo.

5.2. Vértices

Utilizando los TSSD (*Target Silicon Strip Detectors*) descritos en la sección del Espectrómetro, podemos tomar ventaja del hecho que partículas con charm viajan una corta distancia en el espectrómetro antes de decaer. Esto quiere decir que podemos reconstruir dos distintos vértices para el evento: el primario o vértice de producción y el secundario o vértice de decaimiento. Un diagrama de uno de nuestros decaimientos y sus vértices se puede ver en la figura 5.1. Reconstruyendo ambos vértices podemos obtener varias cantidades sobre las cuales realizar cortes y separar el ruido de la señal. Para el análisis presentado en esta tesis, se utilizaron candidatos obtenidos mediante el algoritmo de vértices llamado DVERT. El lector interesado en conocer más detalles sobre este algoritmo puede referirse a [27] [22].

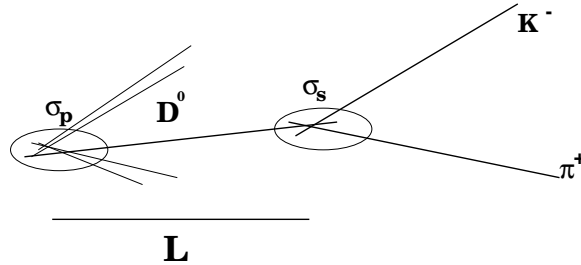


Figura 5.1: Esquema del decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Las elipses representan los centros y los errores de los vértices. L , descrito en el texto, es la distancia entre los centros de las dos elipses.

5.2.1. Nivel de confianza de Vértices

Cada vértice encontrado por el DVERT tiene un nivel de confianza *confidence level* (CL). Llamamos a estos valores CLP para el vértice primario y CLS para el vértice secundario. En la figura 5.1 es evidente que las trazas no se intersectan exactamente en cada vértice. En vez de eso se calcula la probabilidad que dentro de cierto error, todas las trazas candidatas sean

consistentes a intersectarse. Cortes mínimos en estos valores requieren un CL mayor al 1% .

5.2.2. Separación (L/ σ_L)

El corte de separación es el más poderoso en la mayoría de los análisis con *charm*. Se requiere una separación significativa entre los vértices primario y secundario para remover el *background* de hadrones de vida corta. El corte de separación requiere que L/ σ_L sea mayor a cierto valor, donde L es la distancia medida entre los dos vértices y σ_L es el error de esa medida. Este requerimiento se ilustra en la figura 5.1 donde los errores de las posiciones de los vértices se representan mediante elipses. (El error en la dirección longitudinal es típicamente del orden de varios cientos de μm por vértice, mientras que en la dirección transversal los errores sólo son del orden de unos cuantos μm).

5.2.3. Aislamiento Primario (*Primary Isolation (ISO1)*)

ISO1 es una de las tres pruebas de aislamiento que se pueden realizar sobre los vértices . ISO1 determina el mayor nivel de confianza de que una de las trazas en el secundario provenga efectivamente del primario. Mientras mas pequeño sea este valor, es menos probable que cualquier candidato con *charm* este efectivamente asociado con el vértice primario.

5.2.4. Aislamiento Secundario I (*Secondary Isolation I (ISO2)*)

ISO2 determina el mayor nivel de confianza de que una traza que no esta en el primario o el secundario pertenezca al secundario. Mientras mas pequeño sea este valor, es mas probable de que el secundario sea un vértice "puro". Este tipo de corte es útil para deshacerse de *background* proveniente

de decaimientos con alta multiplicidad.

5.2.5. Aislamiento Secundario II (*Secondary Isolation II (ISO3)*)

ISO3 es similar a ISO2. ISO3 determina el mayor nivel de confianza de que cualquier otra traza, incluyendo aquellas en el primario, pertenezcan al secundario. Este tipo de corte se usa raramente puesto que es muy probable de que una de las trazas en el primario pase a través del secundario.

5.2.6. Z primario

Representa la posición geométrica en la coordenada z del vértice primario. Se obtiene una vez seleccionado el candidato a ese vértice usando el algoritmo DVERT. (Este corte me asegura que el candidato es producido en la región del blanco).

5.3. Identificación de partículas mediante los Čerenkov

Para poder identificar los productos de decaimiento de las partículas con *charm* (los D 's en nuestro caso) utilizamos los detectores de Čerenkov que identifican hadrones (π^\pm , K^\pm , y p/\bar{p}). El algoritmo de identificación Čerenkov llamado CITADL (*Čerenkov Identification Through A Digital Likelihood*) [14] usado en FOCUS está basado en razones probables entre varias hipótesis de partículas. Las posibilidades de partículas consideradas para cada traza son e^\pm , π^\pm , K^\pm , y p/\bar{p} . Para cada una de estas cuatro hipótesis la probabilidad, L , se calcula observando el estado de las celdas del detector dentro del cono Čerenkov de la partícula. La probabilidad de que una partícula asociada a una traza de momento conocido encienda una celda particular en un Čerenkov se

calcula utilizando estadística de Poisson. Este cálculo se basa en el número predicho de fotones Čerenkov golpeando a la celda bajo la hipótesis de cada partícula. El producto de las probabilidades de encendido para todas las celdas relevantes en los tres detectores es el que forma L . Después se calcula el valor $W_{obs}(i) \equiv -2 \ln L$ para cada hipótesis de partícula i . La identificación de Čerenkov se realiza haciendo cortes en la diferencia entre dos posibles hipótesis. Por ejemplo, un corte típico que separa un kaón de un pión es:

$$W_{obs}(\pi) - W_{obs}(K) > 3 \quad (5.1)$$

Para una descripción detallada del algoritmo CITADL ver la referencia [23].

5.3.1. Identificación de kaones

La identificación de kaones es simple, puesto que la mayoría de las partículas producidas en interacciones de blanco fijo son electrones o piones, se debe cortar en la diferencia entre las hipótesis del kaón y del pión. (Esto también implica un efectivo corte entre kaón y electrón puesto que la hipótesis para el kaón es más cercana a la del pión que a la del electrón). La variable a cortar es $\Delta W(\pi K)$ que se define como $W_{obs}(\pi) - W_{obs}(K)$. Se requieren valores positivos de $\Delta W(\pi K)$, lo cual quiere decir que la hipótesis del kaón está favorecida sobre la hipótesis del pión.

5.3.2. Identificación de piones

Para identificar piones, se utiliza un corte llamado π_{con} (*pion consistency*, consistencia de pión). Este corte determina que tan probable es la hipótesis del pión comparada a las otras hipótesis. La definición de π_{con} es:

$$\pi_{con} \equiv \min(W_{obs}(e), W_{obs}(K), W_{obs}(p)) - W_{obs}(\pi) \quad (5.2)$$

Variable	Corte	Variaciones
L/σ	> 3	> 5
prim. isol. cut	< 0.01	
sec. isol. cut 2	< 0.01	
conf. lev. prim.	> 0.01	
conf. lev. fit sec.	> 0.1	
z prim.	$-10 < z_{prim} < 5$	
had. trig.	$= 1$	
kaonicity (para c/kaón)	> 1	
pionicity (para c/pión)	> -6	> -4

Cuadro 5.2: Cortes de selección

que permite valores en el rango $(-\infty, \infty)$. Este tipo de corte típicamente incurre en poca pérdida de señal con el valor de -6, lo cual significa que alguna otra hipótesis es favorecida sobre la hipótesis del pión, pero no por una gran cantidad.

En la tabla 5.2 se muestran los cortes utilizados para la selección de eventos.

Una vez realizados estos cortes (tanto para MC reconstruido como para datos), los datos que pasaron esta selección fueron guardados en ntuplas (una especie de vector con varias entradas donde se guardan para cada evento encontrado todas las variables de interés). Y es con estos eventos con los cuales se calculan las asimetrías.

Capítulo 6

RESULTADOS

6.1. Asimetría

Definimos la asimetría α , como:

$$\alpha = \frac{N_c/\epsilon_c - N_{\bar{c}}/\epsilon_{\bar{c}}}{N_c/\epsilon_c + N_{\bar{c}}/\epsilon_{\bar{c}}} \quad (6.1)$$

donde N_c ($N_{\bar{c}}$) es el número de partículas (antipartículas) contadas ya sea sobre el rango completo de la aceptación del espectrómetro o en regiones de las variables cinemáticas tomando en cuenta que la aceptación para partículas y antipartículas es la misma sobre la región cinemática a estudio, y ϵ_c ($\epsilon_{\bar{c}}$) es la eficiencia del espectrómetro para partículas (antipartículas).

Las variables cinemáticas que estudiamos son: p_L (momento longitudinal o momento en la coordenada z), p_T^2 (momento transversal al cuadrado $p_T^2 = p_x^2 + p_y^2$), y x_F (definida como la razón entre el momento longitudinal de la partícula con charm y su máximo valor evaluado en el marco del centro de referencia del momento del fotón-nucleón $x_F = \frac{P_L}{(\sqrt{s}/2)}$) y energía del haz incidente, E_γ .

Dividimos cada variable cinemática en diferentes rangos o regiones (*bins*), para p_T^2 : [0,0.5), [0.5,1), [1,1.5), [1.5,2), [2,2.5), [2.5,3), todos en GeV^2/c^2

; para p_L : [40,55), [55,70), [70,85), [85,105), [105,140), [140,200), todos en GeV/c; para x_F : [0,0.2), [0.2,0.4), [0.4,0.6), [0.6,0.8), [0.8,1); para la energía del haz: (80,160], (160,240], (240,320], todos en GeV; y para cada decaimiento en cada uno de estos *bins* calculamos la asimetría.

Presentaremos comparaciones entre la asimetría "pesada" por la eficiencia del detector encontrada para nuestros datos con la generada por Monte Carlo y veremos si existe alguna dependencia cinemática.

6.2. Procedimiento

Puesto que necesitamos contar el número de partículas o anti-partículas detectadas en el experimento, se procede igual que en el Monte Carlo: para cada histograma de masa (hay uno por cada decaimiento en cada uno de los rangos de las variables cinemáticas) se realiza un *fit* para obtener el número estadísticamente más cercano al número de eventos detectados. La diferencia es que como ahora se trata de datos reales los histogramas tienen mucho más *background*. Ahora el *fit* realizado fue a 2 gaussianas y el ruido de fondo a un polinomio de grado 1 para los decaimientos $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ [28], $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ y a 1 gaussiana y el ruido de fondo a un polinomio de grado 1 para $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$. Ver figura 6.2. Los *yields* provenientes de estos *fits* nos proporcionan el número de partículas o antipartículas (N_c o $N_{\bar{c}}$ en la fórmula de asimetría) detectadas en el experimento. Para ver los *fits* de todos los decaimientos ir al Apéndice B.

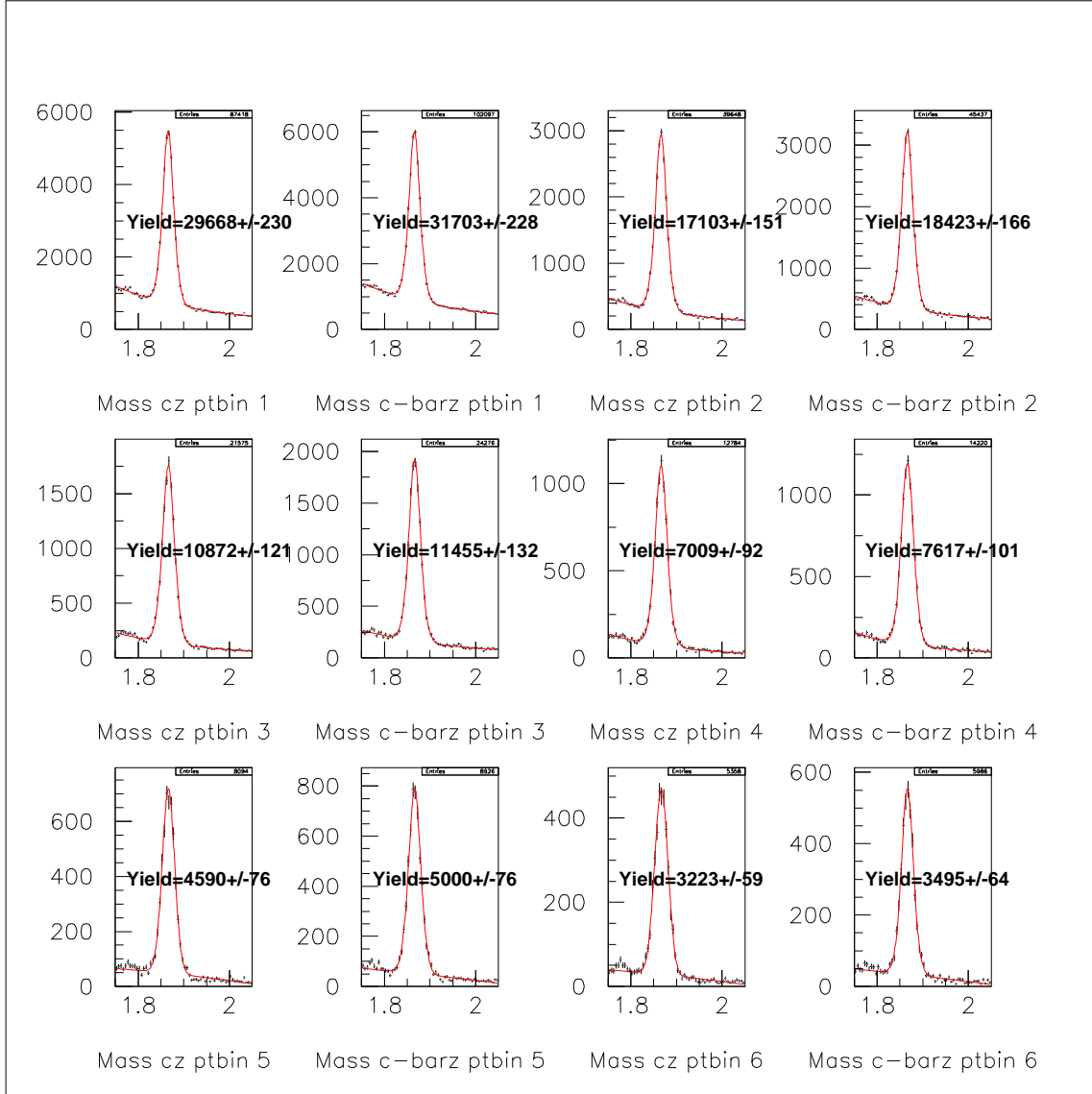


Figura 6.1: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ para los diferentes $bins$ de p_T^2 para los datos analizados.

Los números totales de partículas y anti-partículas obtenidos para cada decaimiento pueden verse en la tabla 6.1

Decaimiento	Yield partic	Yield anti-partic
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	81292 ± 340	87530 ± 376
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	78268 ± 356	85082 ± 411
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	39555 ± 309	42556 ± 276
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	8098 ± 159	8363 ± 159
$D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	6801 ± 144	7793 ± 146

Cuadro 6.1: Tabla de yields globales para partículas y anti-partículas.

6.3. Resultados

Los resultados globales de los 5 decaimientos se encuentran en la tabla 6.2, también en esta tabla se pueden ver las asimetrías para el modelo de Monte Carlo usado y las asimetrías reportadas por el E687 [29]. Cabe resaltar aquí que la comparación directa de resultados de diferentes experimentos debe ser hecha con precaución puesto que los resultados arrojados por cada experimento depende de las aceptancias y rangos cinemáticos para cada uno de ellos. En particular la comparación entre los datos de FOCUS y el E687 no depende de la aceptación pues se trata del mismo espectrómetro, aunque la energía del haz no sea la misma. Sin embargo, en nuestros resultados, al incluir un error sistemático (ver más adelante cómo se obtiene), sí se está tomando en cuenta las correlaciones introducidas por el método de selección de candidatos, y al hacer esto nuestros resultados son independientes del experimento, cosa que no sucede con los datos del E687 [29].

Decaimiento	FOCUS	Monte Carlo	E687
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$-0.021 \pm 0.003 \pm 0.008$	0.009 ± 0.0002	-0.020 ± 0.015
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$-0.073 \pm 0.003 \pm 0.031$	-0.038 ± 0.0003	-0.038 ± 0.009
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$-0.027 \pm 0.005 \pm 0.005$	-0.003 ± 0.0002	-0.019 ± 0.015
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	$-0.011 \pm 0.014 \pm 0.012$	-0.066 ± 0.0007	0.025 ± 0.052
$D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	$-0.053 \pm 0.014 \pm 0.004$	-0.010 ± 0.0007	no reportado
$D^{*+} \rightarrow \pi^+(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	no realizado	no realizado	-0.064 ± 0.015

Cuadro 6.2: Tabla de asimetrías globales. En los datos de FOCUS el primer error es el error estadístico y el segundo es el error sistemático.

6.3.1. Errores

El error sistemático se define como un error proveniente de variables que están fuera de mi control.

$$\Delta = \sqrt{\sum_i |\Delta_i|^2} \quad (6.2)$$

Estas variables fuera de mi control son por ejemplo los cortes realizados, la manera en que se modeló la señal o el ruido de fondo y las eficiencias del detector.

Donde cada Δ_i representa la diferencia entre nuestro valor medido y el obtenido al variar los cortes de selección (dejando fijos los otros cortes): es decir las variaciones listadas en la tabla 5.2. Se pueden observar estas diferencias en la tabla 6.3.

O bien variando la modelación de la señal: a 1 gaussiana en lugar de 2, o la modelación del ruido de fondo, o variando las eficiencias del detector tomando en cuenta su error estadístico. Se pueden observar estas diferencias en la tabla 6.4.

También se consideró el efecto de la función de reyección y la contribución resultó ser despreciable.

Decaimiento	Datos sin variación	$L/\sigma > 5$	pionicity > -4
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	-0.021 ± 0.003	-0.013 ± 0.003	-0.021 ± 0.003
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	-0.073 ± 0.003	-0.030 ± 0.002	-0.030 ± 0.004
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	-0.027 ± 0.005	-0.023 ± 0.004	-0.029 ± 0.005
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	-0.011 ± 0.014	-0.005 ± 0.010	-0.003 ± 0.011
$D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	-0.053 ± 0.014	-0.053 ± 0.009	-0.050 ± 0.010

Cuadro 6.3: Comparación de asimetrías en función de las variaciones en L/σ y pionicity

Decaimiento	model. señal	model. ruido	error eficien.
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	-0.023 ± 0.003	-0.022 ± 0.003	-0.022 ± 0.003
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	-0.075 ± 0.002	-0.073 ± 0.003	-0.073 ± 0.003
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	-0.027 ± 0.004	-0.027 ± 0.005	-0.029 ± 0.005
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$		-0.006 ± 0.016	-0.015 ± 0.014
$D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$		-0.054 ± 0.014	-0.056 ± 0.014

Cuadro 6.4: Comparación de asimetrías en función de las variaciones en los *fits* y las eficiencias

El error sistemático reportado en el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ a saber $-0.073 \pm 0.003 \pm 0.031$ es la mitad de la diferencia observada. Y esto es porque la diferencia es grande comparada con los otros decaimientos (ver tabla 6.3). Este hecho puede explicarse de la siguiente manera: podría ser que este decaimiento estuviera contaminado, y al hacer un corte de L/σ más restrictivo estemos limpiando la muestra de algún ruido de fondo que contamine la señal, por ejemplo: como en nuestro estudio no incluimos el decaimiento $D^{*+} \rightarrow \pi^+(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ al leer nuestros datos sin las variaciones de L/σ y pionicity podría ser que estuviéramos confundiendo este decaimiento con $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. En cambio, al leer los datos con la variación en $L/\sigma > 5$ este decaimiento se está eliminando, como puede verse en la figura 6.3.1 y por tanto el valor de la asimetría baja drásticamente. Igualmente al leer los datos con la variación pionicity > -4 este corte afecta directamente al π producido inicialmente en el decaimiento $D^{*+} \rightarrow \pi^+(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ pues se

trata de un pion con bajo momento y por tanto desechado en el corte, de tal manera que también aquí el corte elimina el decaimiento de D^{*+} y de hecho se obtienen valores en la asimetría muy parecidos. Además el corte de L/σ utilizado para este modo en el artículo del E687 [29] es de $L/\sigma > 8$ y se expresa ahí que los valores de asimetría que reportan dependen de este corte. Sólo para reafirmar esta hipótesis comparemos el valor de la asimetría para $D^{*+} \rightarrow \pi^+(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ encontrado por el E687 con el valor que nosotros obtenemos para $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ sin variaciones y veremos que son parecidos. Otra pista en esta hipótesis es que al comparar la asimetría de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ con la de $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ al tratarse de la misma partícula, D^+ , no debería de existir gran diferencia, lo cual en nuestro caso si sucede (no así para los D^0 : comparese las aimatrías de $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ y $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, son similares), esto puede deberse de nuevo a la contaminación de la muestra de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.

6.3.2. Asimetrías en función de las variables cinemáticas

Las asimetrías encontradas en función de las variables cinemáticas pueden verse de la figura 6.3.2 a la figura 6.3.2. Con la variación $L/\sigma > 5$ de la figura 6.3.2 a la figura 6.3.2 y con la variación pionicity > -4 de la figura 6.3.2 a la figura 6.3.2. En todas estas figuras las estrellas son los valores de las asimetrías del Monte Carlo generado y los rombos los valores de las asimetrías para datos.

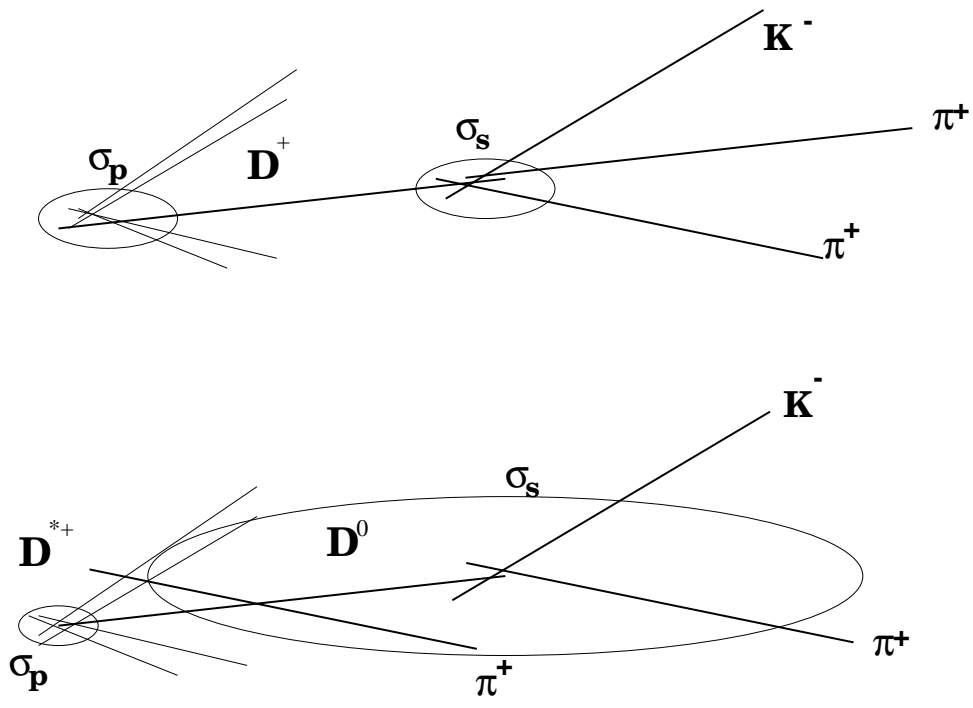


Figura 6.2: Diferencia esquemática entre los decaimientos $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y $D^{*+} \rightarrow \pi^+ (D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$

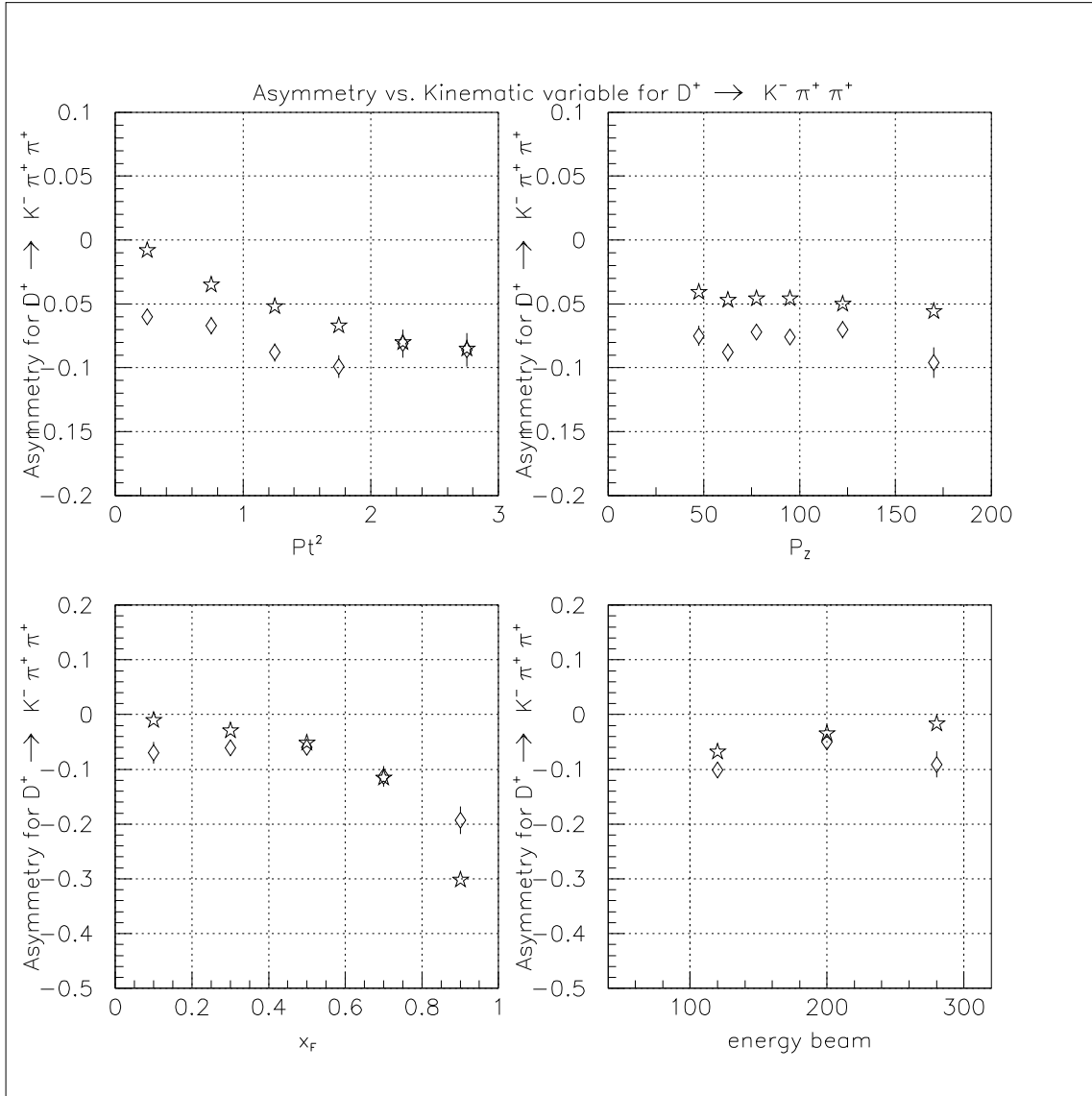


Figura 6.4: Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas

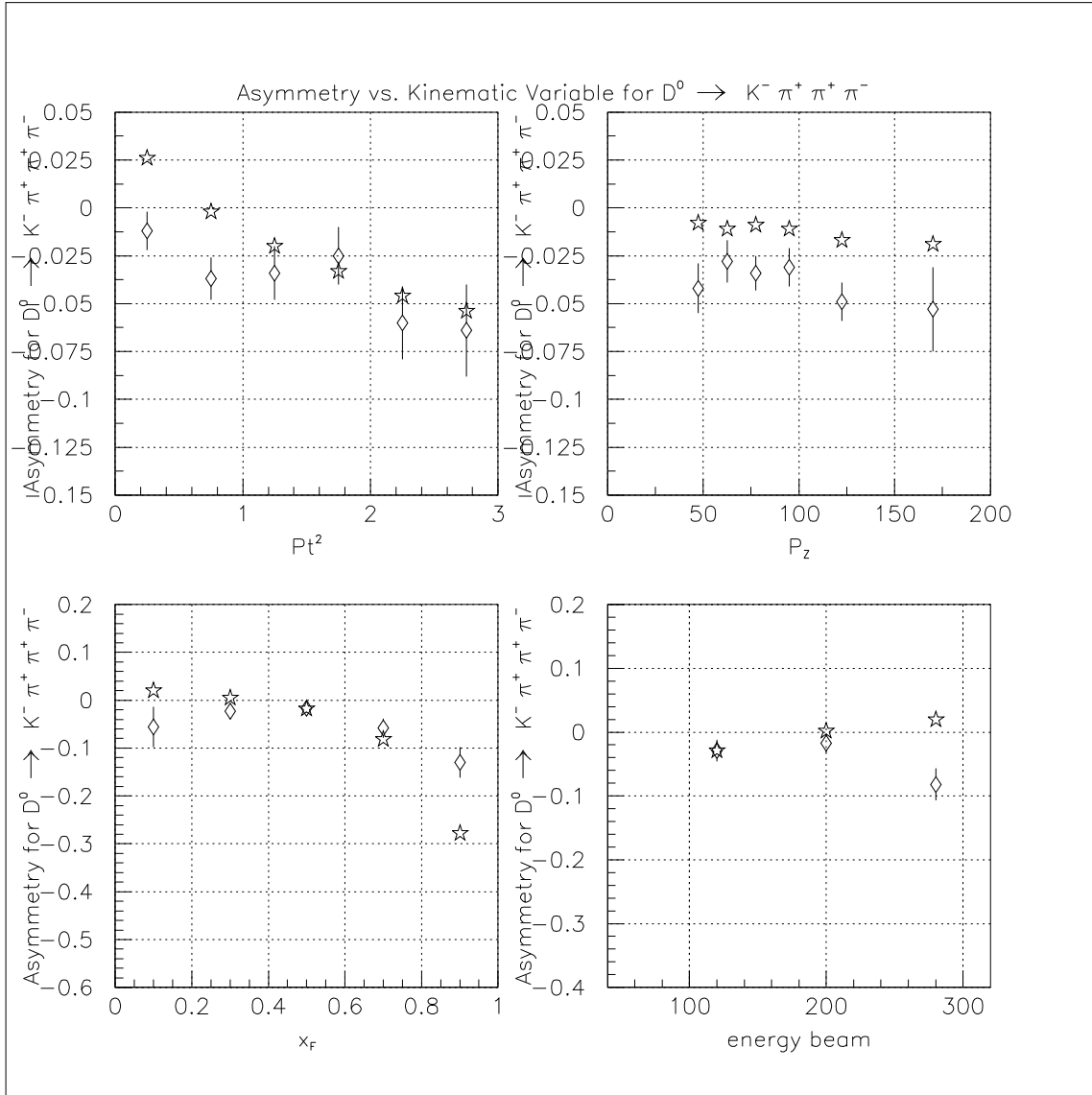


Figura 6.5: Asimetrías para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ en función de las variables cinemáticas

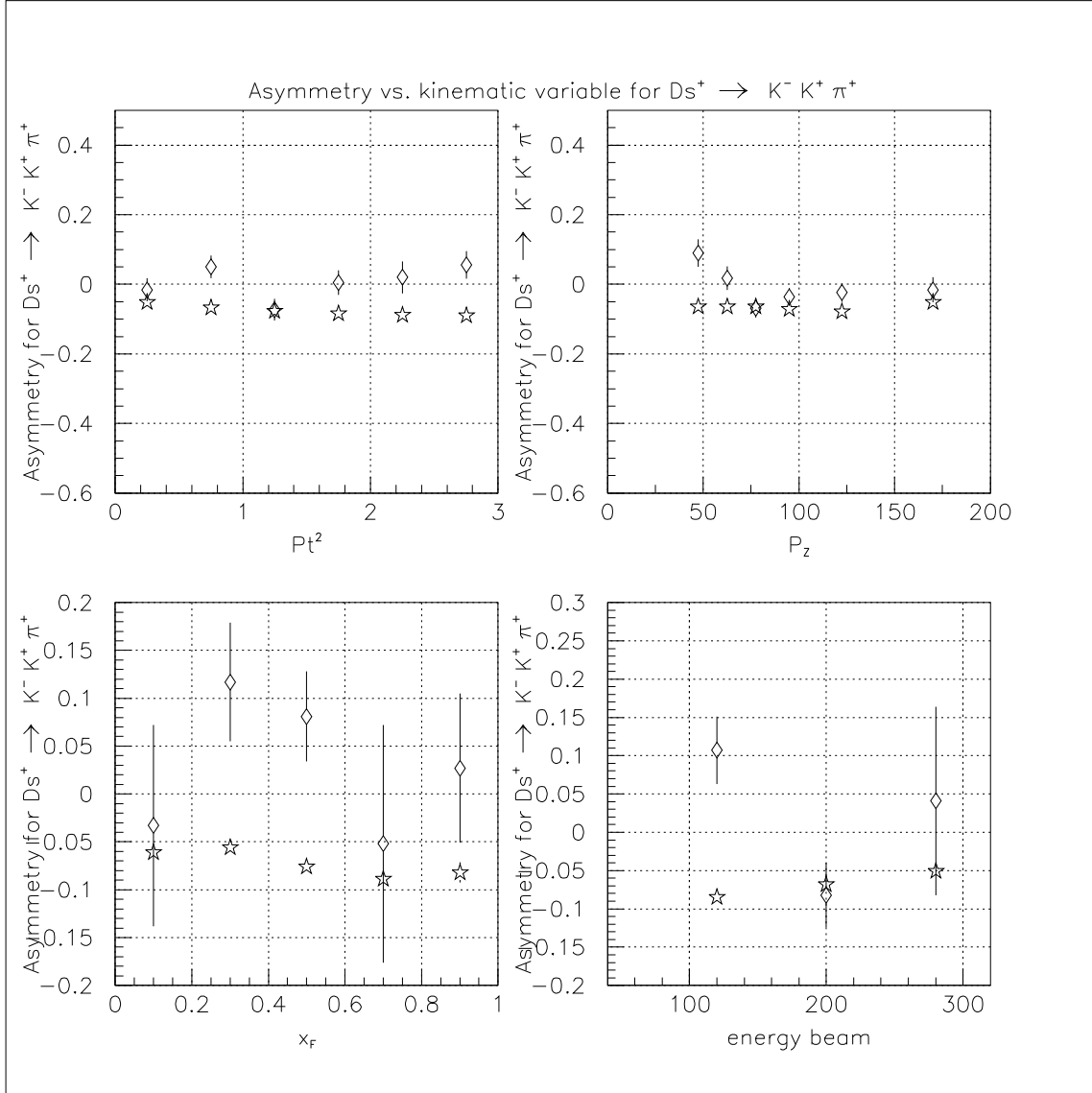


Figura 6.6: Asimetrías para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas

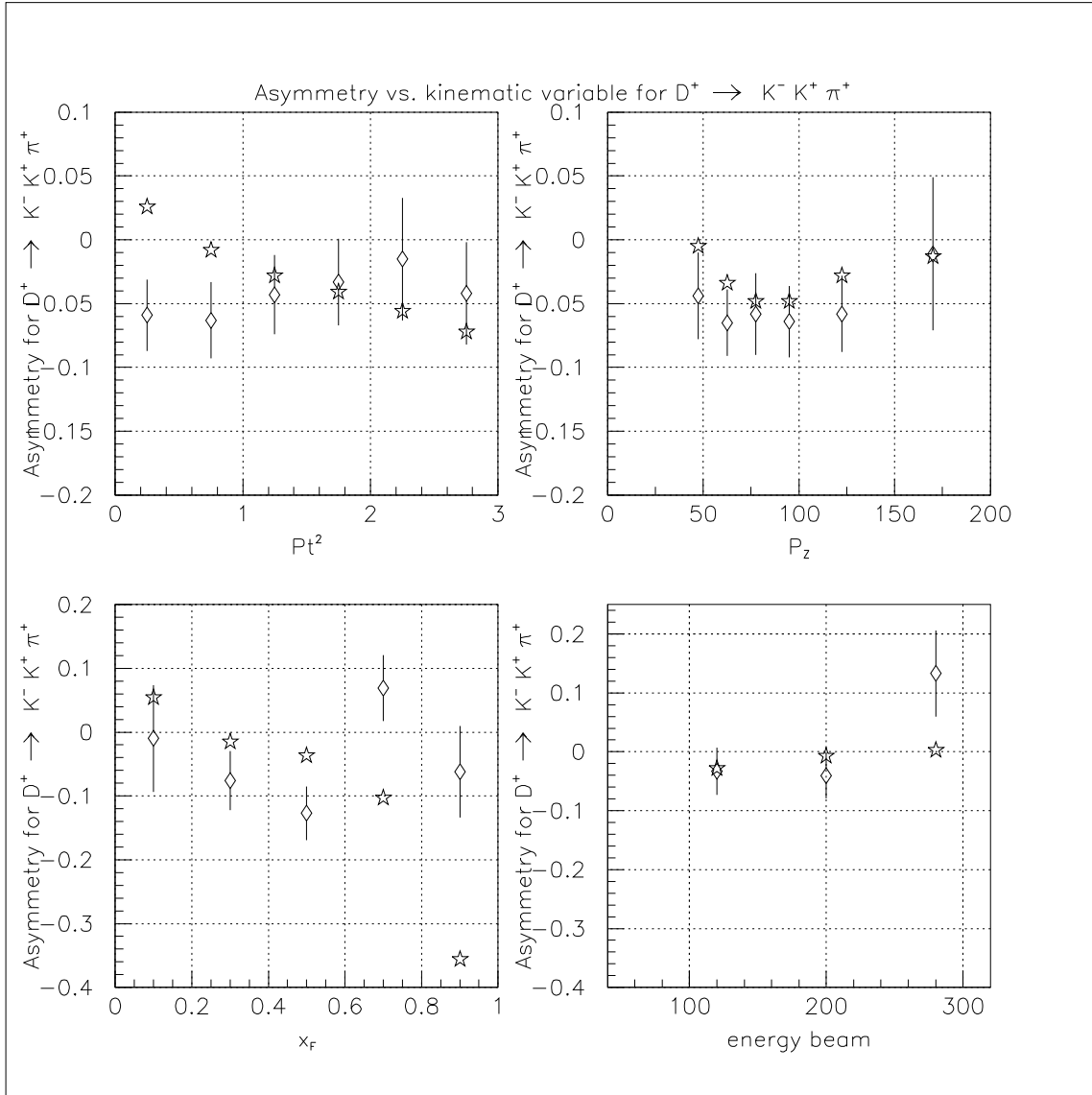


Figura 6.7: Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas

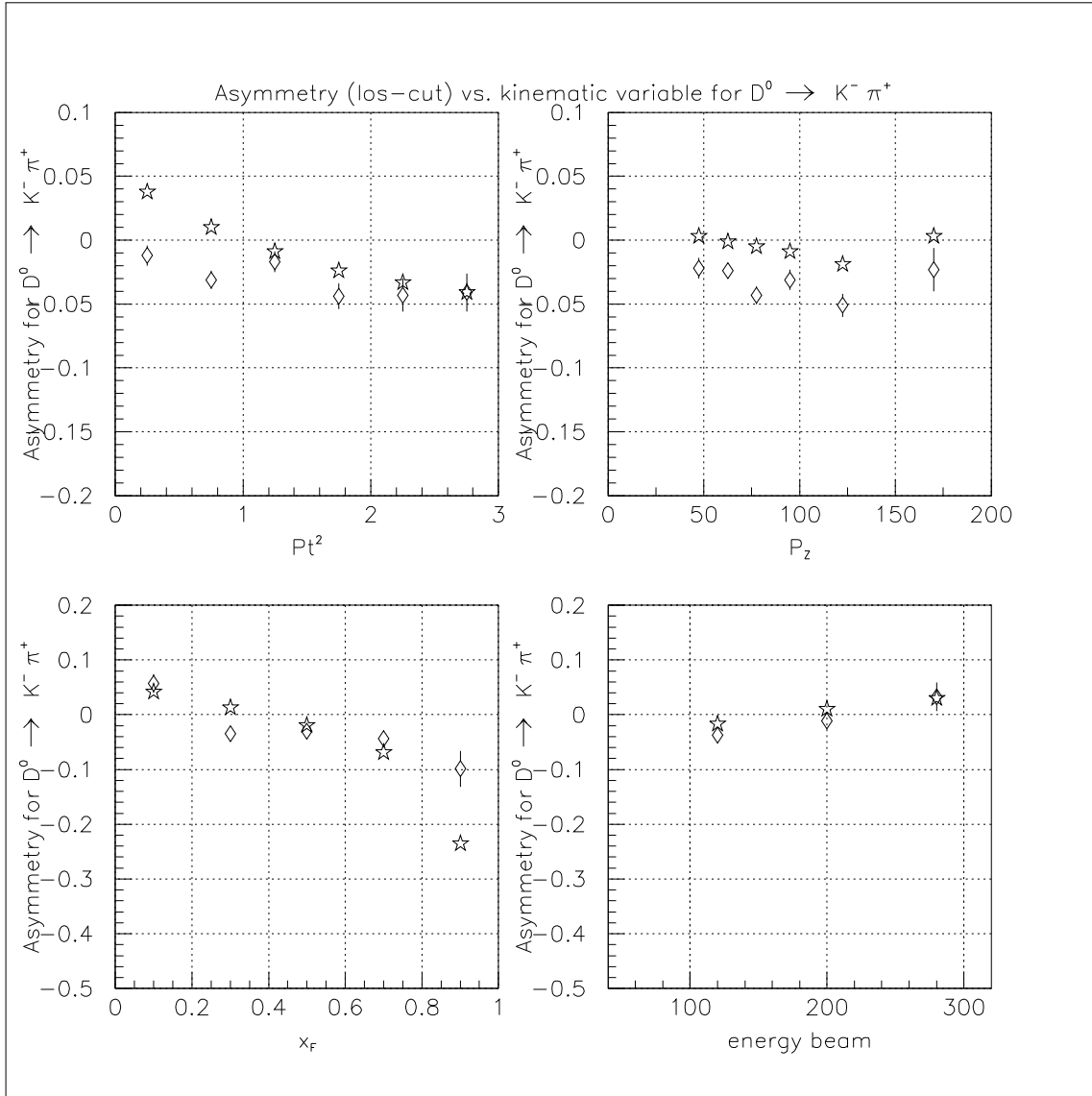


Figura 6.8: Asimetrías para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación $L/\sigma > 5$

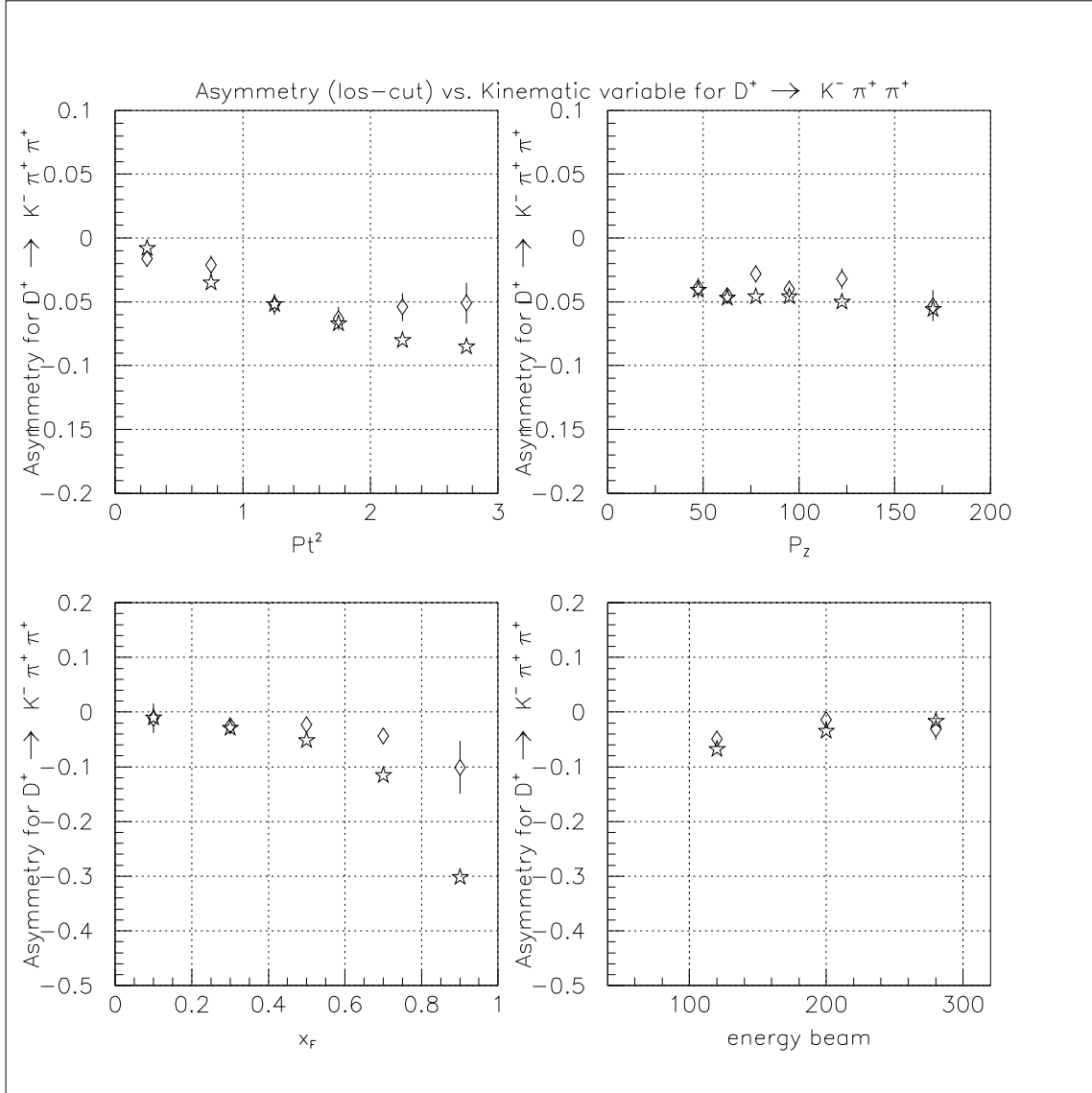


Figura 6.9: Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación $L/\sigma > 5$

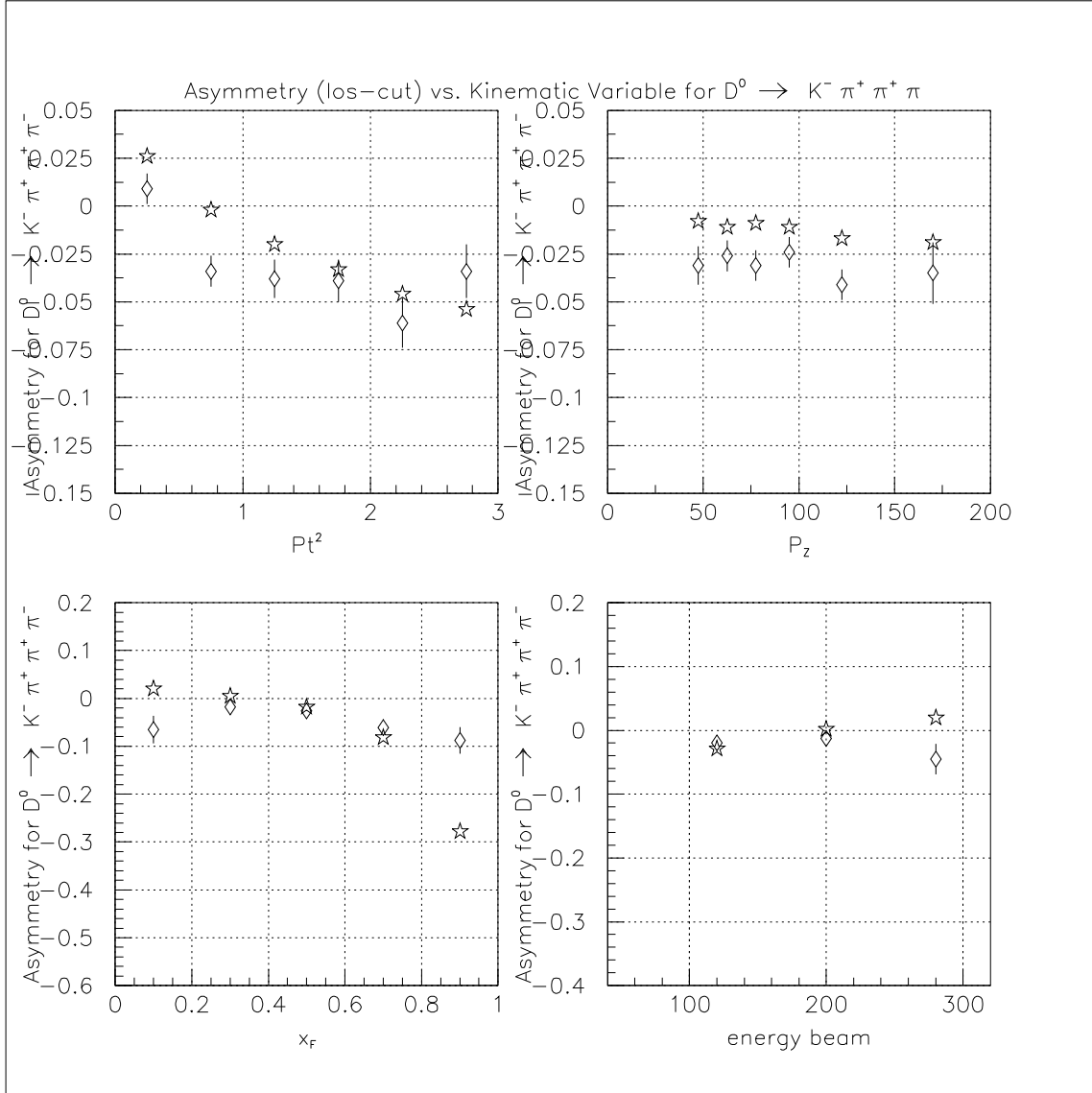


Figura 6.10: Asimetrías para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ en función de las variables cinemáticas con variación $L/\sigma > 5$

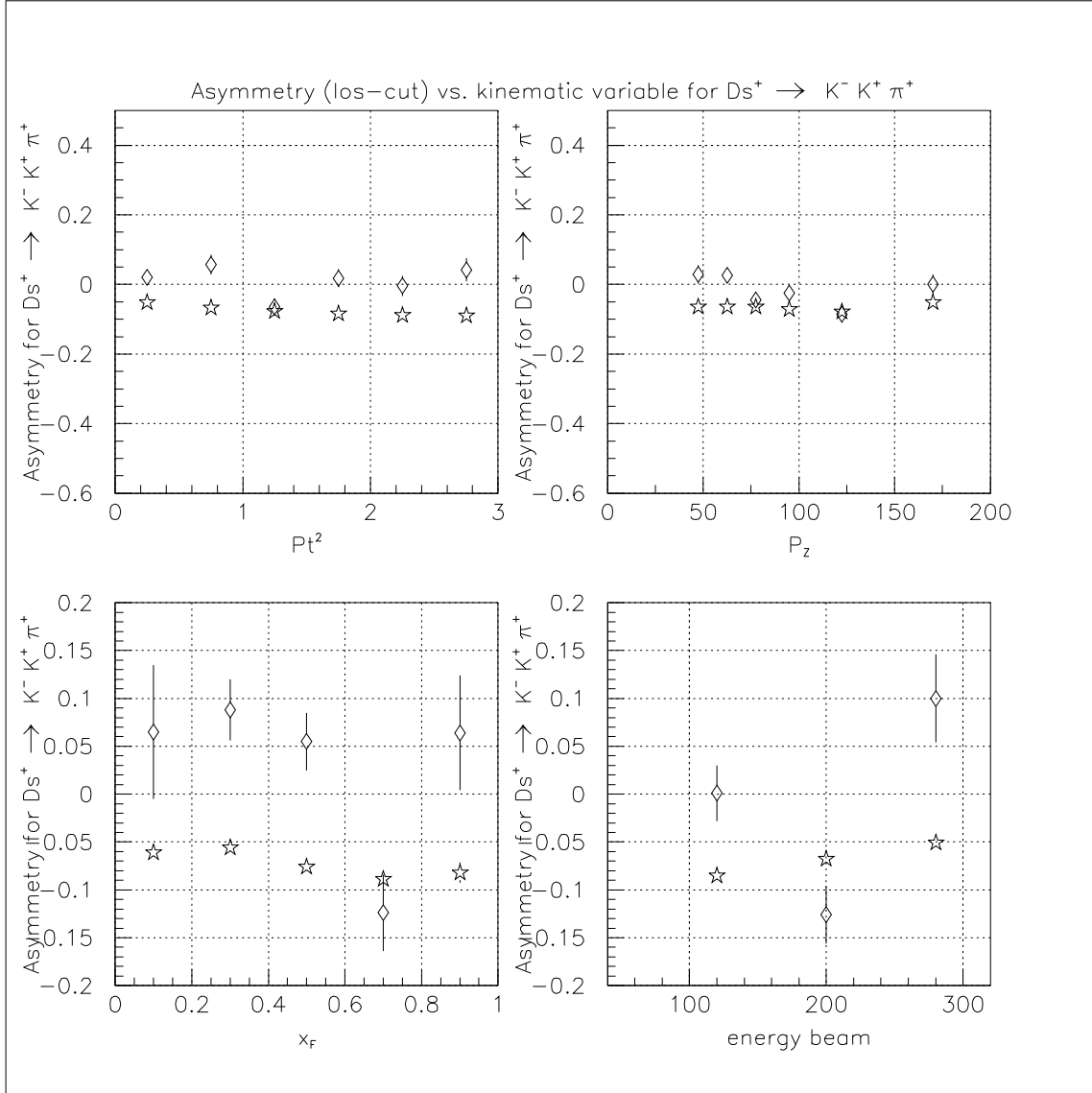


Figura 6.11: Asimetrías para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación $L/\sigma > 5$

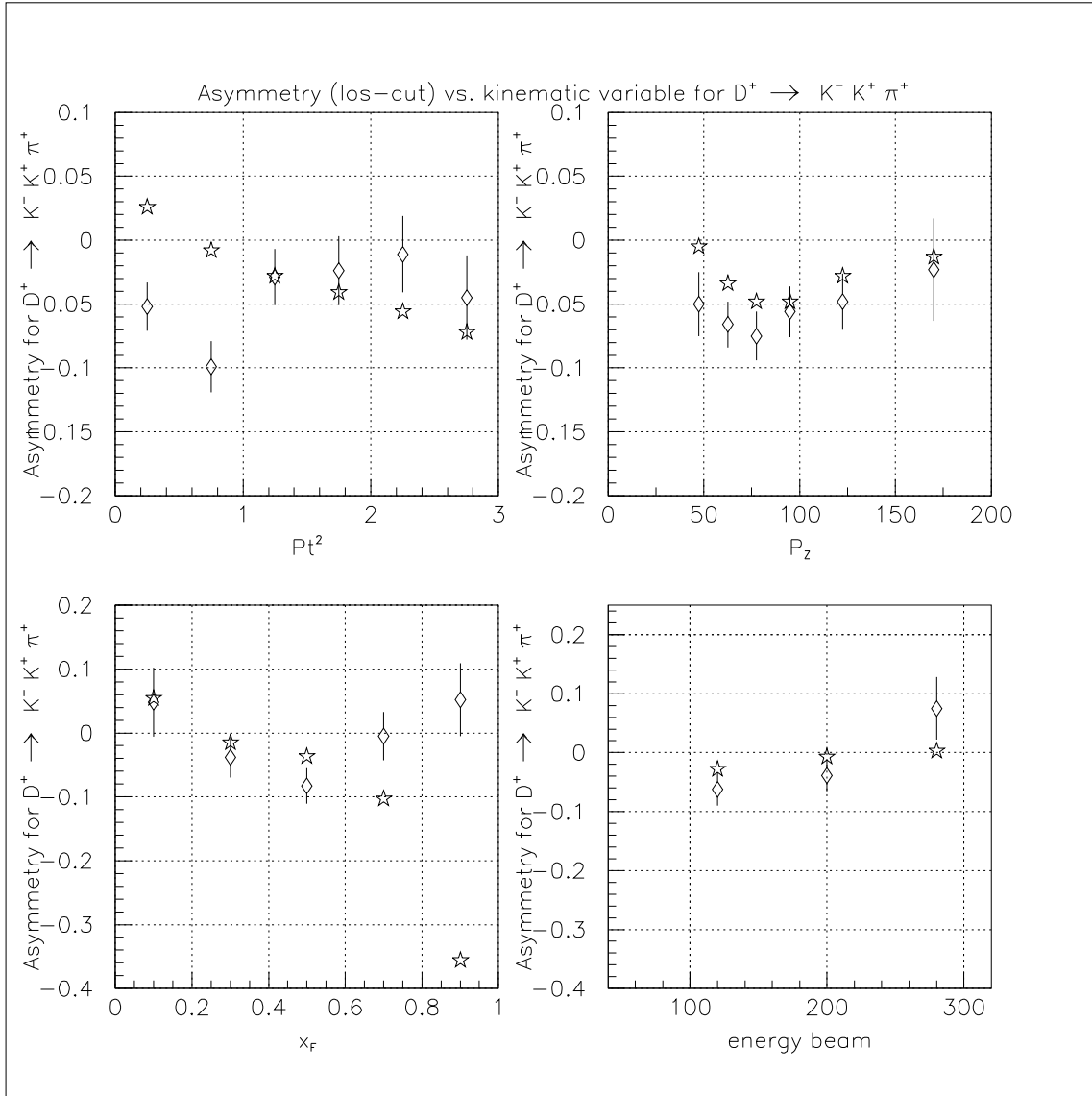


Figura 6.12: Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación $L/\sigma > 5$

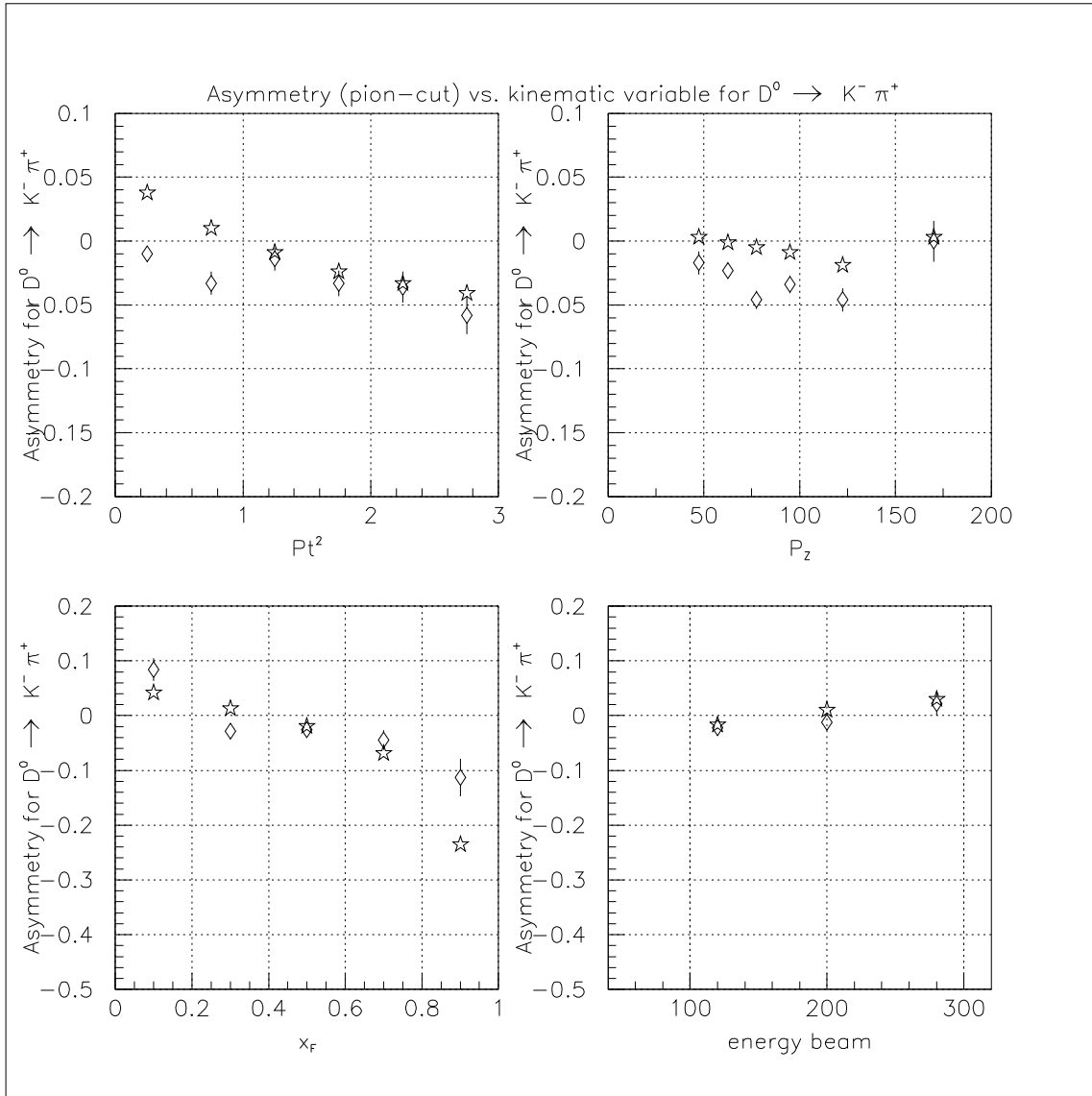


Figura 6.13: Asimetrías para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación pionicity > -4

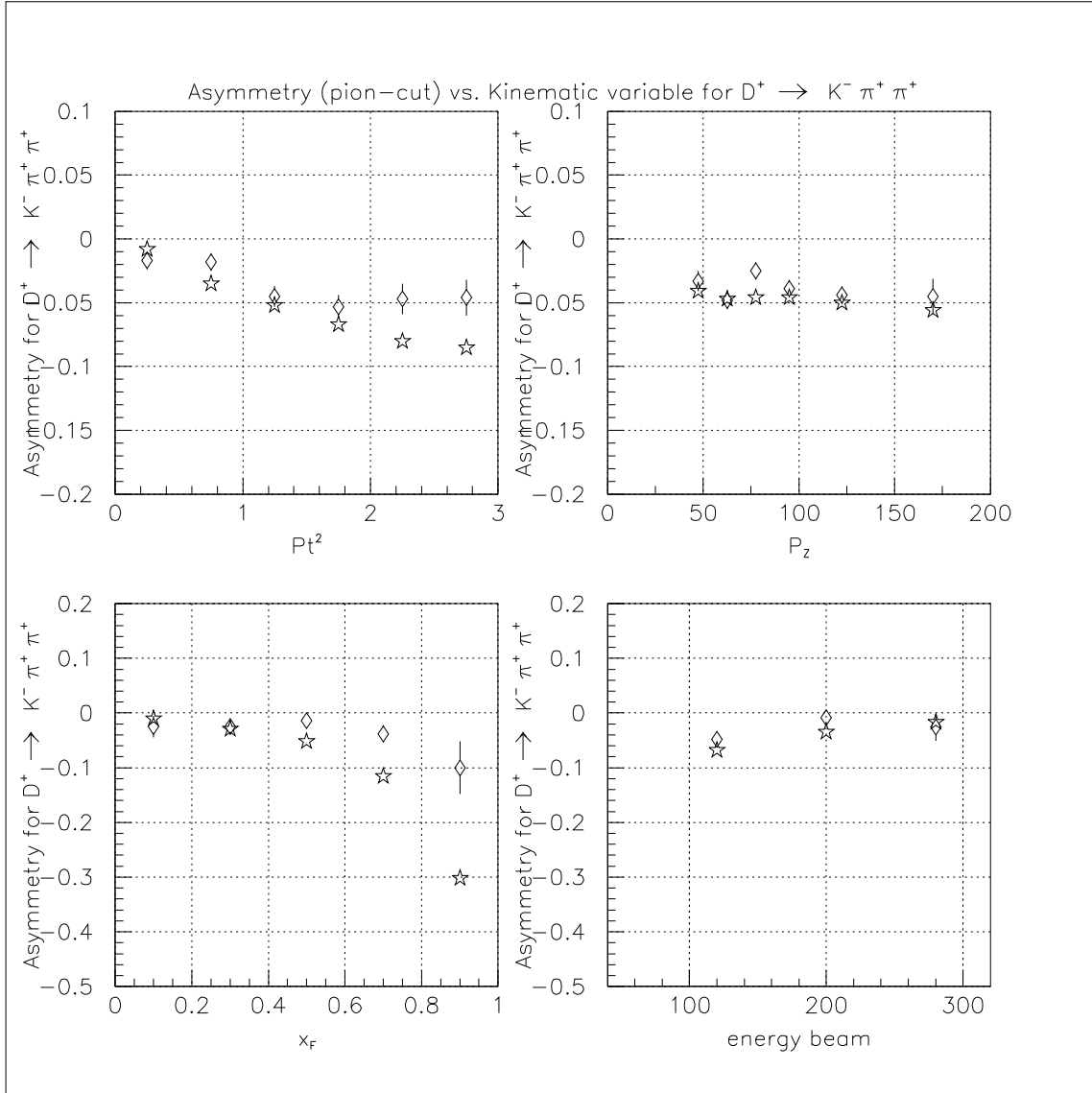


Figura 6.14: Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación pionicity > -4

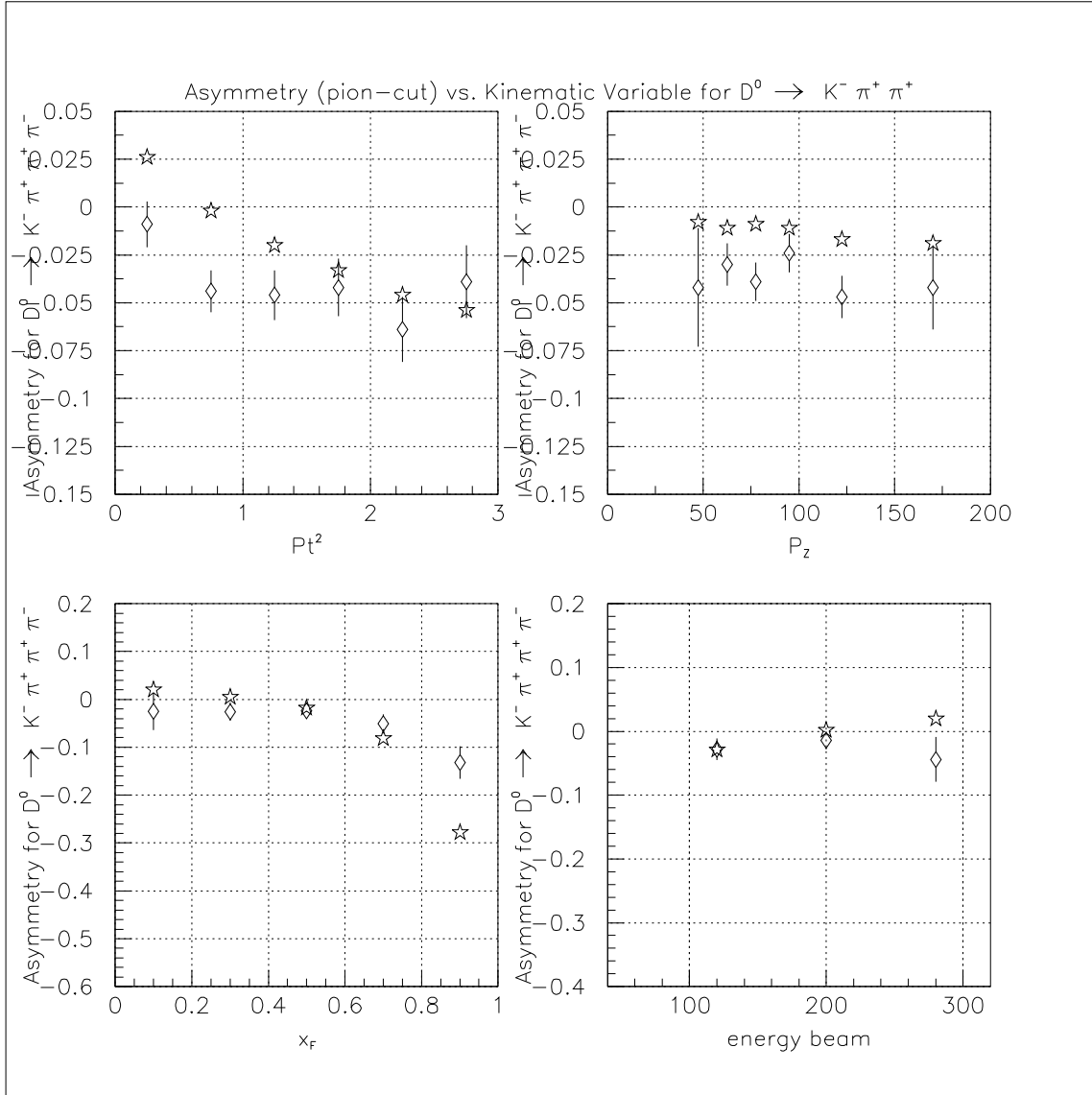


Figura 6.15: Asimetrías para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$ en función de las variables cinemáticas con variación pionicity > -4

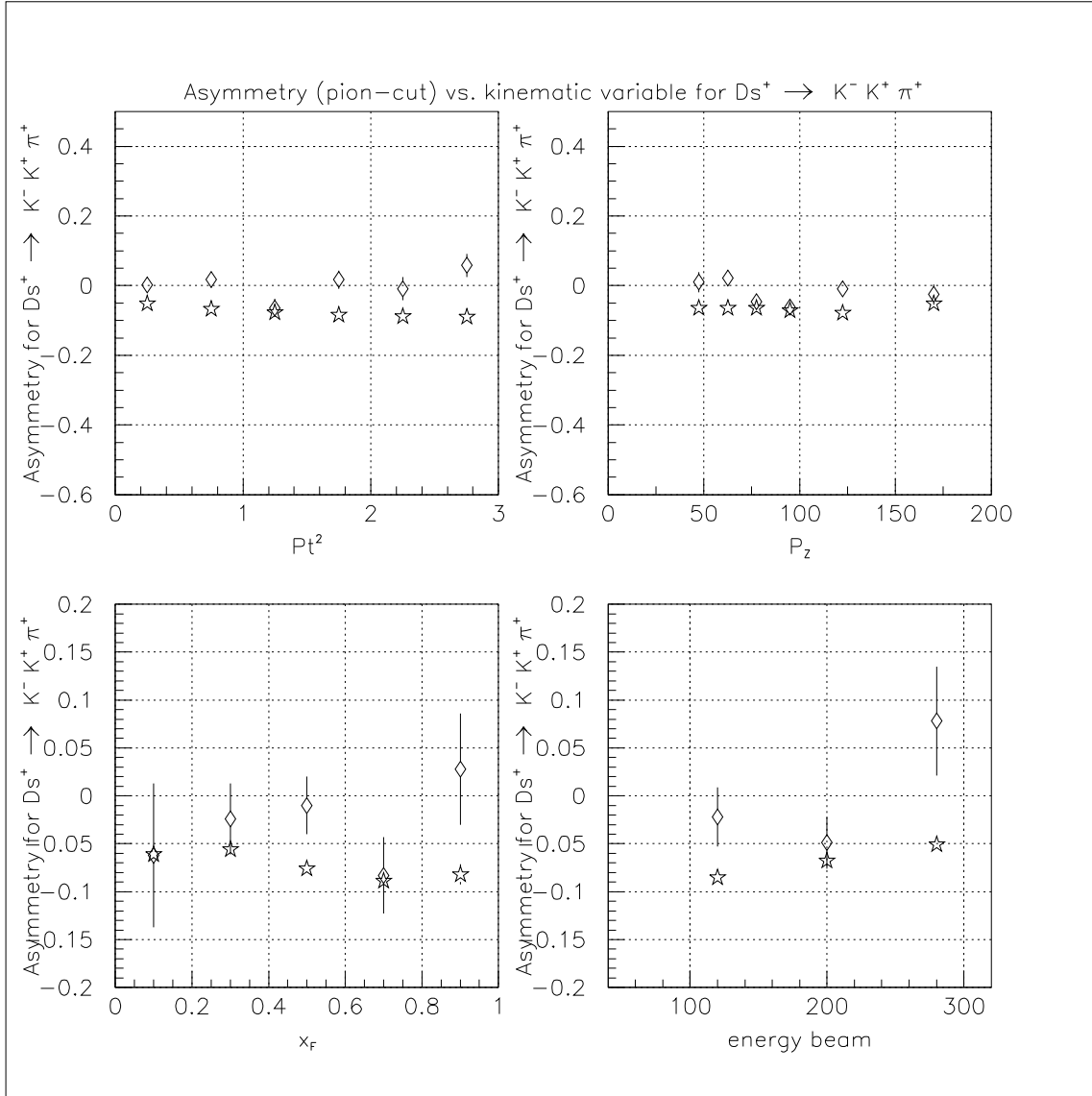


Figura 6.16: Asimetrías para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación pionicity > -4

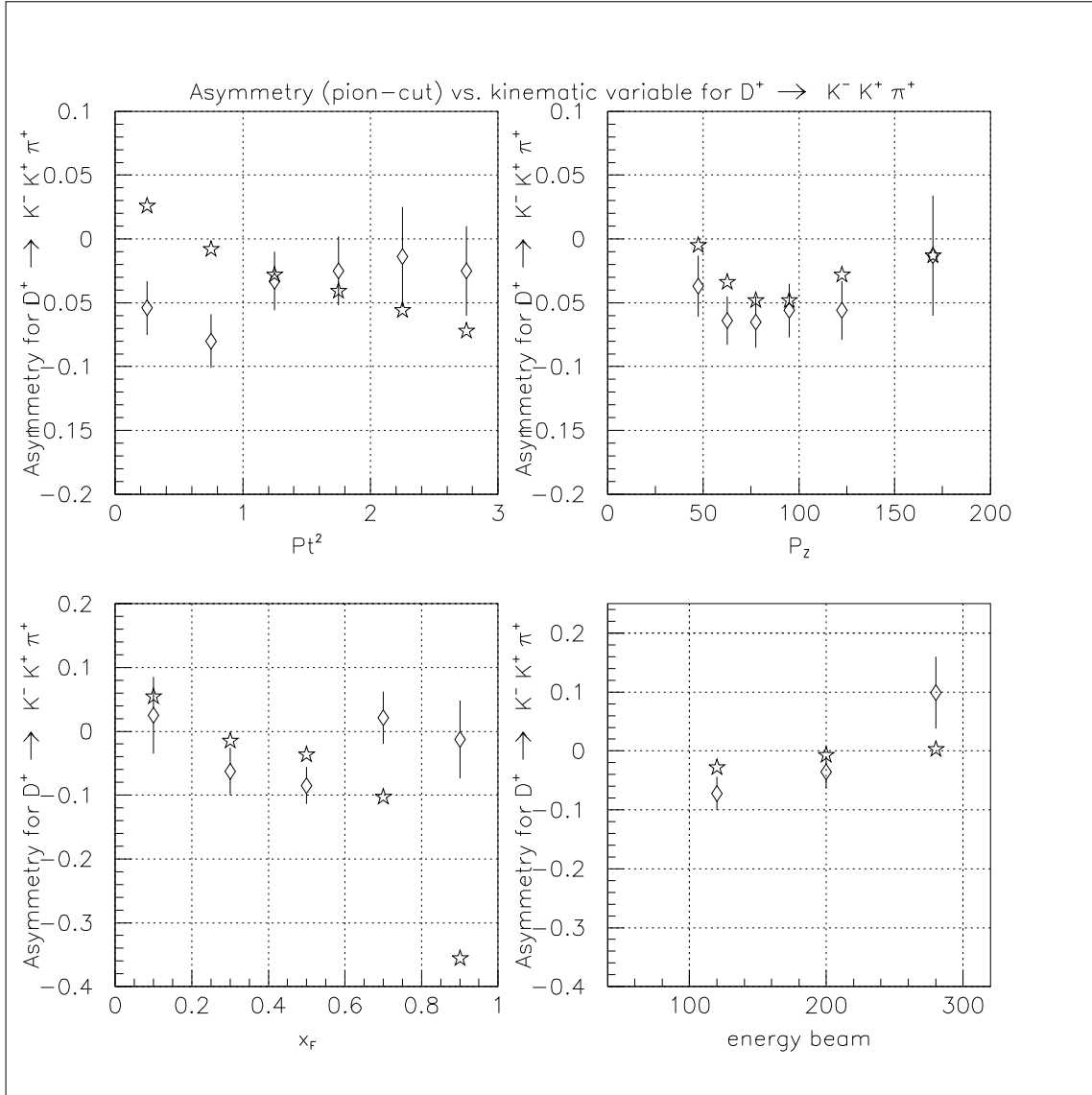


Figura 6.17: Asimetrías para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ en función de las variables cinemáticas con variación pionicity > -4

Capítulo 7

CONCLUSIONES

En este trabajo hemos estudiado las asimetrías en la fotoproducción de: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Los resultados globales de estas asimetrías se encuentran en la tabla 7.1

Decaimiento	FOCUS	Monte Carlo	E687
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$-0.021 \pm 0.003 \pm 0.008$	0.009 ± 0.0002	-0.020 ± 0.015
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$-0.073 \pm 0.003 \pm 0.031$	-0.038 ± 0.0003	-0.038 ± 0.009
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$-0.027 \pm 0.005 \pm 0.005$	-0.003 ± 0.0002	-0.019 ± 0.015
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	$-0.011 \pm 0.014 \pm 0.012$	-0.066 ± 0.0007	0.025 ± 0.052
$D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	$-0.053 \pm 0.014 \pm 0.004$	-0.010 ± 0.0007	no reportado

Cuadro 7.1: Tabla de asimetrías globales

Como se puede observar nuestros resultados son consistentes con los reportados por el experimento E687, a excepción del resultado reportado para $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, pero en los resultados ya dimos una amplia explicación al respecto. Con el modelo teórico *Counting Rule* de Monte Carlo se pueden ver varias discrepancias. Además mismo mesón, D^0 por ejemplo, aunque decaiga en partículas diferentes $K^- \pi^+$ ó $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ tiene asimetrías dentro del mismo rango. No sucede lo mismo en cambio con D^+ para sus dos

decaimientos: $K^- \pi^+ \pi^+$ y $K^- K^+ \pi^+$ puesto que se sospecha de alguna contaminación en el modo $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

De las gráficas de la asimetría en función de las variables cinemáticas (figuras 6.3.2 a 6.3.2) podemos concluir que no se observa dependencia alguna respecto al momento longitudinal (p_L), mientras que respecto al momento transversal al cuadrado p_T^2 se observa una dependencia descendiente. La dependencia en x_F es mínima y para la energía del haz debido a la poca estadística en rangos bajos o altos de energía, con tres puntos es difícil sacar una conclusión definitiva.

En resumen podemos concluir lo siguiente:

Se ve una clara tendencia a valores negativos en las asimetrías, esto implica una mayor producción de antipartículas que de partículas. (Lo mismo fue reportado para bariones con encanto [30]).

El modelo de Monte Carlo utilizado sigue esta tendencia, sin embargo este trabajo puede ser utilizado para mejorarlo.

Los errores reportados mejoran considerablemente a los obtenidos en experimentos anteriores, esto es debido claramente a una mucho mejor estadística debido a una mayor producción de *charm* como nunca antes producida.

Nuestra medición es independiente del experimento, pues hemos "pesado" nuestros resultados tomado en cuenta las eficiencias de nuestro detector y en el error sistemático reportado hemos incluido las diferencias introducidas por el método de selección de candidatos.

La asimetría para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ es un valor que en experimentos anteriores no podía obtenerse debido a la falta de estadística.

Para limpiar la muestra de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ de $D^{*+} \rightarrow \pi^+ (D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ será necesario aplicar un VETO en la masa del D^0 , pero lamentablemente nuestro skim no tiene la información completa para realizarlo.

Apéndice A

Gráficas de Eficiencia

A continuación se presentan las eficiencias para cada decaimiento para partículas y anti-partículas en función de una variable cinemática y la razón entre ellas. Las primeras 5 figuras sin variación de cortes en L/σ , ni pionicity ($L/\sigma > 3$ y pionicity > -6). Las siguientes 5 con la variación en L/σ ($L/\sigma > 5$ y pionicity > -6). Las últimas 5 con la variación en pionicity ($L/\sigma > 3$ y pionicity > -4).

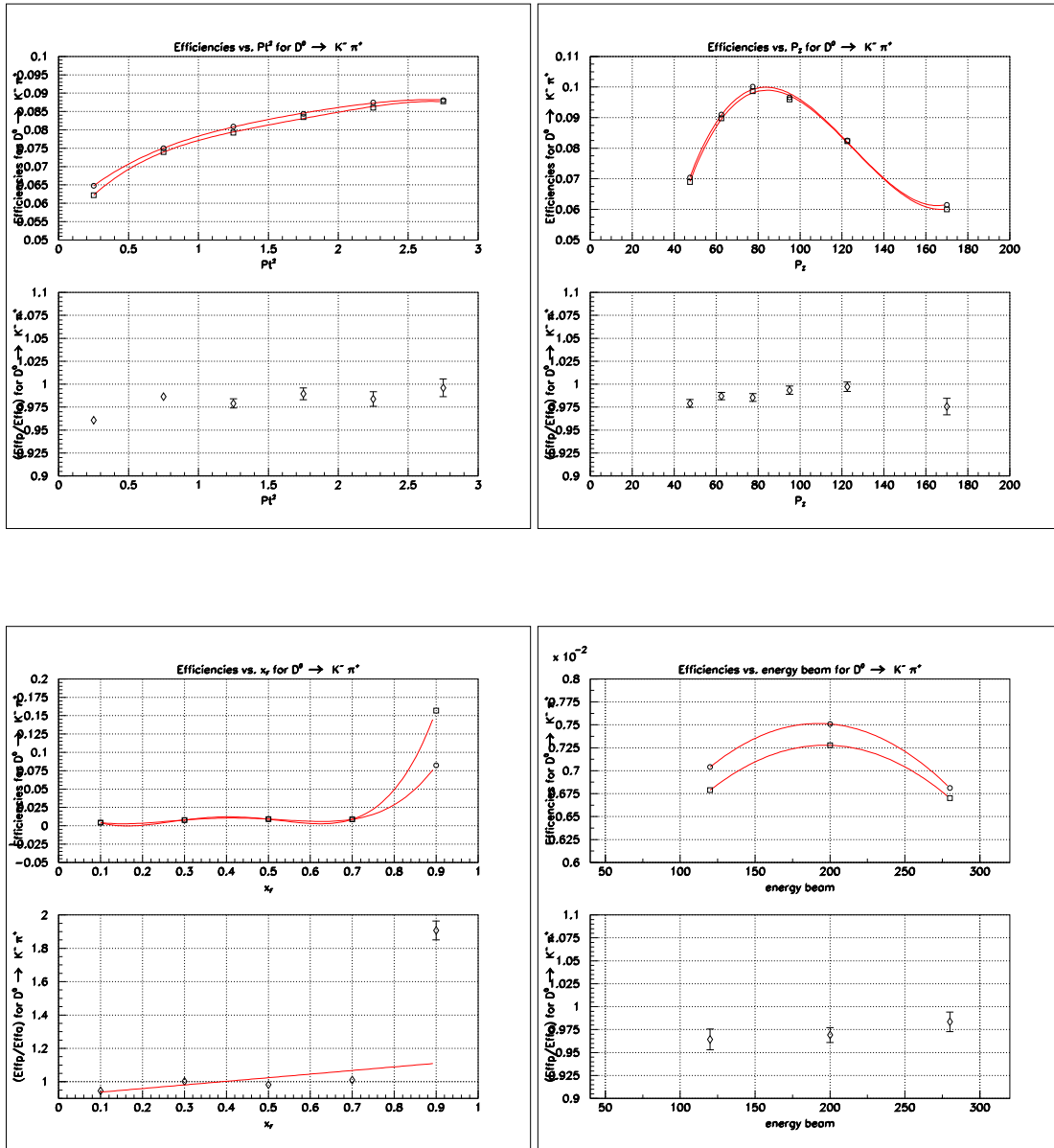


Figura A.1: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

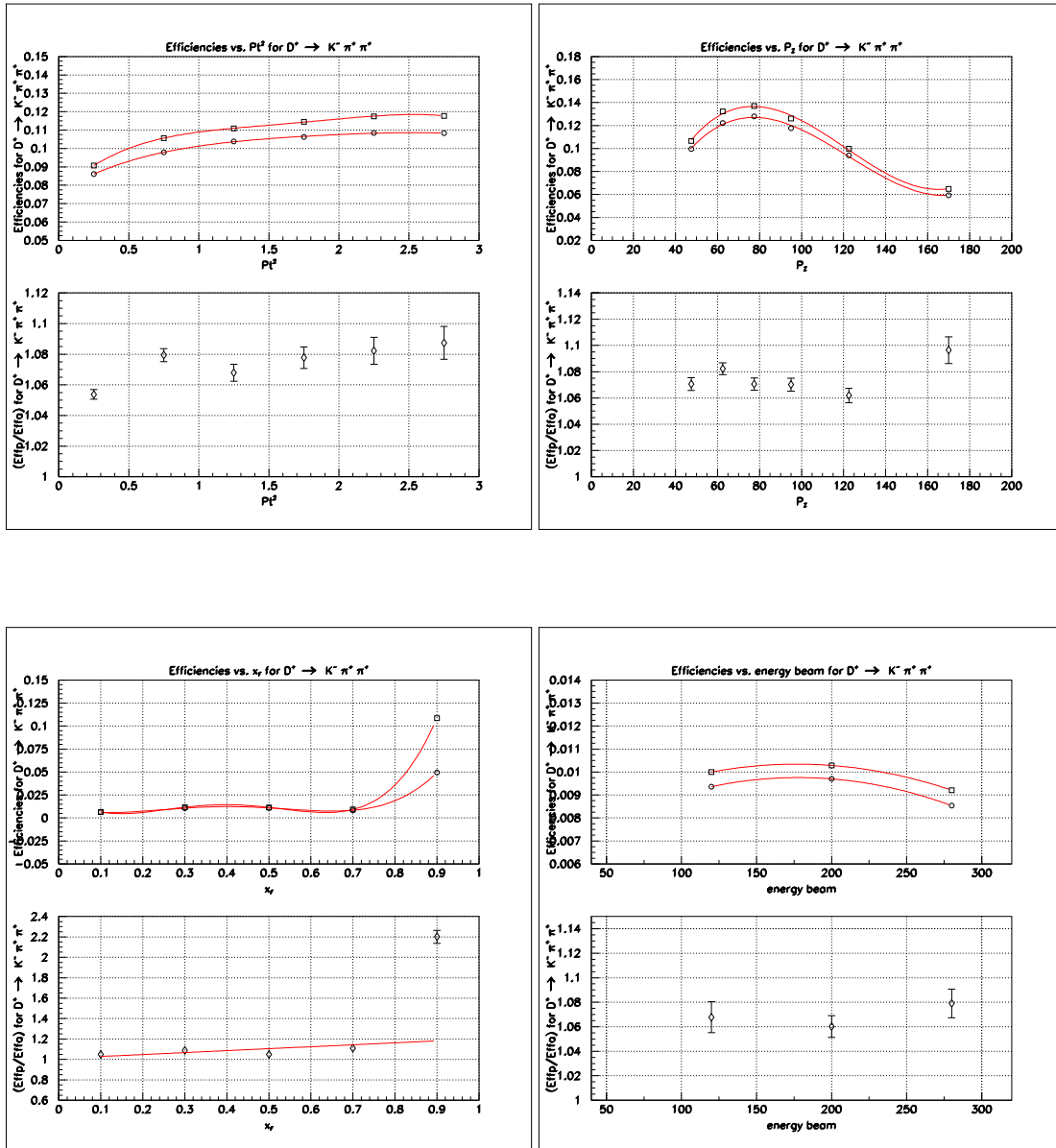


Figura A.2: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

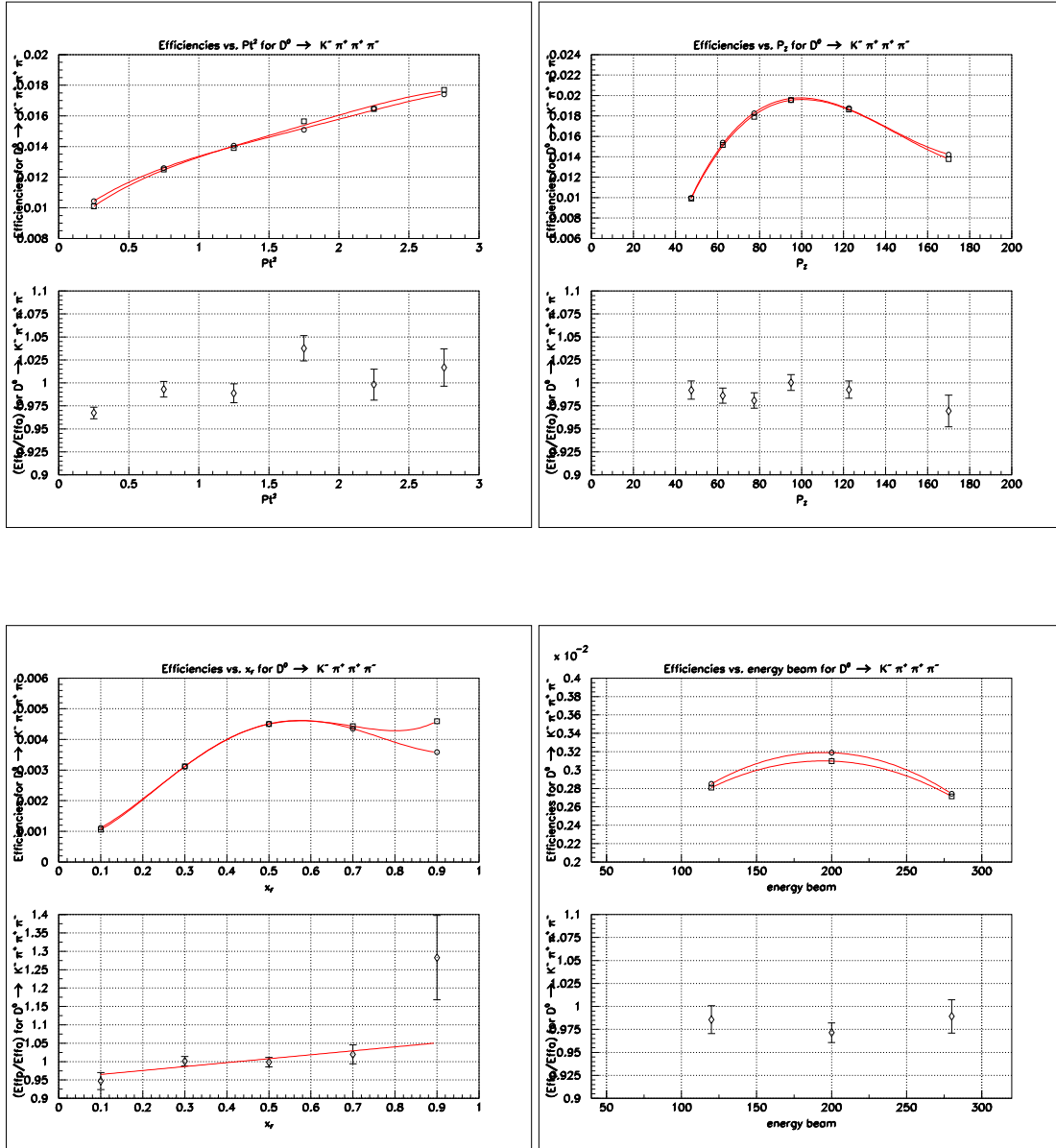


Figura A.3: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$. En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

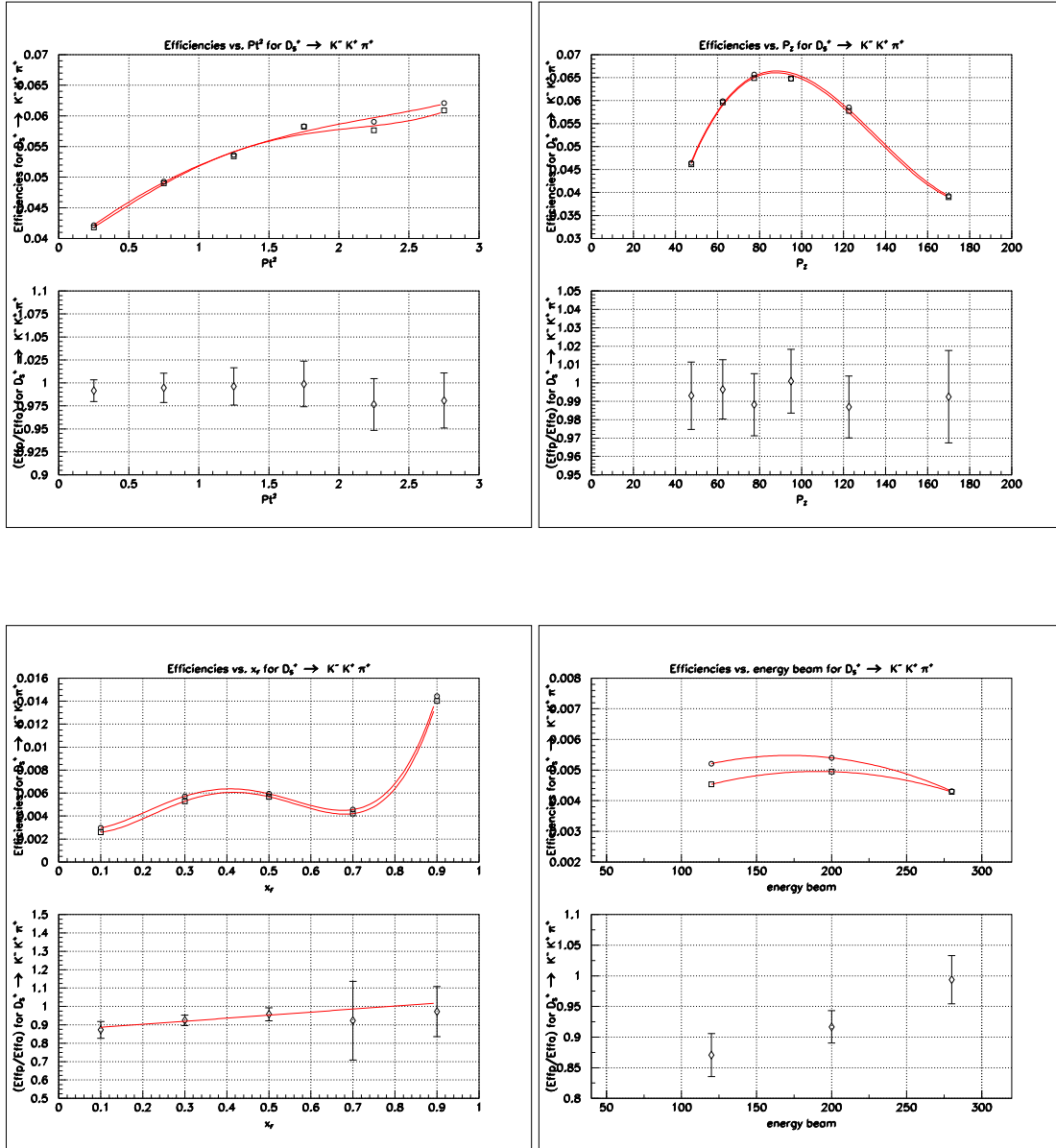


Figura A.4: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

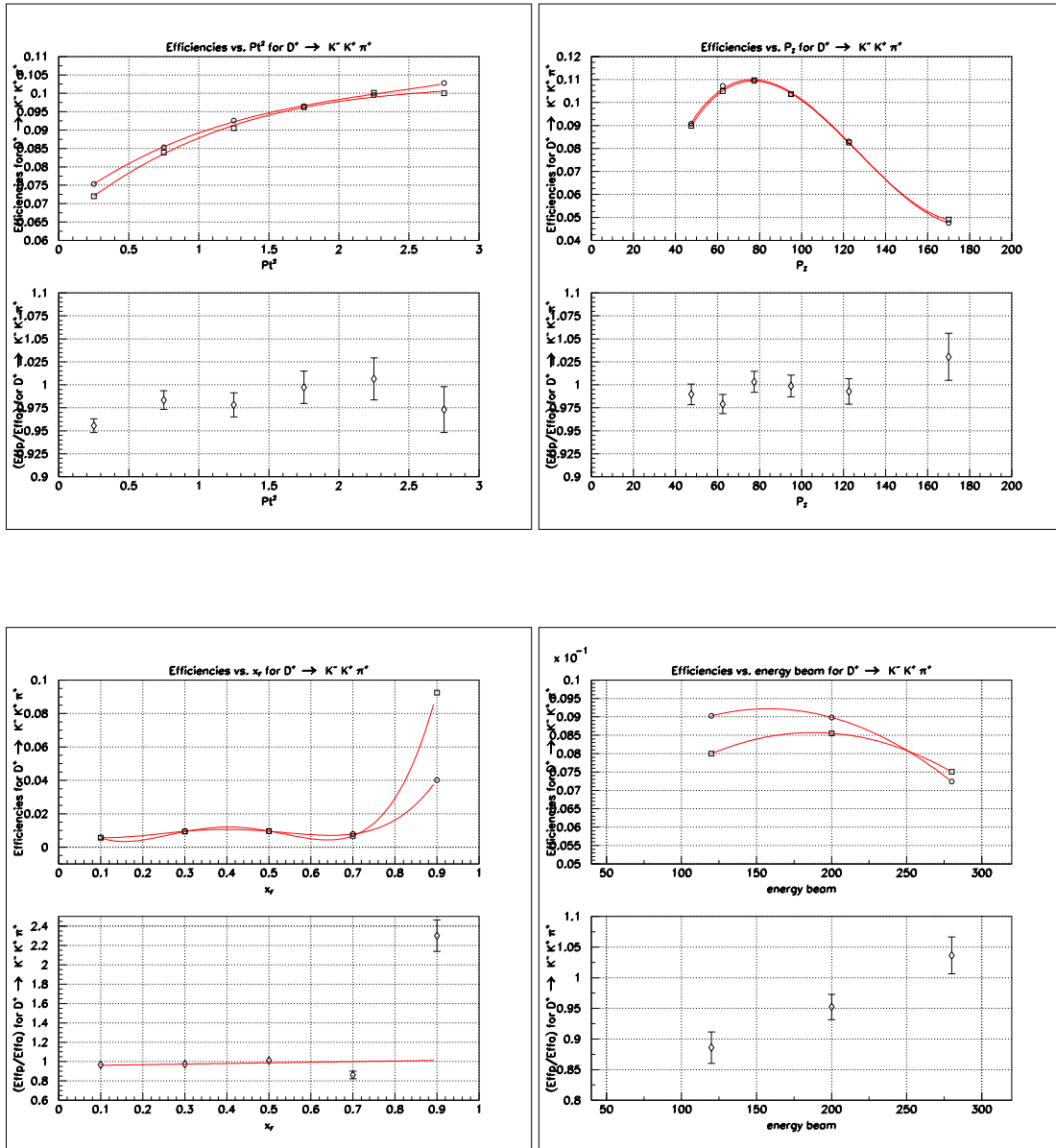


Figura A.5: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

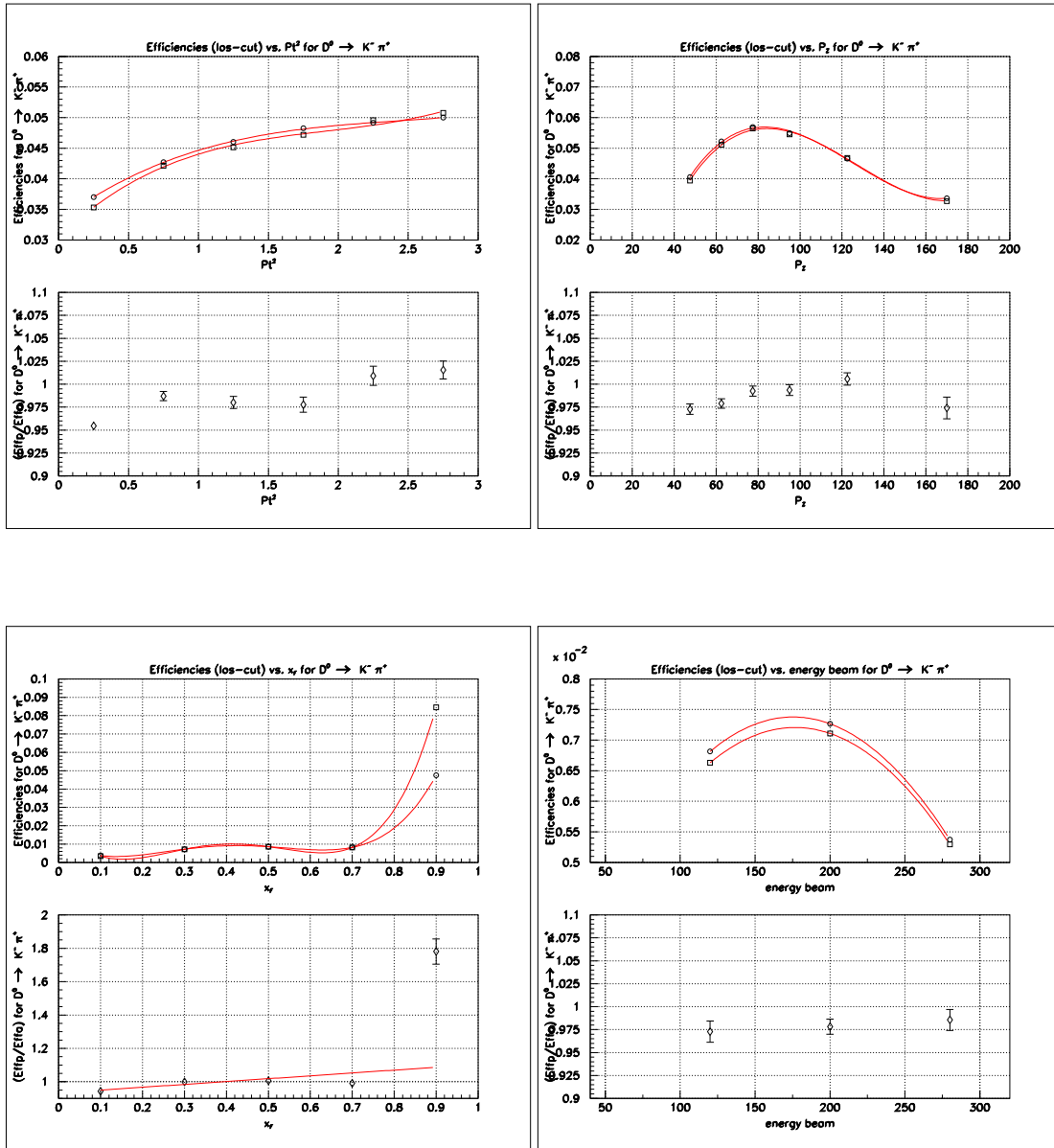


Figura A.6: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ con variación L/σ . En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

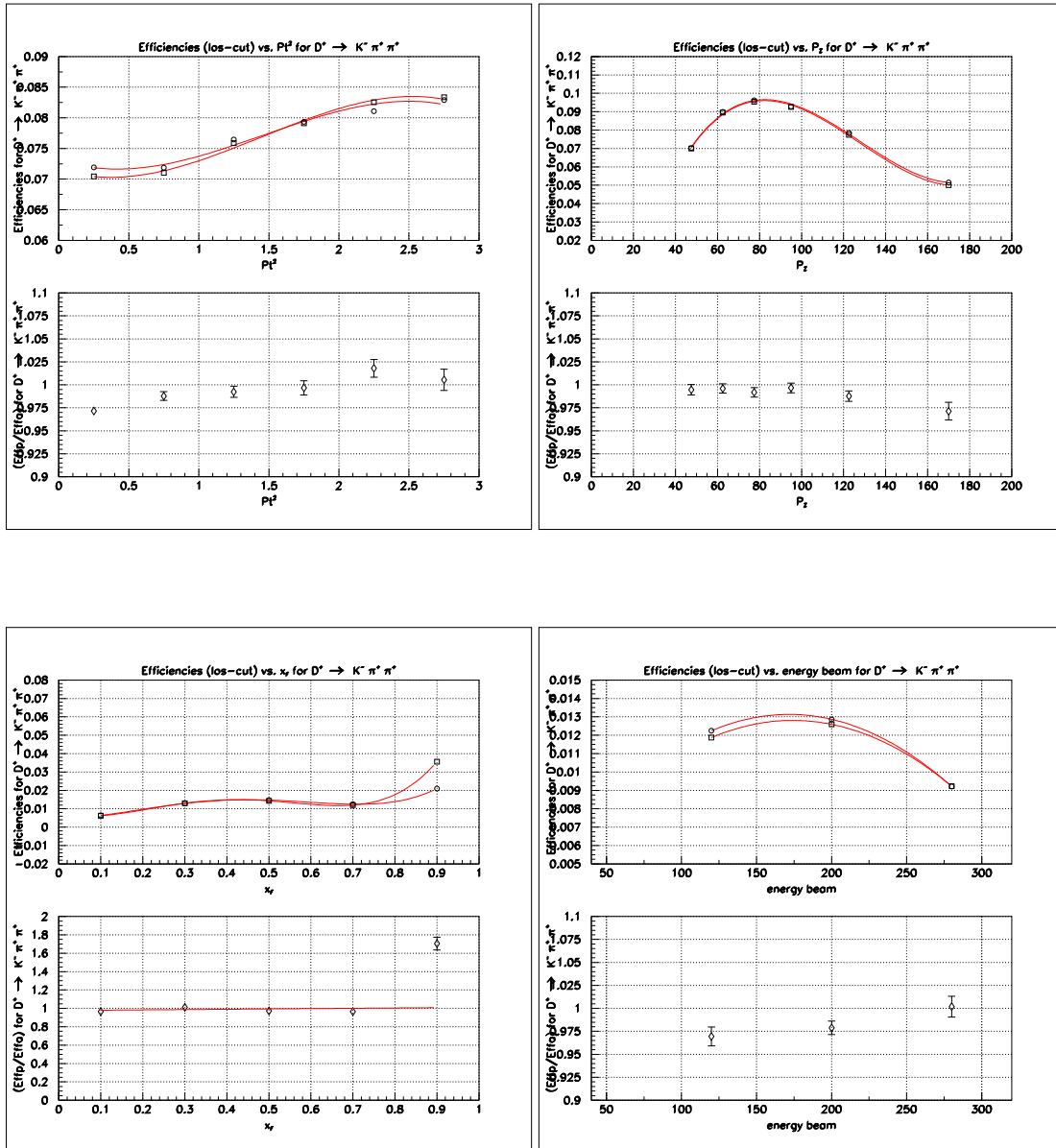


Figura A.7: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ con variación L/σ . En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

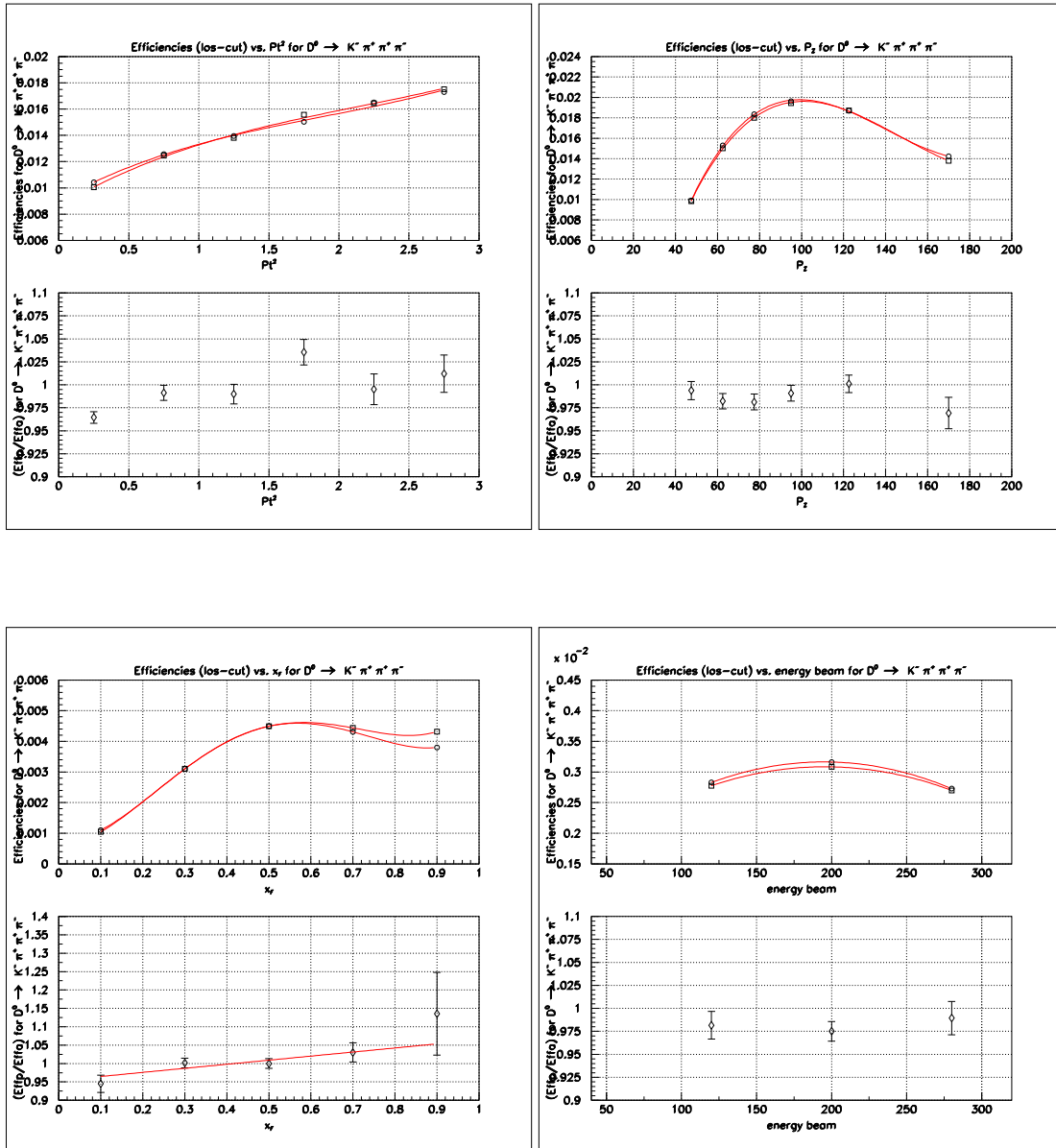


Figura A.8: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ con variación L/σ . En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

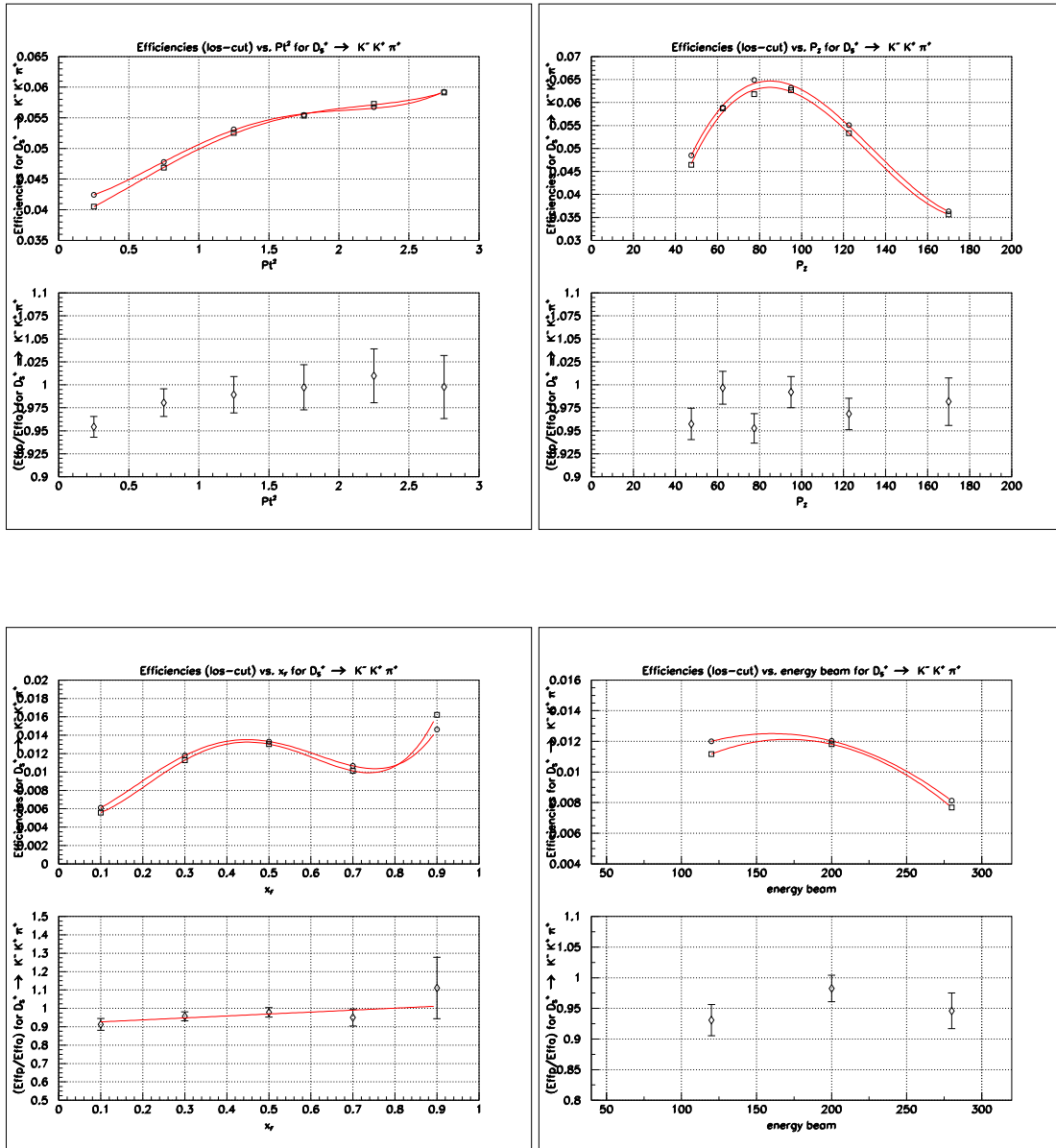


Figura A.9: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ con variación L/σ . En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

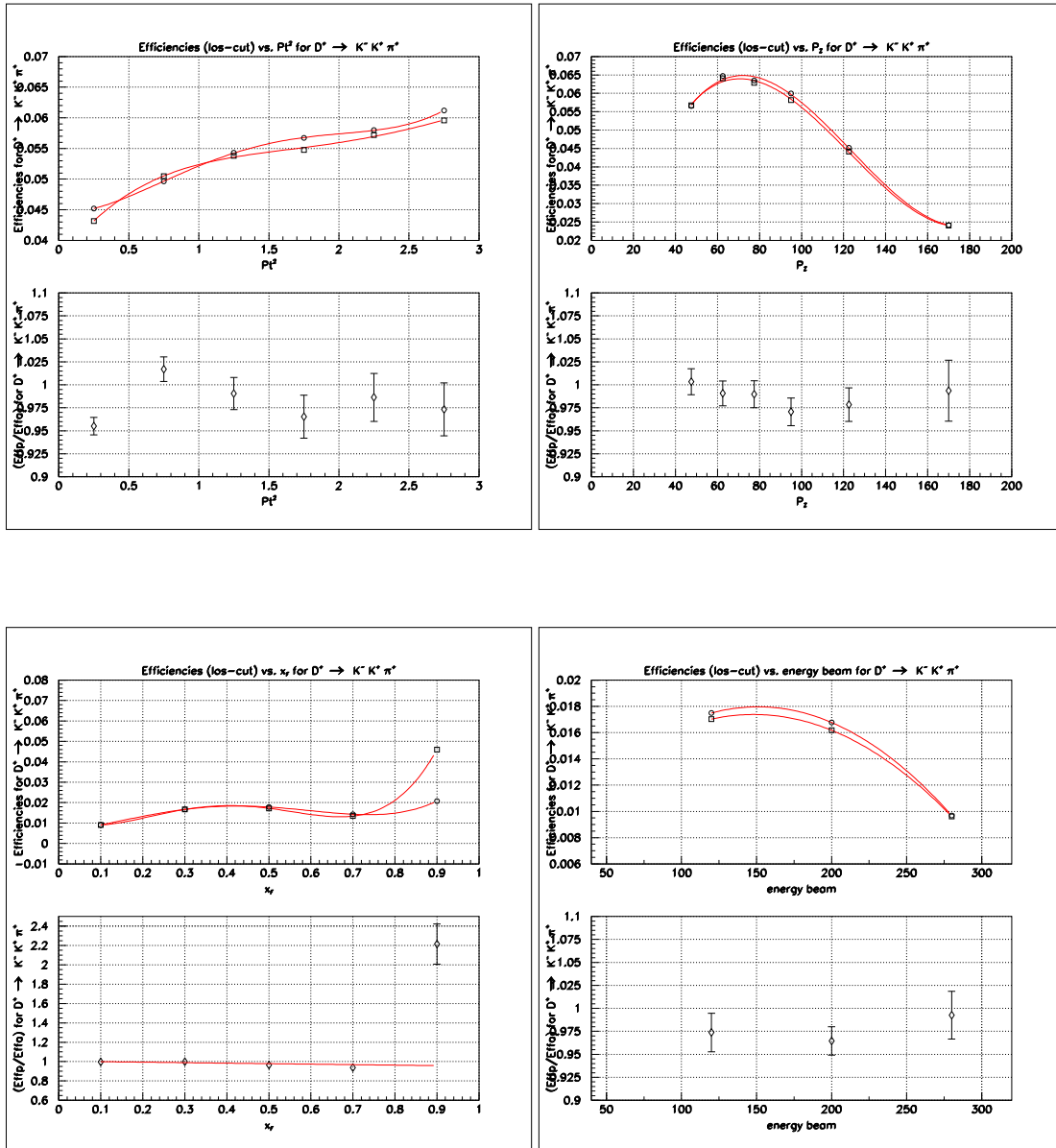


Figura A.10: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ con variación L/σ . En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

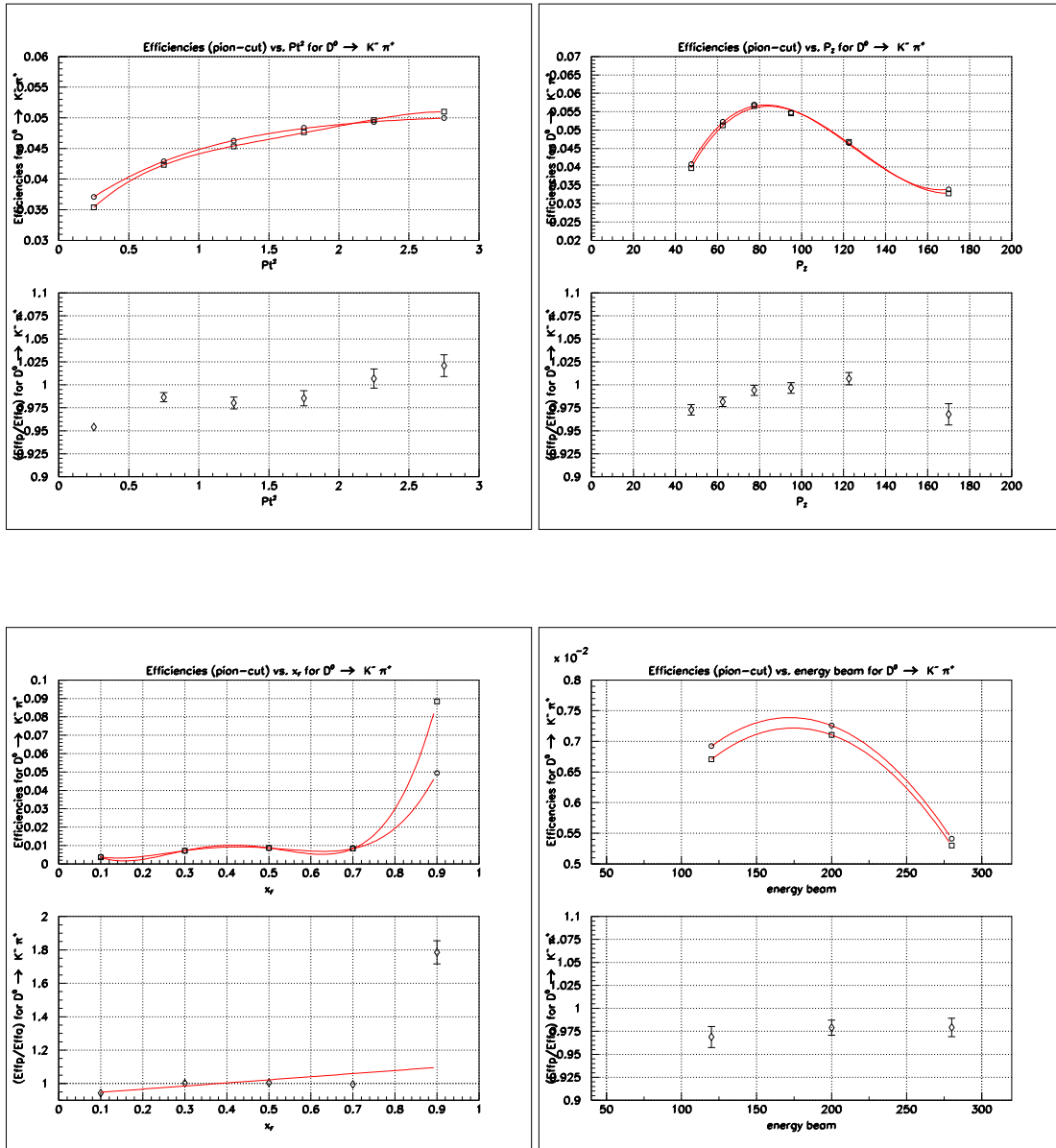


Figura A.11: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ con variación pionicity > -4 . En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

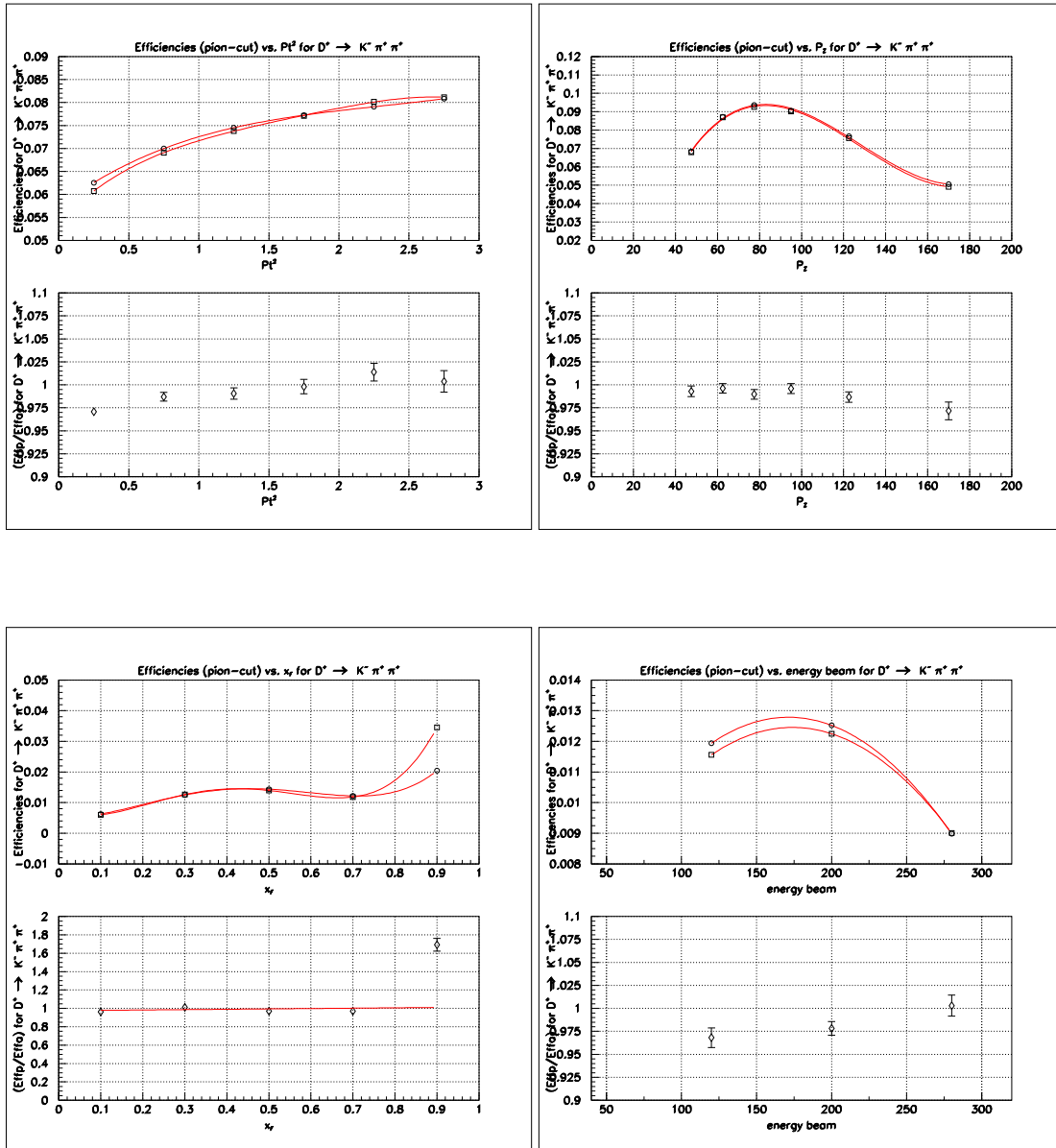


Figura A.12: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ con variación pionicity > -4 . En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

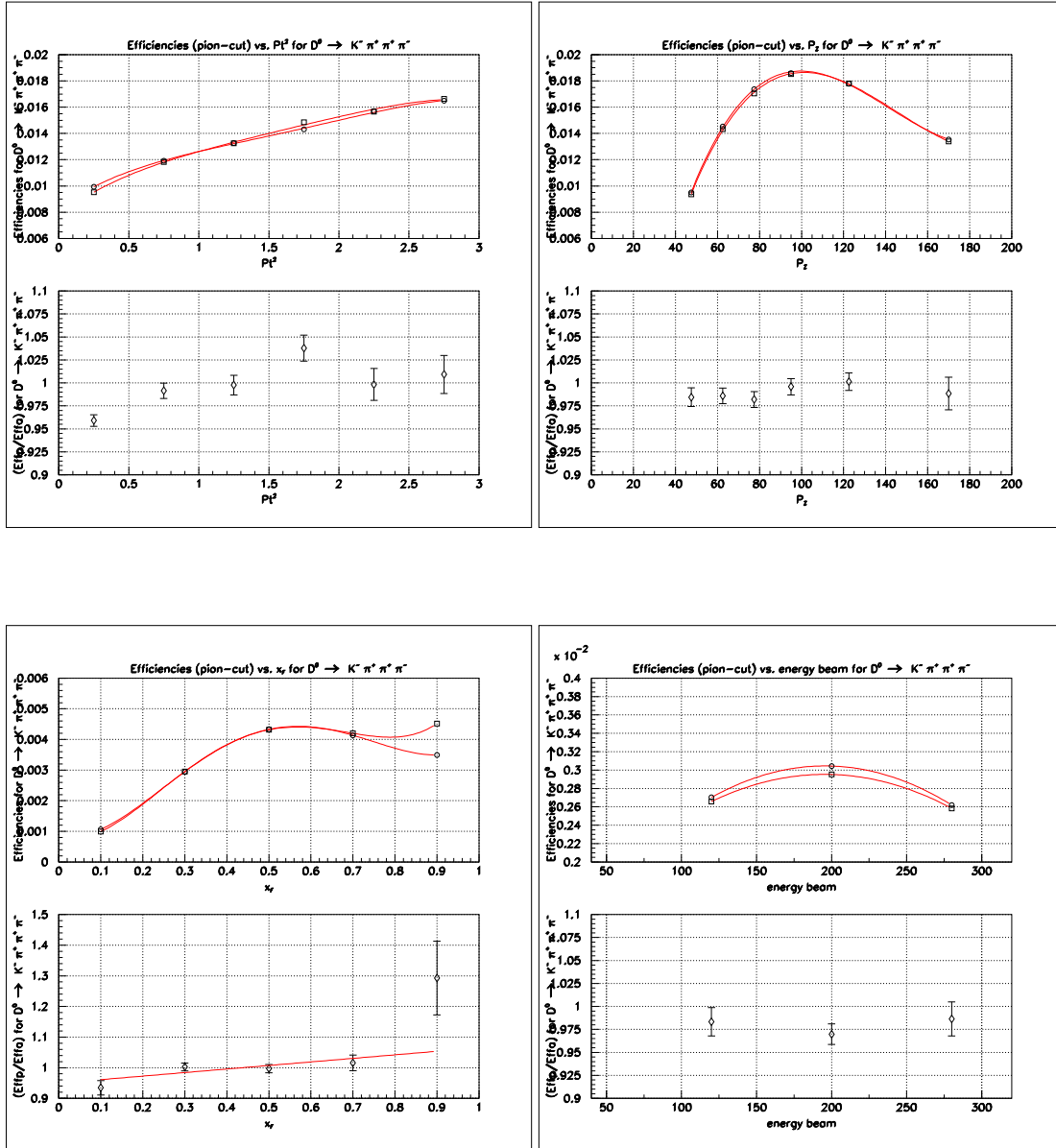


Figura A.13: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ con variación pionicity > -4 . En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

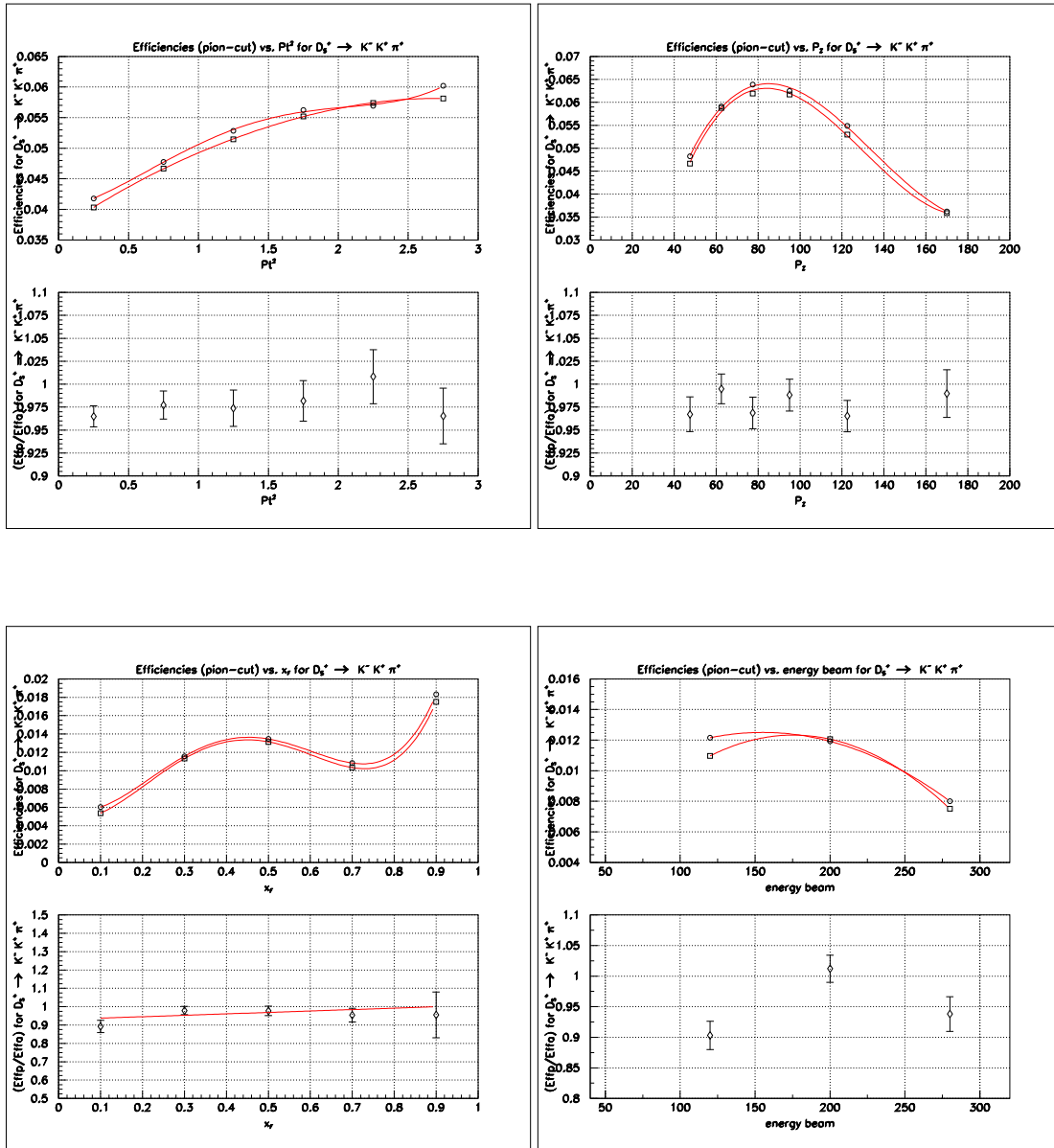


Figura A.14: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ con variación pionicity > -4 . En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

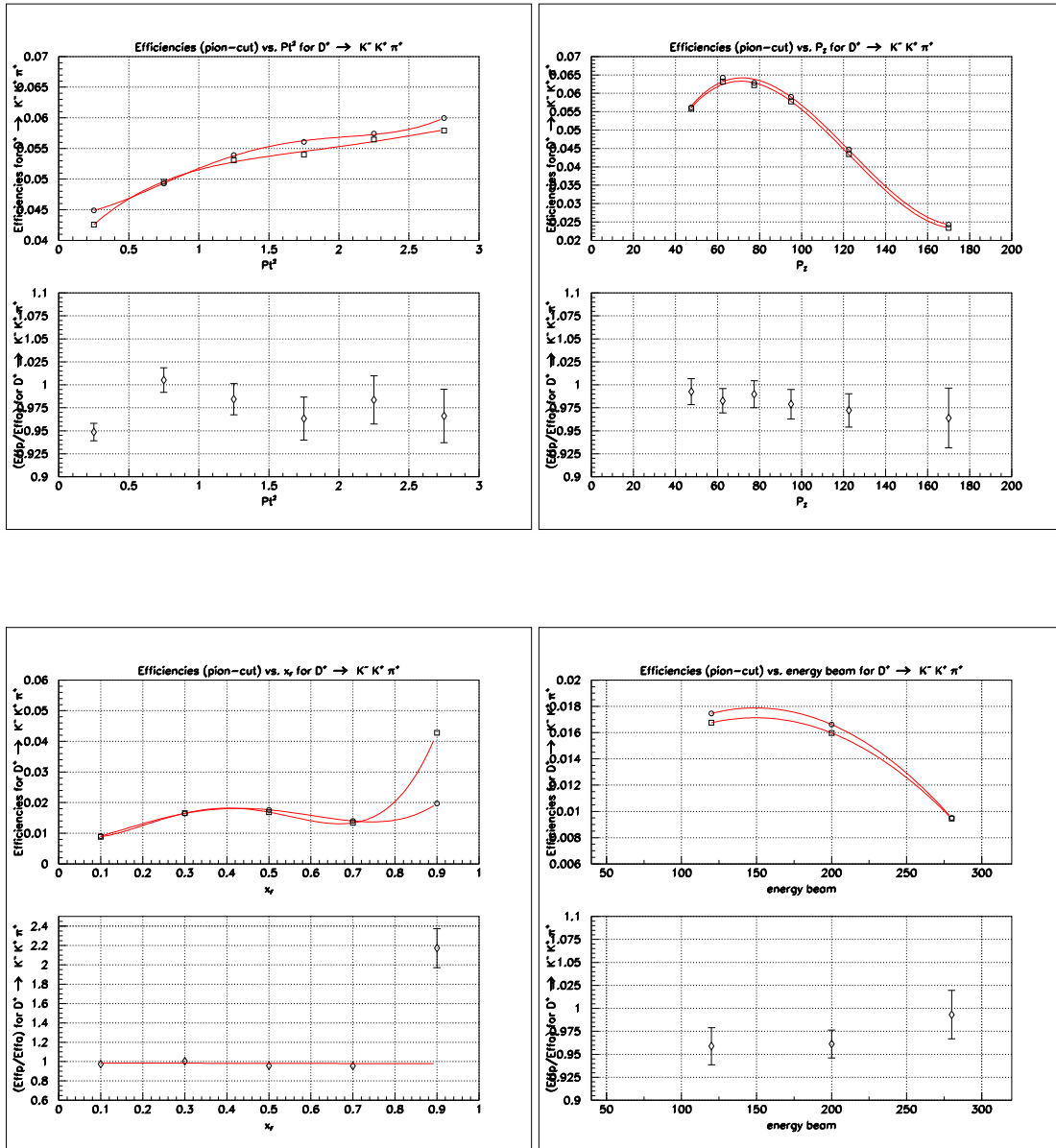


Figura A.15: En la gráfica superior de cada recuadro puede verse la diferencia entre la eficiencia para partículas (cuadrados) y anti-partículas (círculos) en función de las variables cinemáticas para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ con variación pionicity > -4 . En la gráfica inferior calculamos la razón entre ambas eficiencias.

Apéndice B

Fits de los Datos

A continuación se presentan los *fits* de los histogramas de masa para cada decaimiento comparando partículas y anti-partículas para la muestra total primero y en seguida en función de una variable cinemática para cada *bin*. Como ya se explico en el capítulo de mediciones, para los decaimientos $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ se utilizaron *fits* a 2 gaussianas. En $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ a 1 gaussiana.

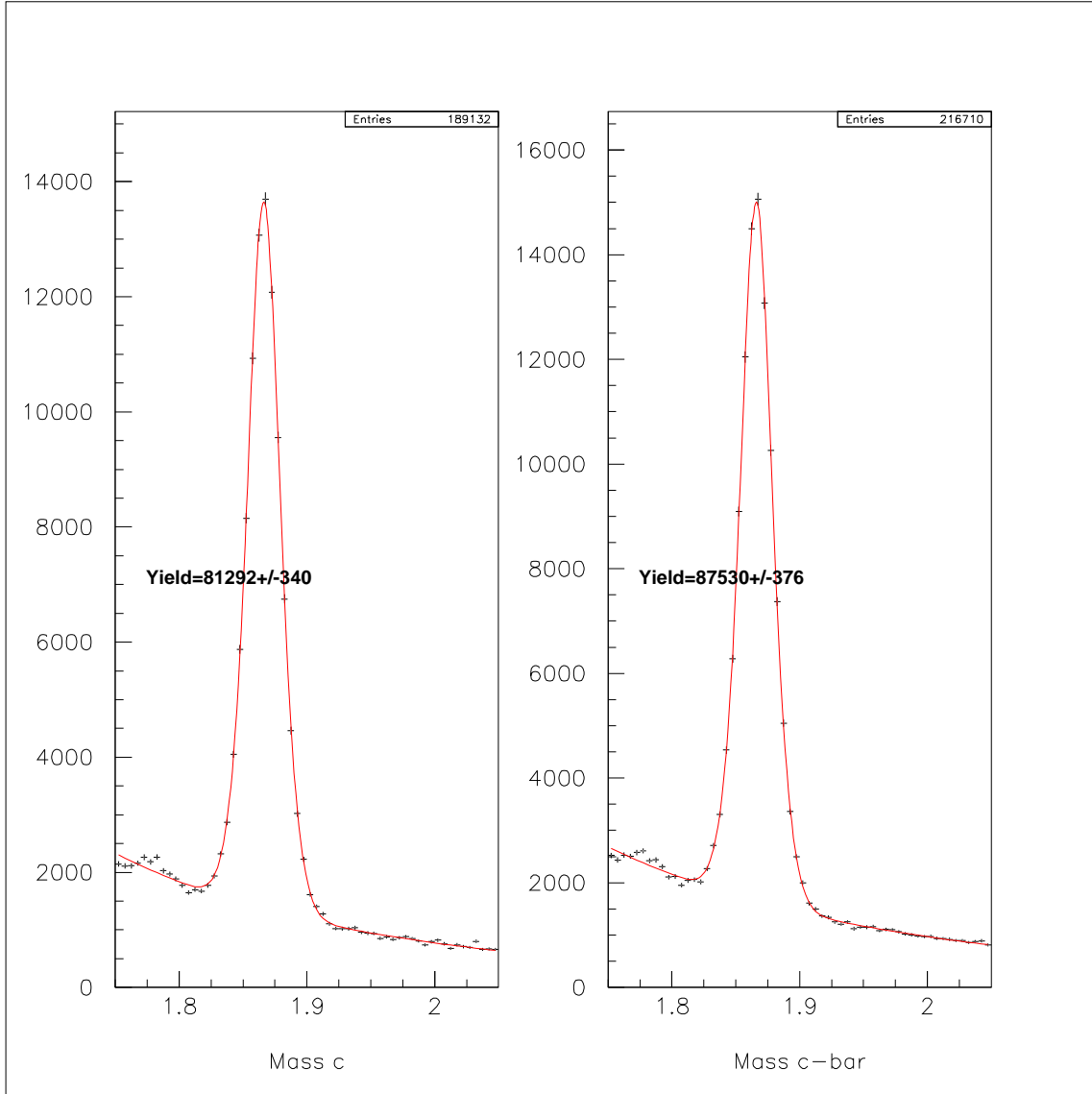


Figura B.1: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ y su antipartícula $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ para toda la muestra de datos analizados.

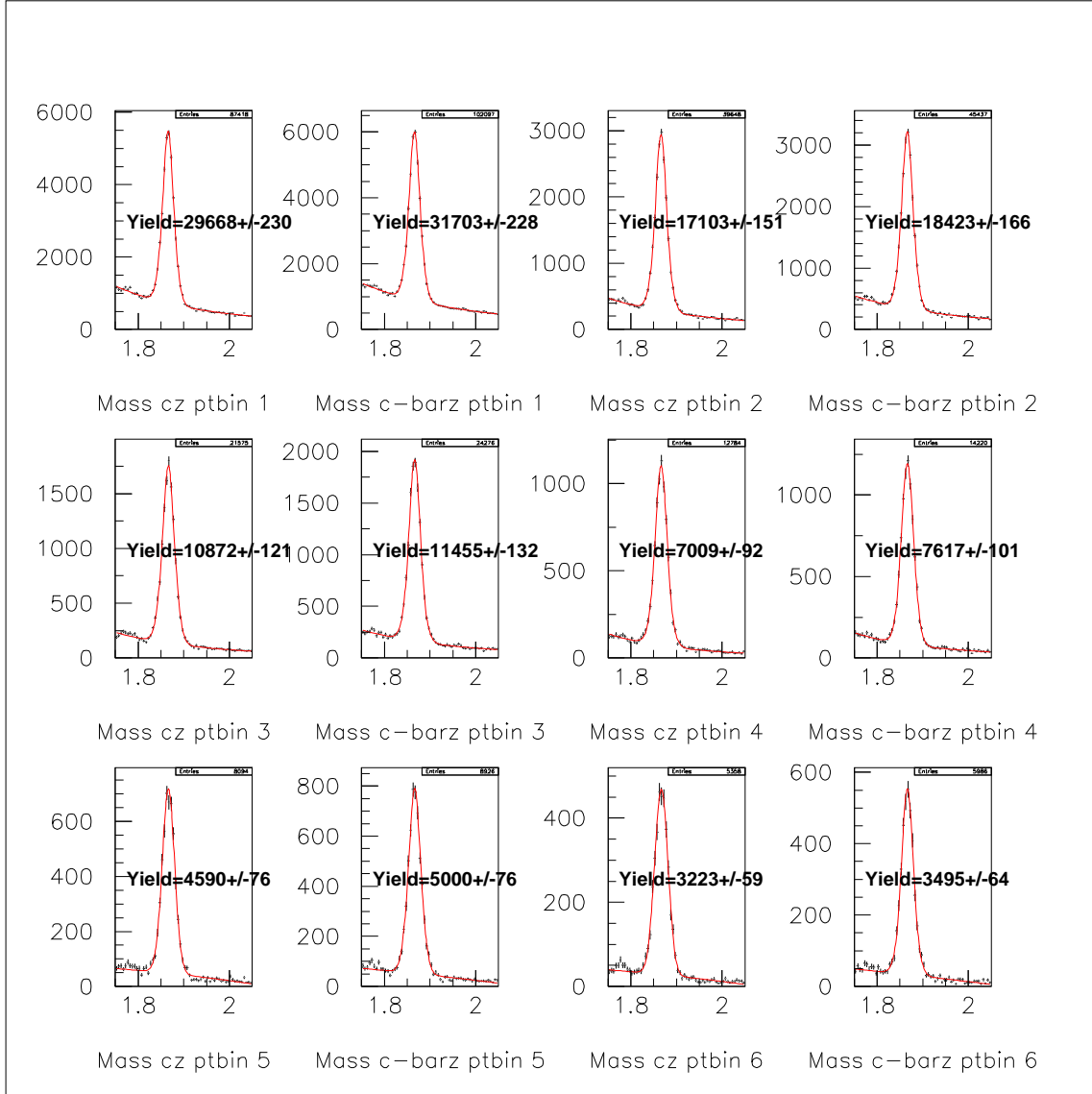


Figura B.2: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ y su antipartícula en función de cada *bin* de p_T^2 para los datos analizados.

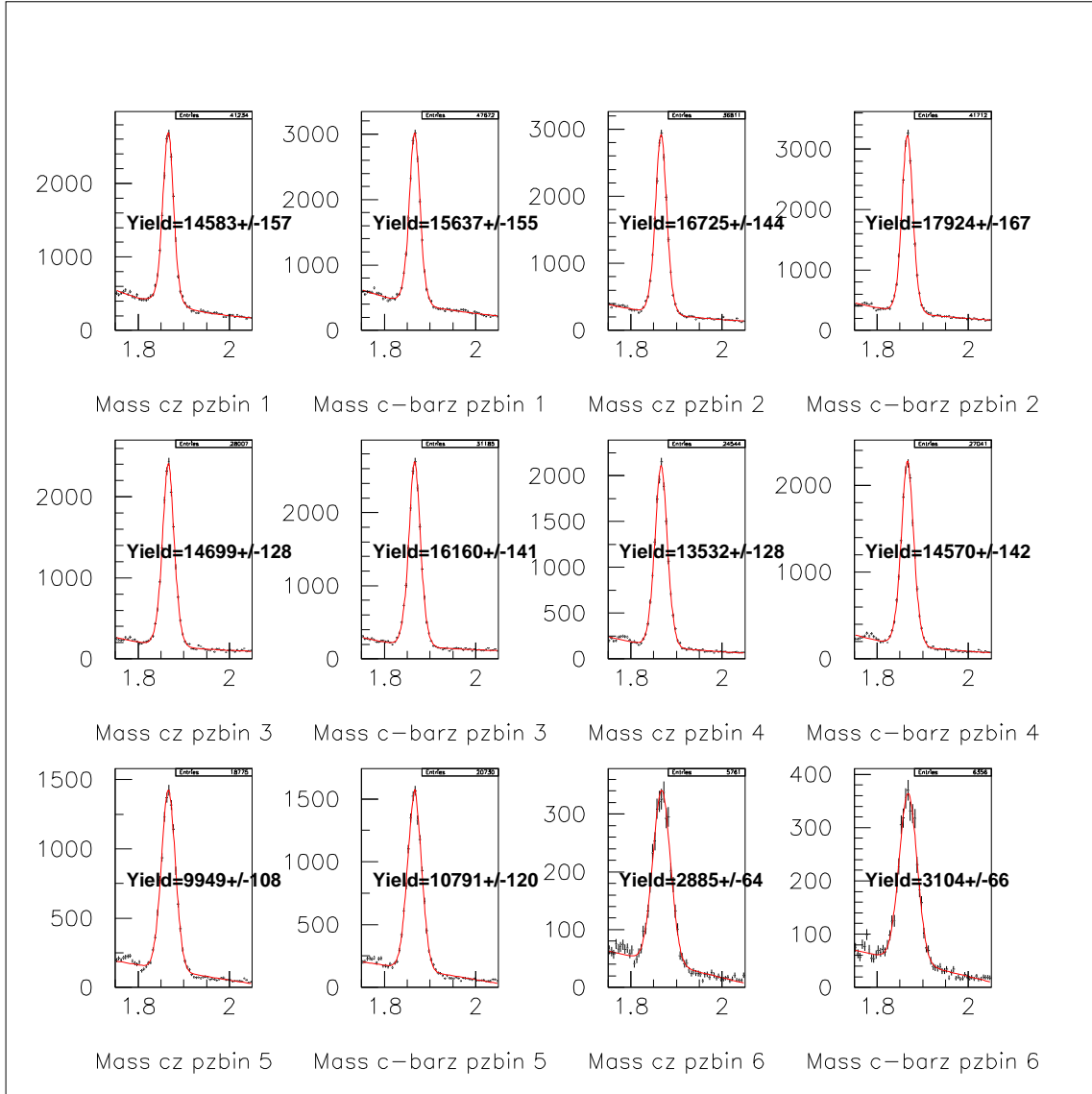


Figura B.3: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ y su antipartícula en función de cada bin de p_Z para los datos analizados.

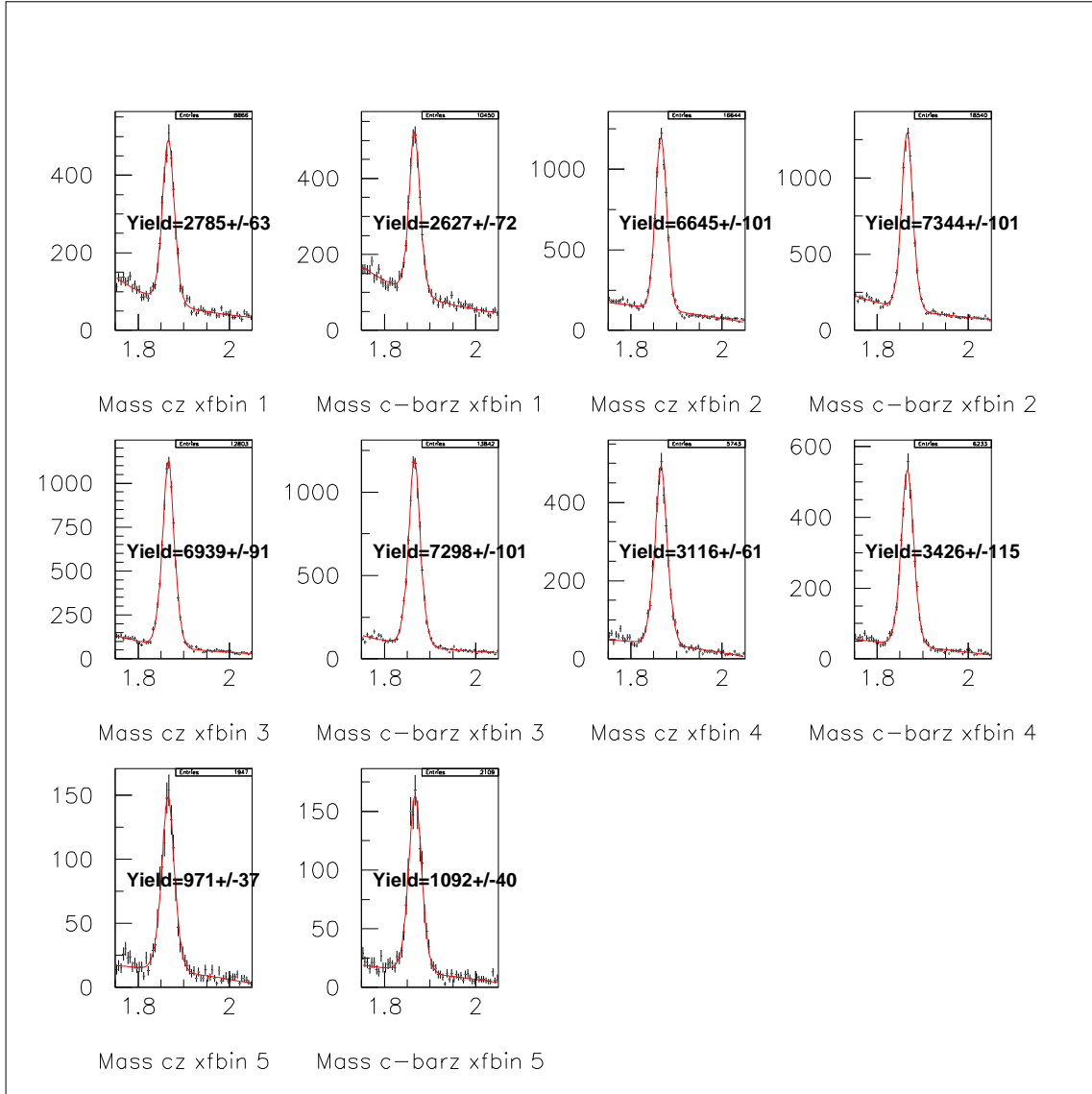


Figura B.4: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ y su antipartícula en función de cada bin de x_F para los datos analizados.

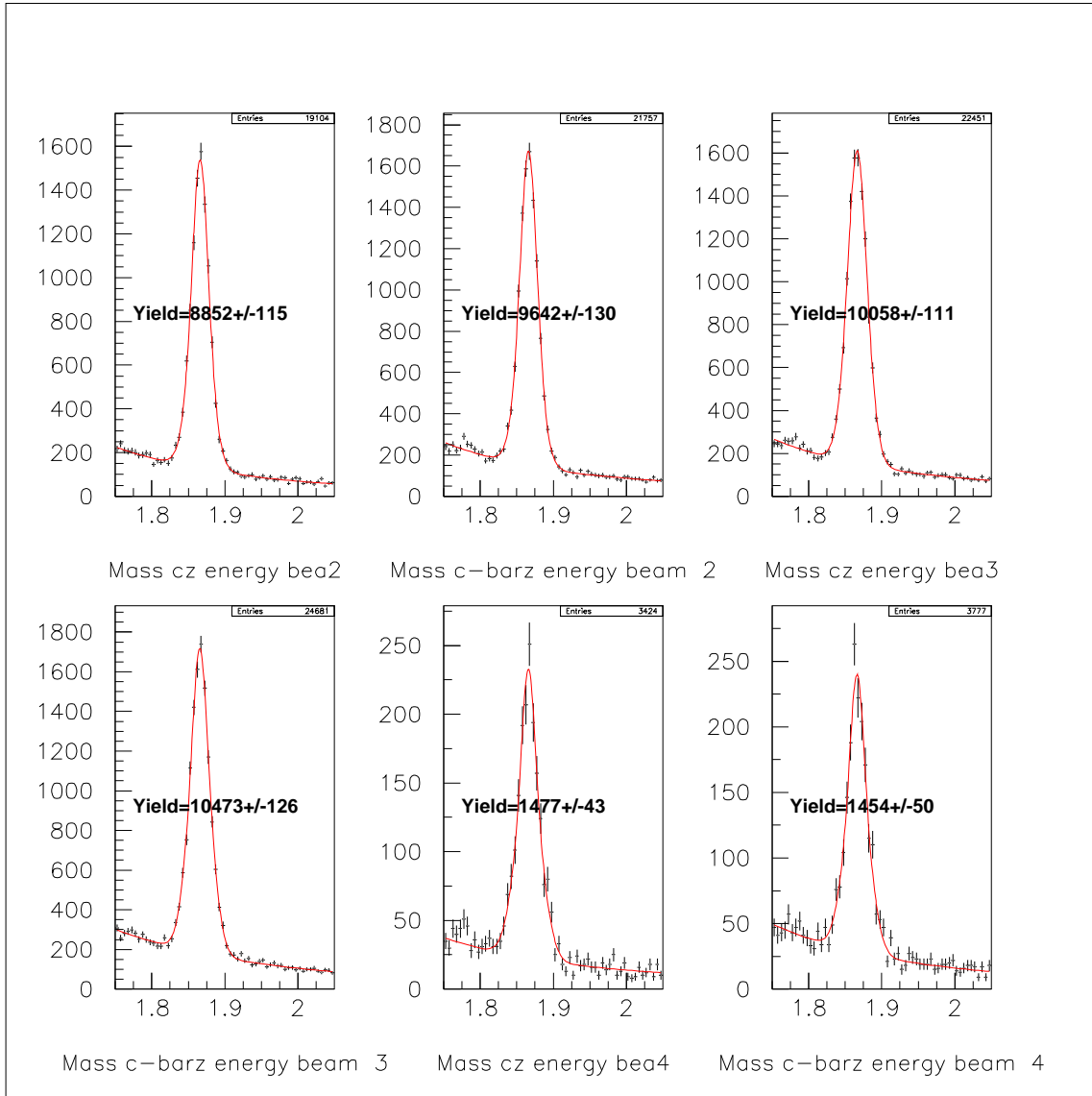


Figura B.5: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ y su antipartícula en función de cada *bin* de la energía del haz para los datos analizados.

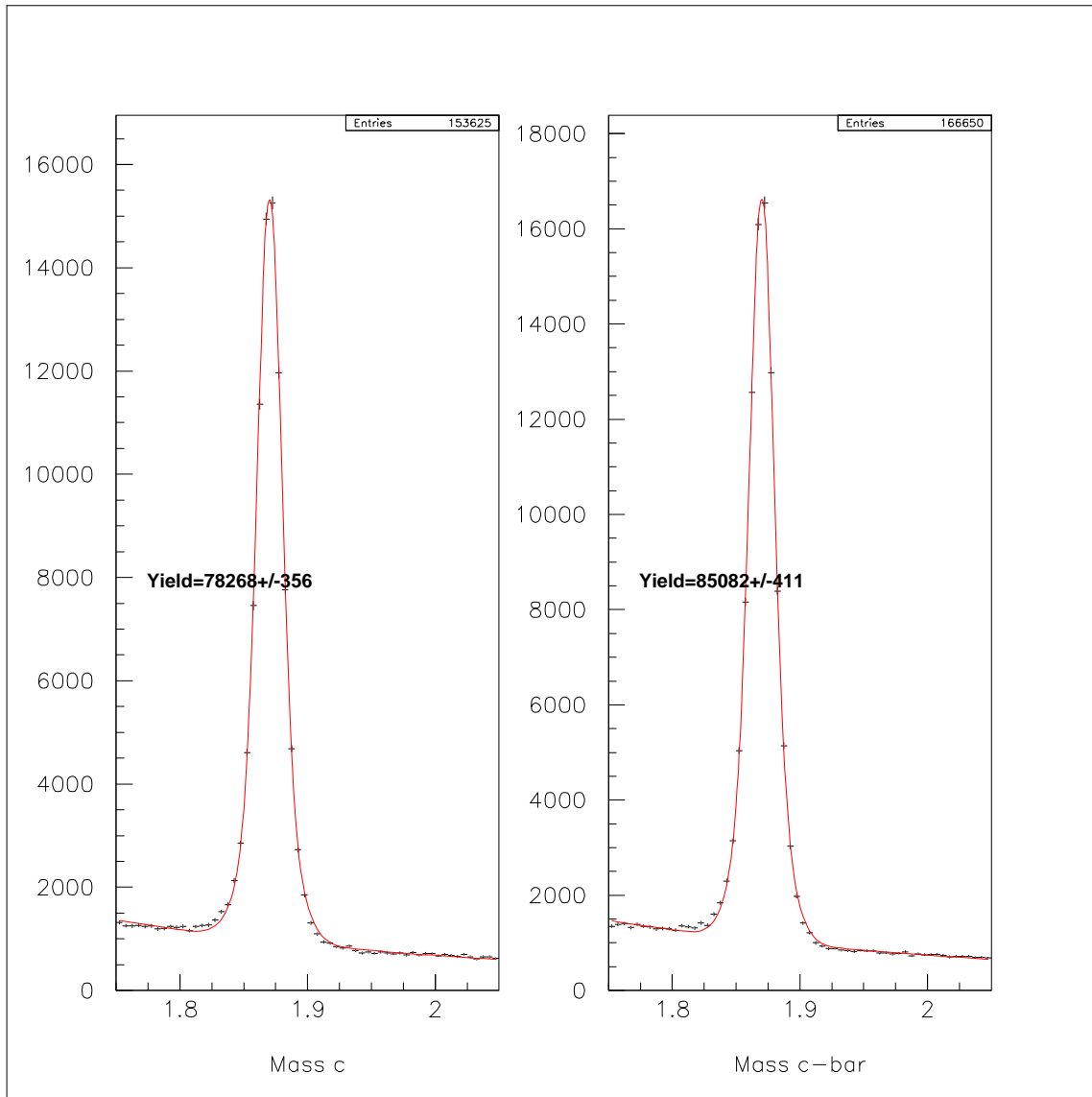


Figura B.6: Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y su antipartícula $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ para toda la muestra de datos analizados.

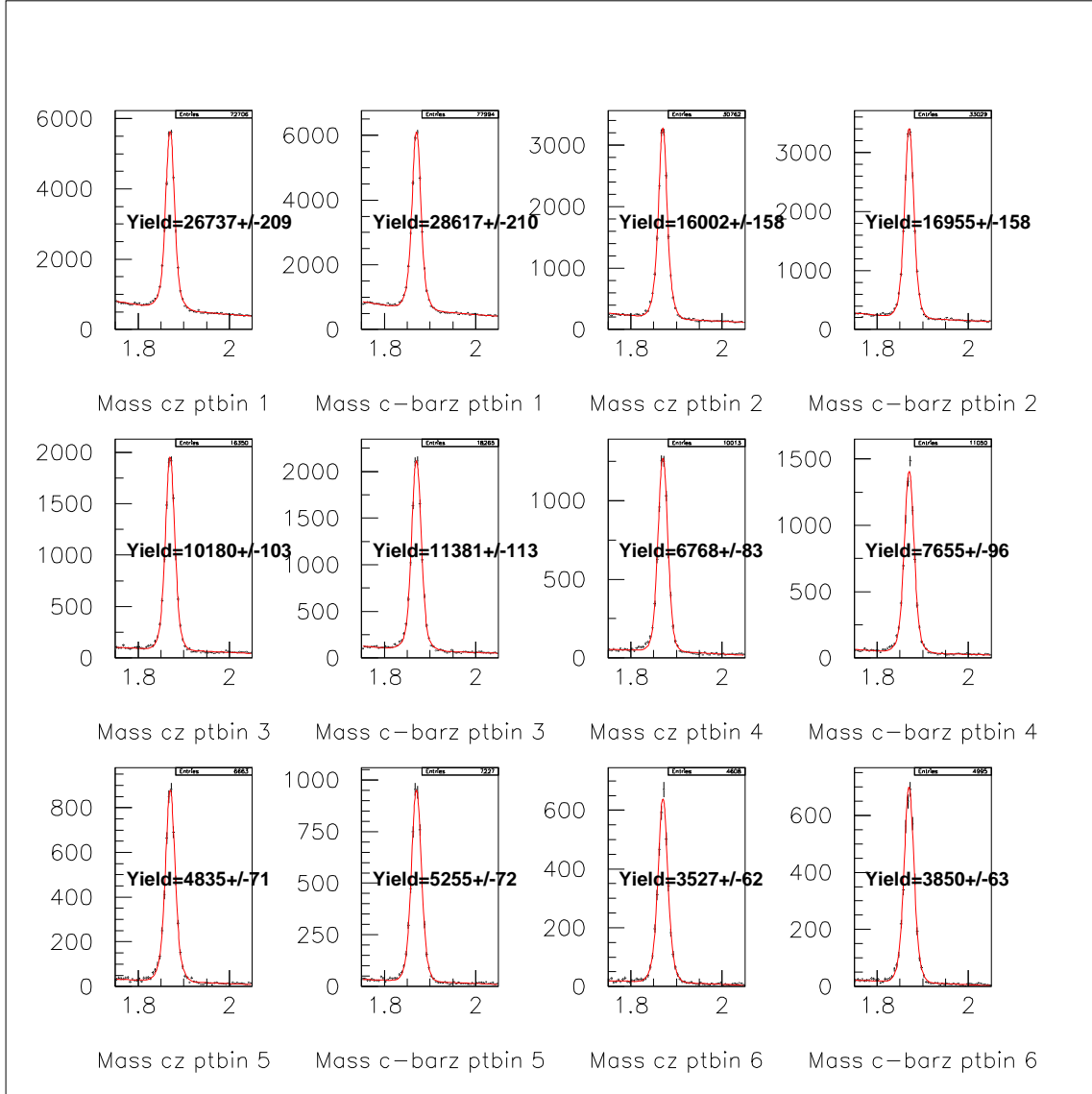


Figura B.7: Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ y su antipartícula en función de cada bin de p_T^2 para los datos analizados.

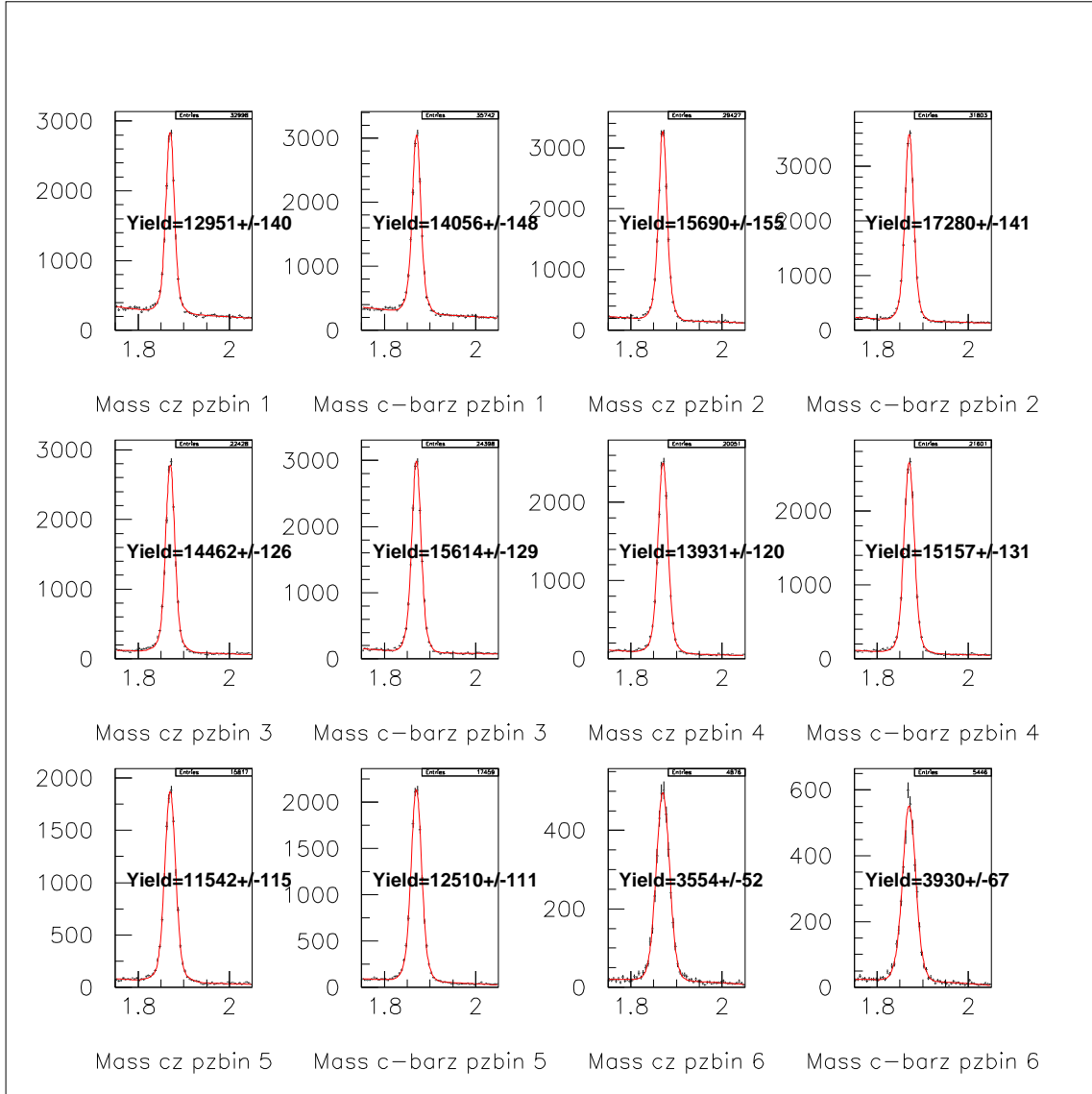


Figura B.8: Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada bin de p_Z para los datos analizados.

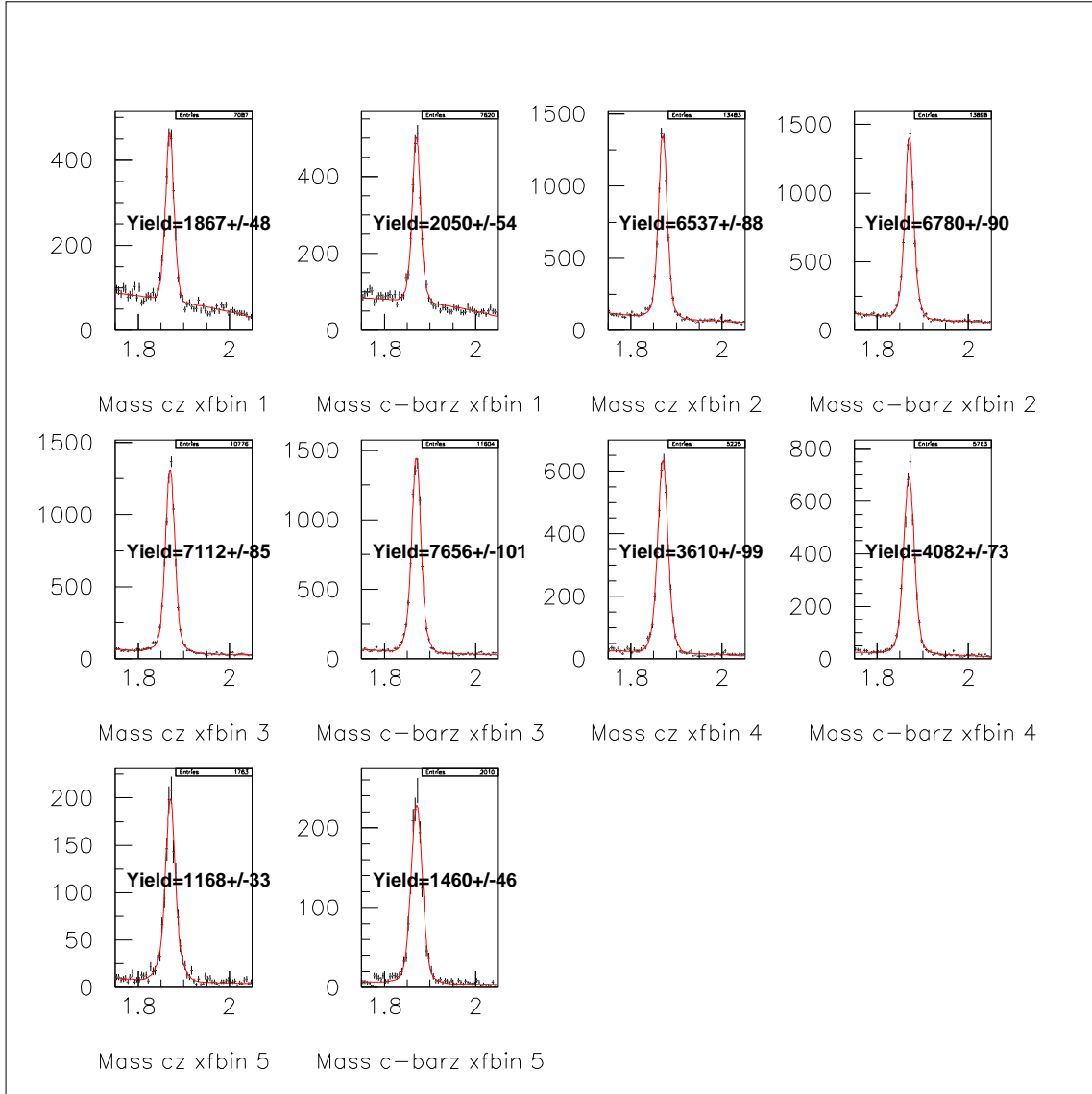


Figura B.9: Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada *bin* de x_F para los datos analizados.

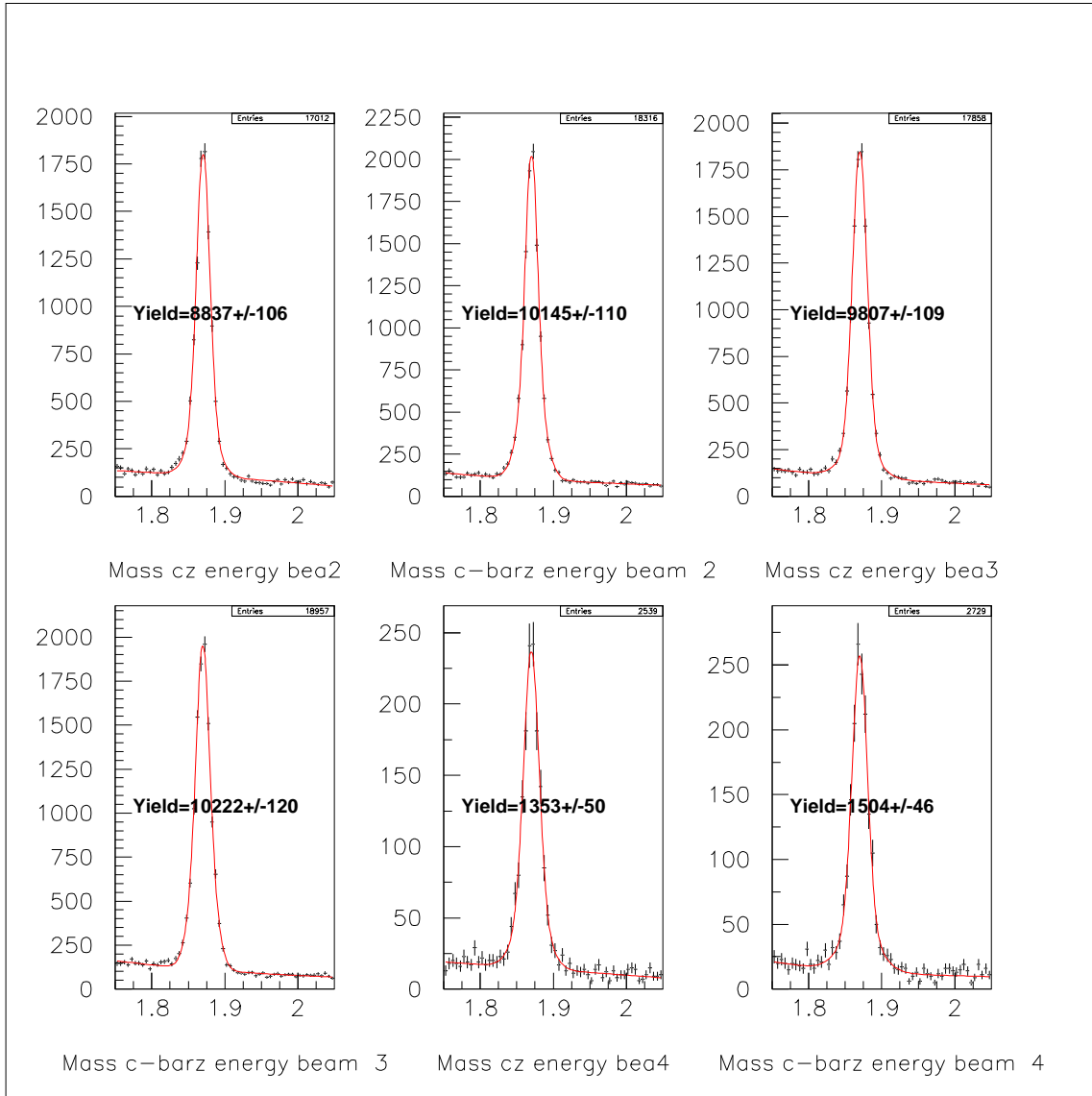


Figura B.10: Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada *bin* de la energía del haz para los datos analizados.

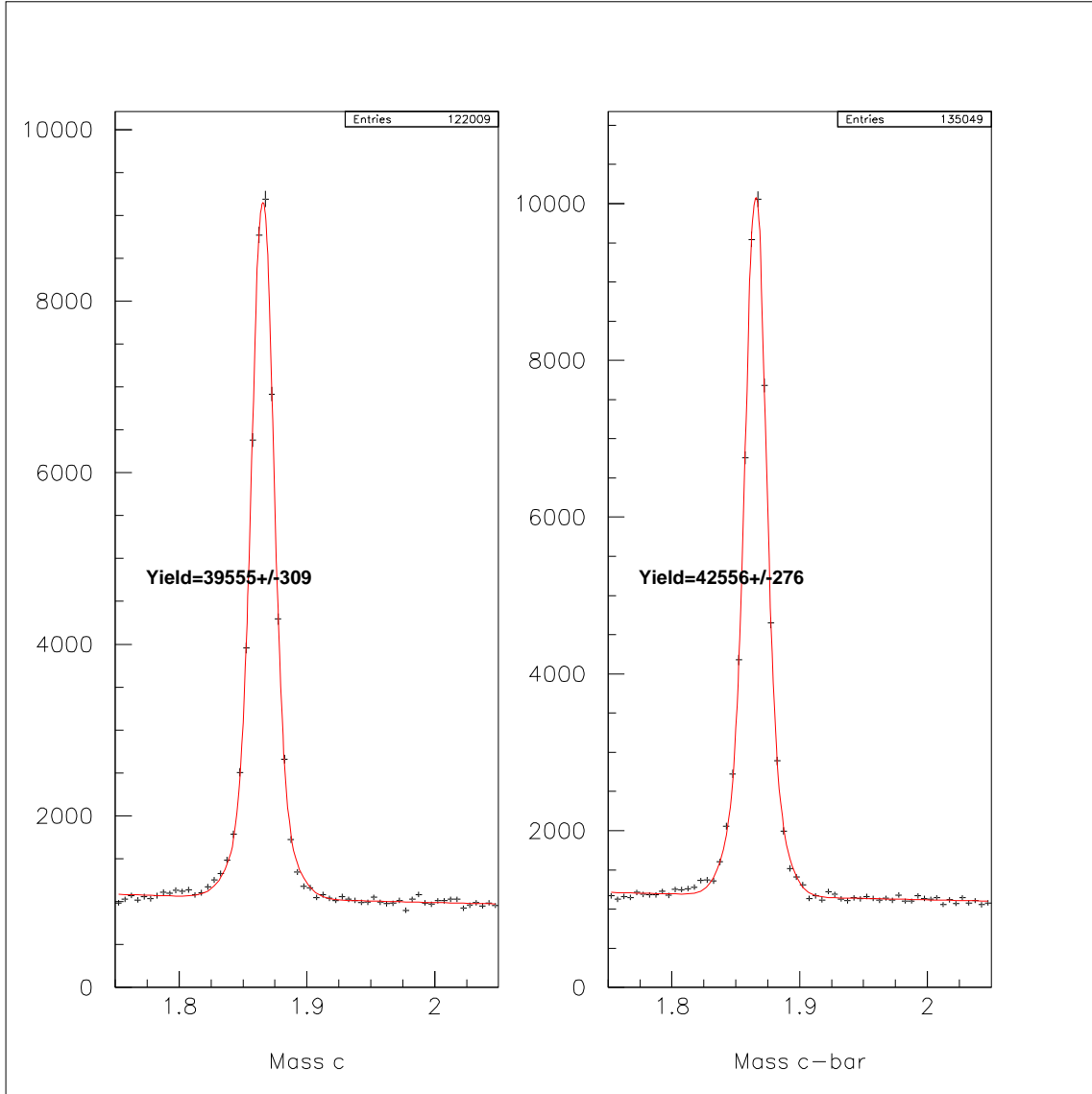


Figura B.11: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ y su antipartícula $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- \pi^+$ para toda la muestra de datos analizados.

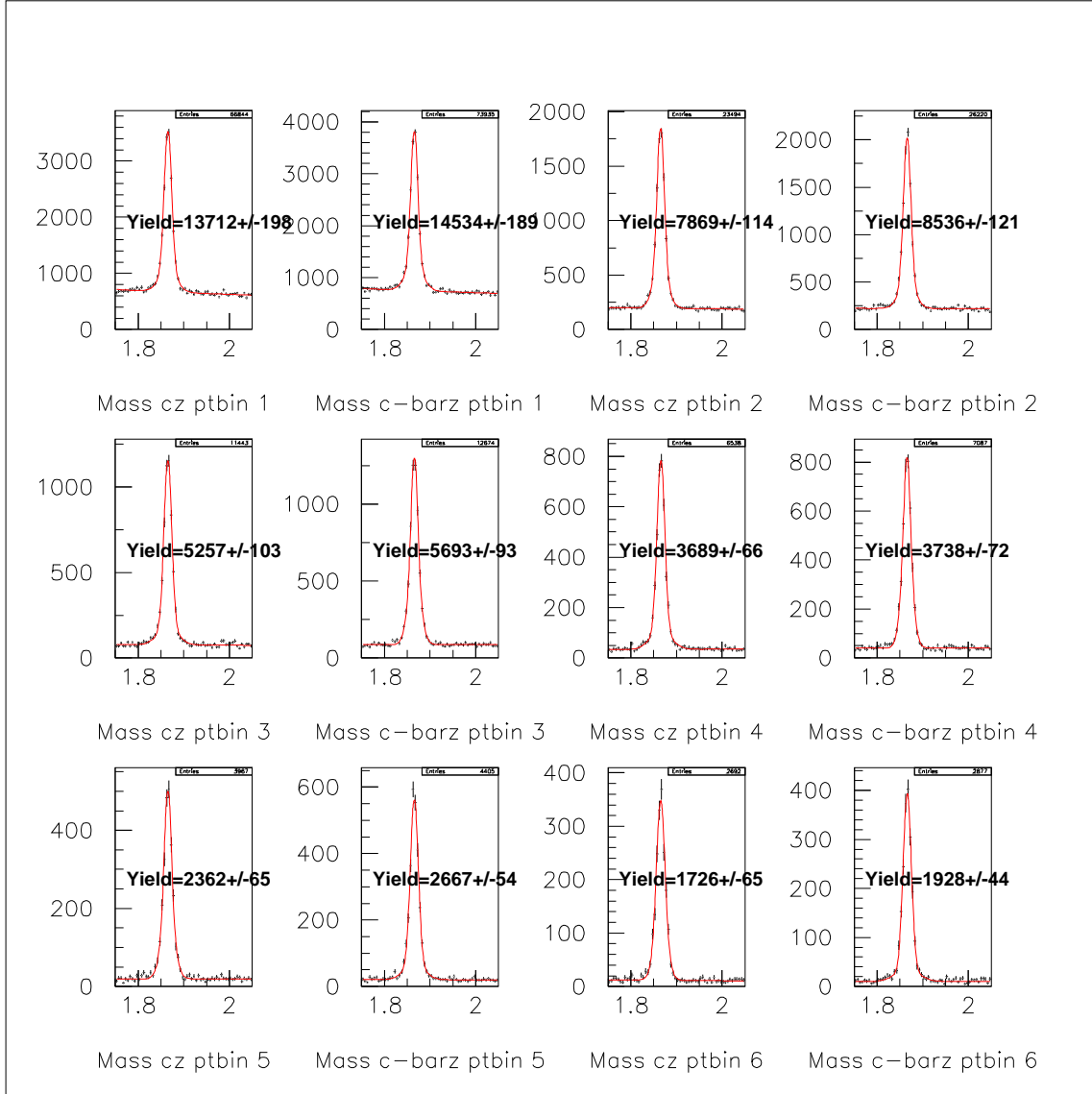


Figura B.12: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ y su antipartícula en función de cada bin de p_T^2 para los datos analizados.

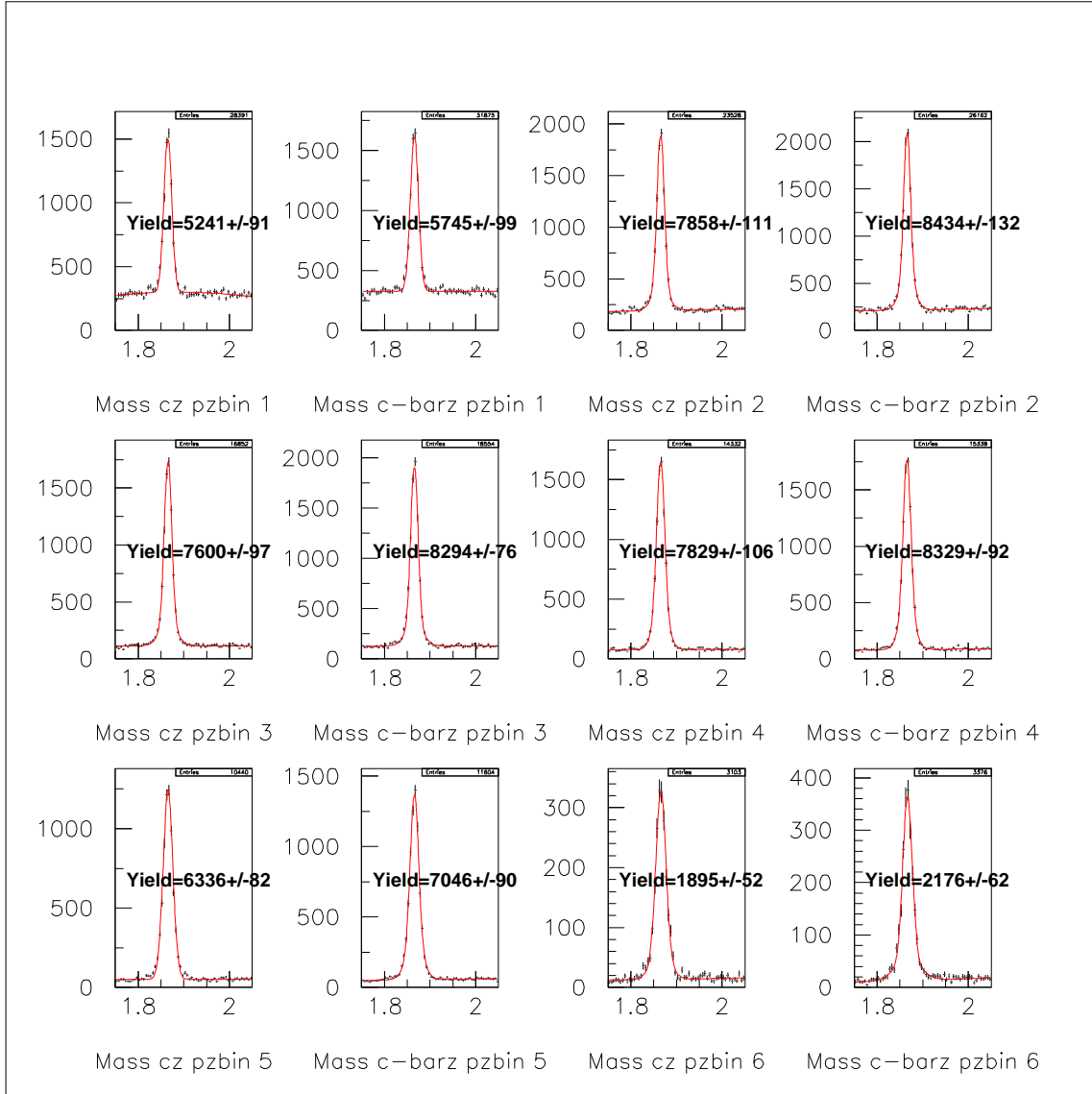


Figura B.13: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ y su antipartícula en función de cada bin de p_Z para los datos analizados.

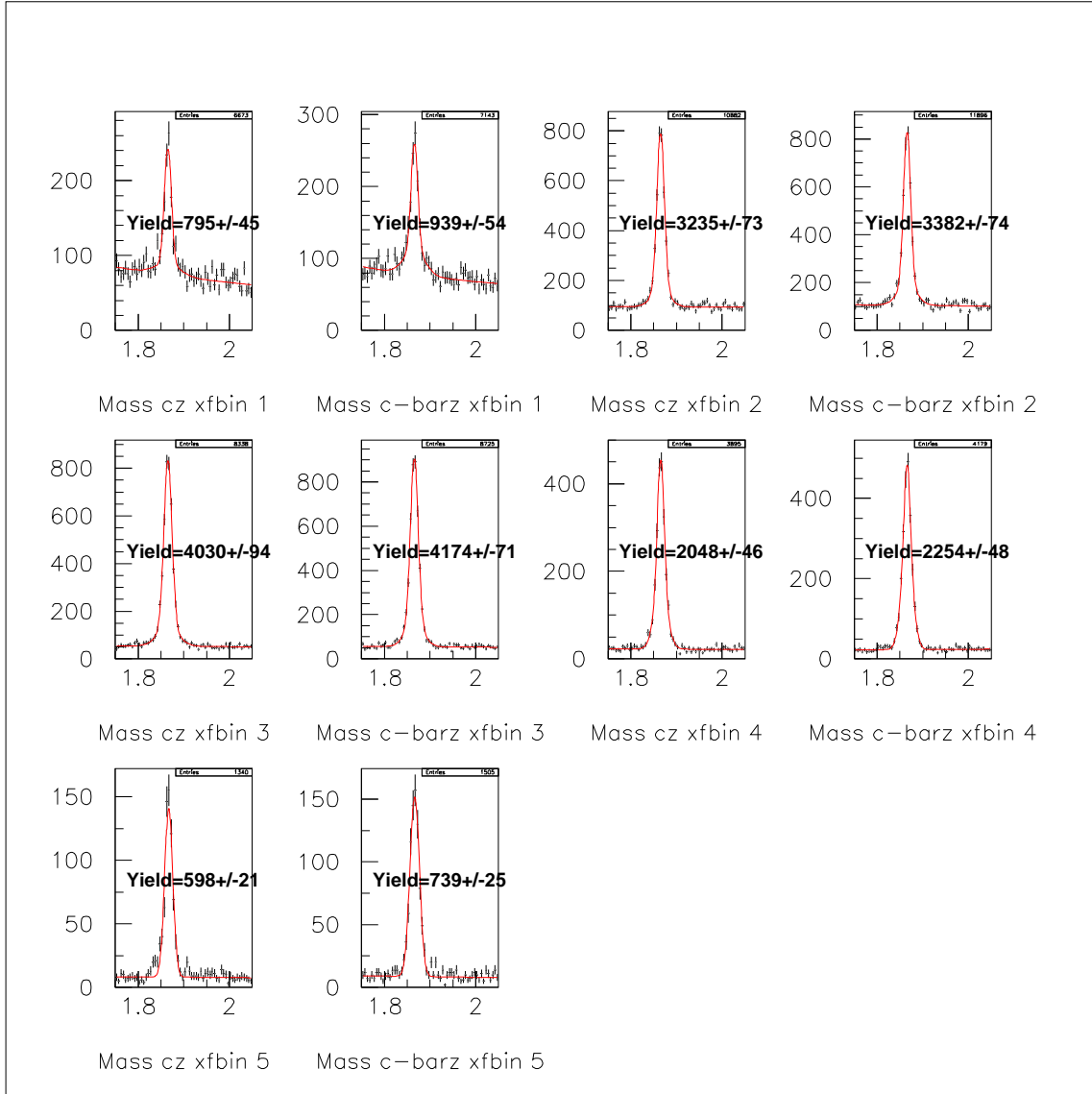


Figura B.14: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ y su antipartícula en función de cada bin de x_F para los datos analizados.

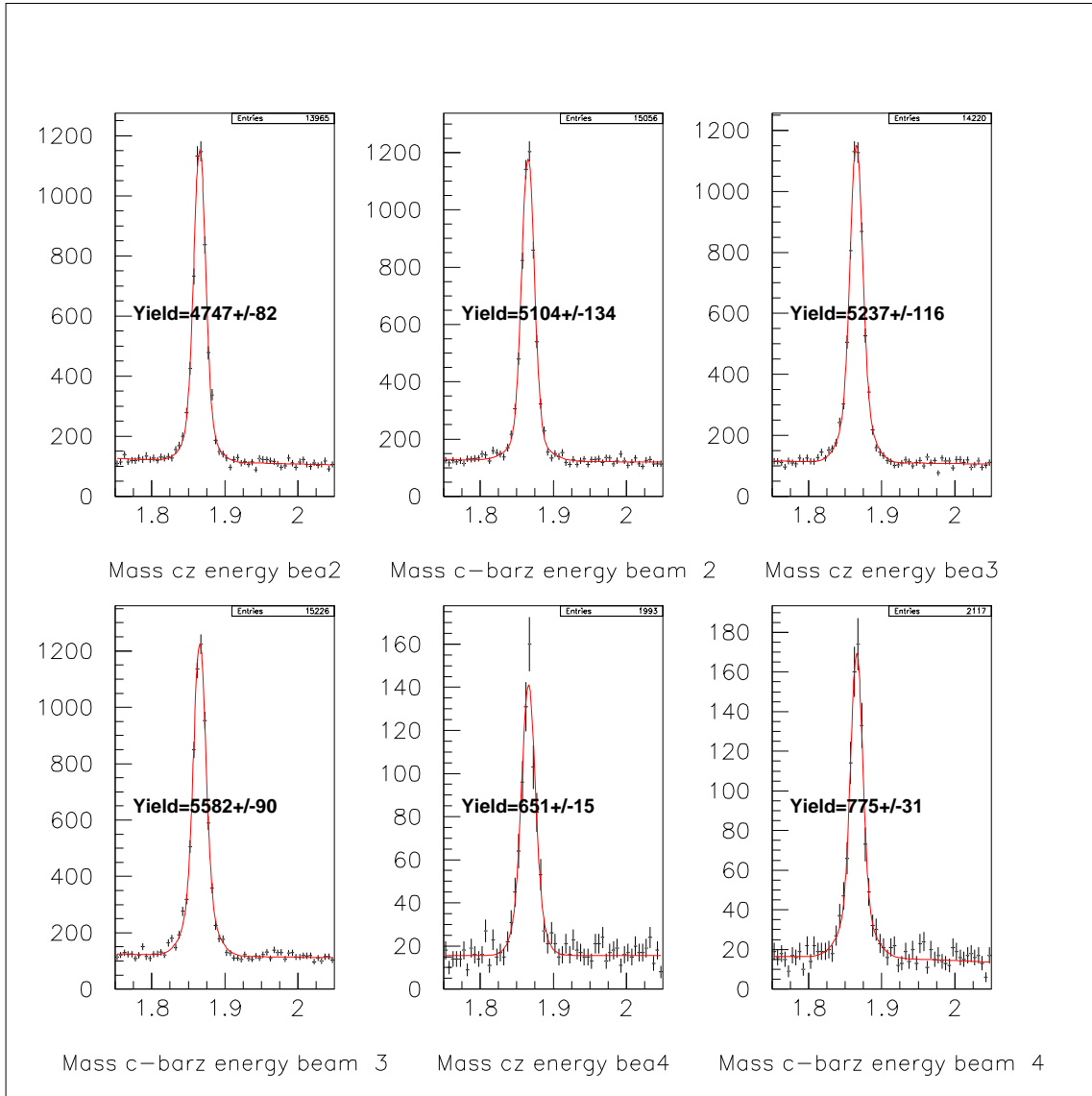


Figura B.15: Histogramas de masa para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ y su antipartícula en función de cada *bin* de la energía del haz para los datos analizados.

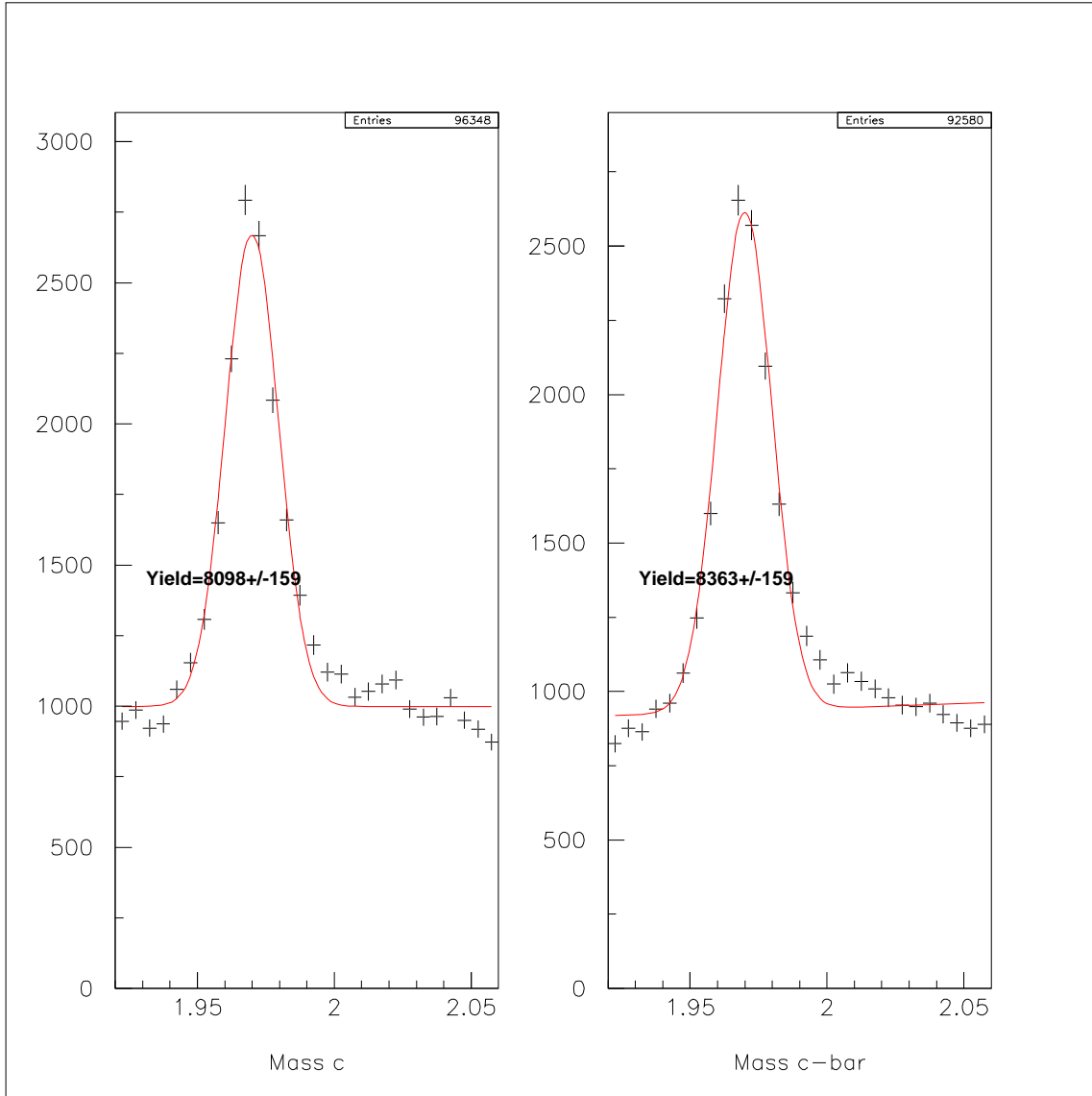


Figura B.16: Histogramas de masa para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula $D_s^- \rightarrow K^+ K^- \pi^-$ para toda la muestra de datos analizados.

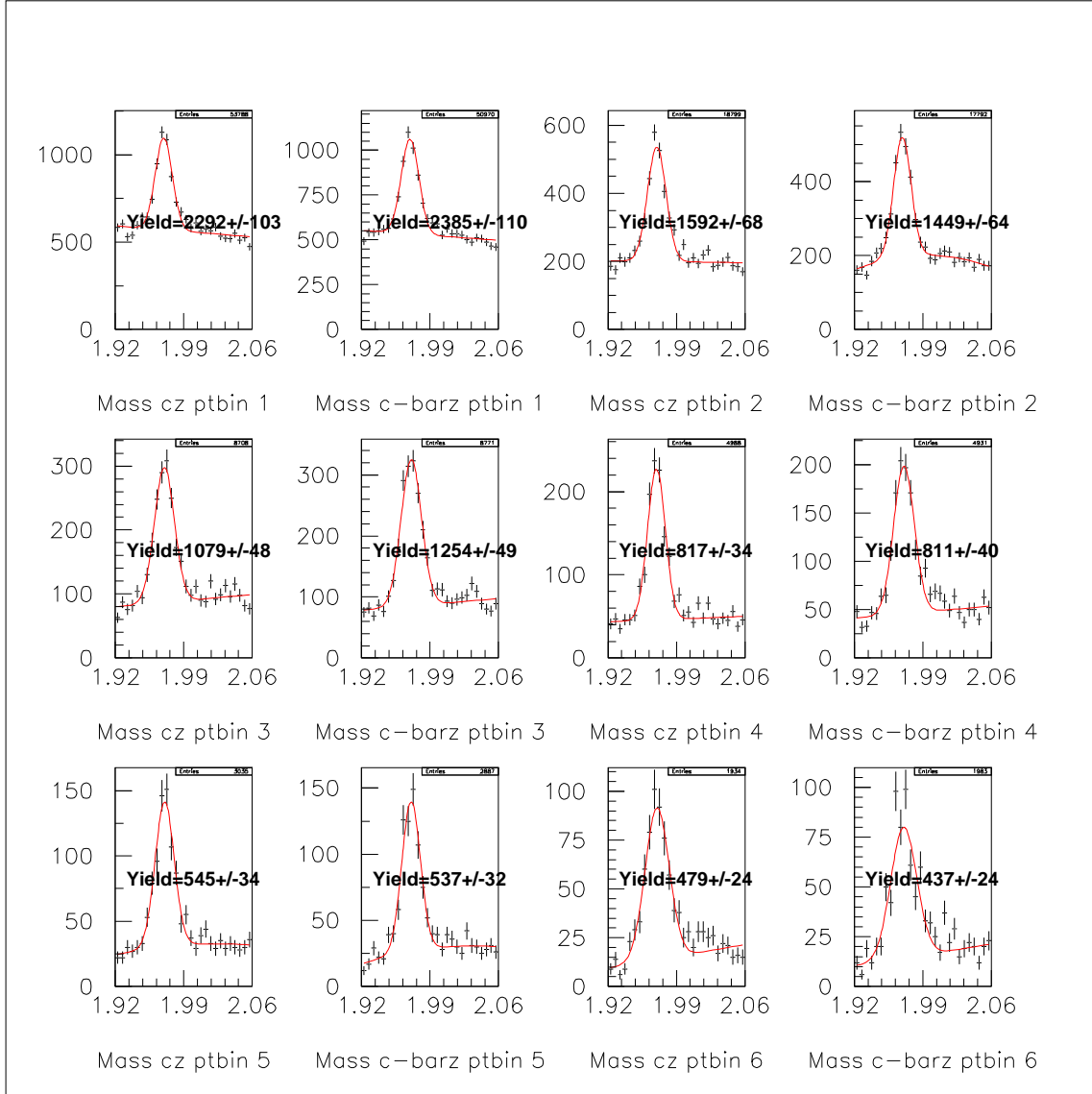


Figura B.17: Histogramas de masa para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada bin de p_T^2 para los datos analizados.

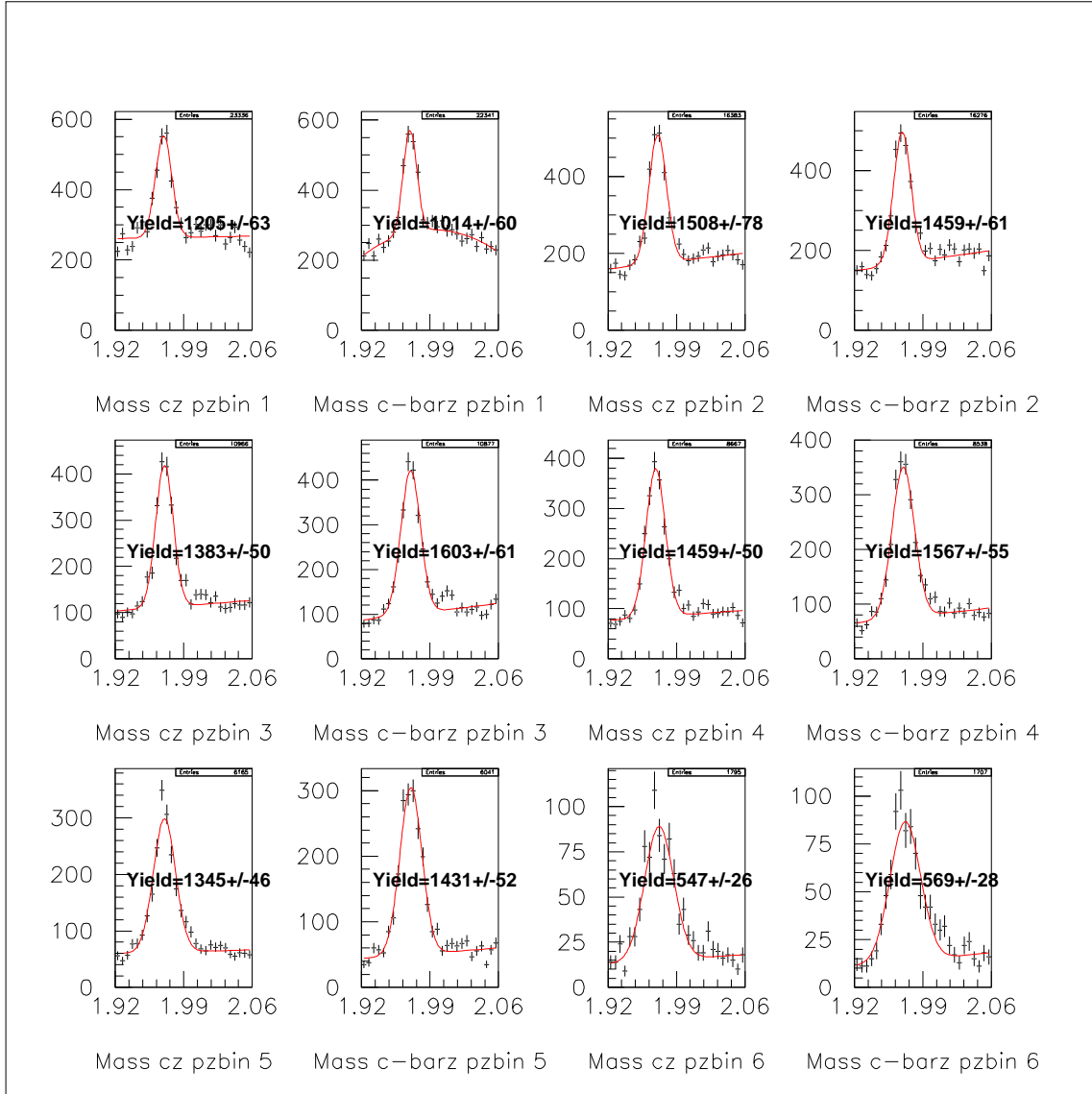


Figura B.18: Histogramas de masa para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada bin de p_Z para los datos analizados.

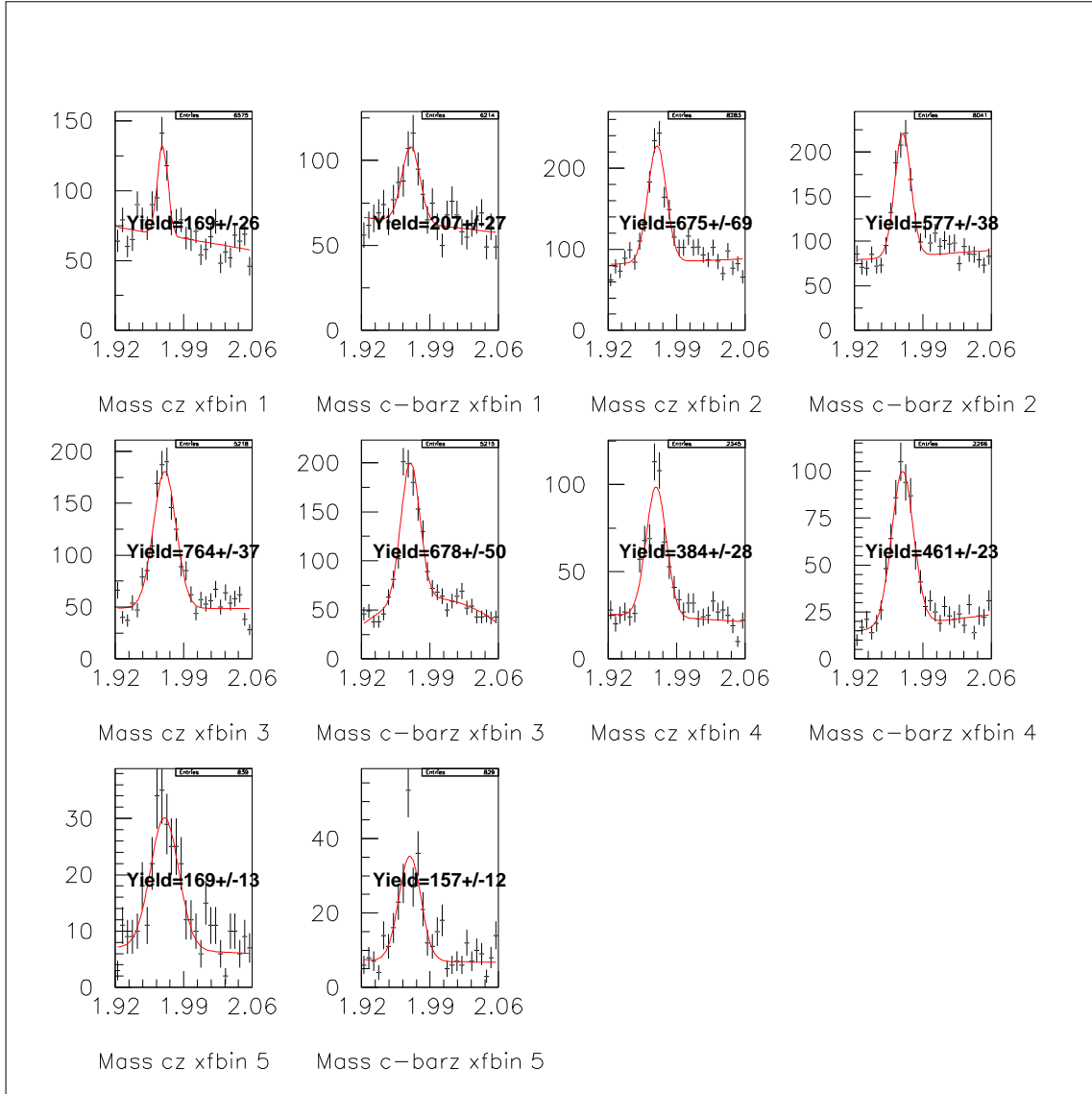


Figura B.19: Histogramas de masa para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada bin de x_F para los datos analizados.

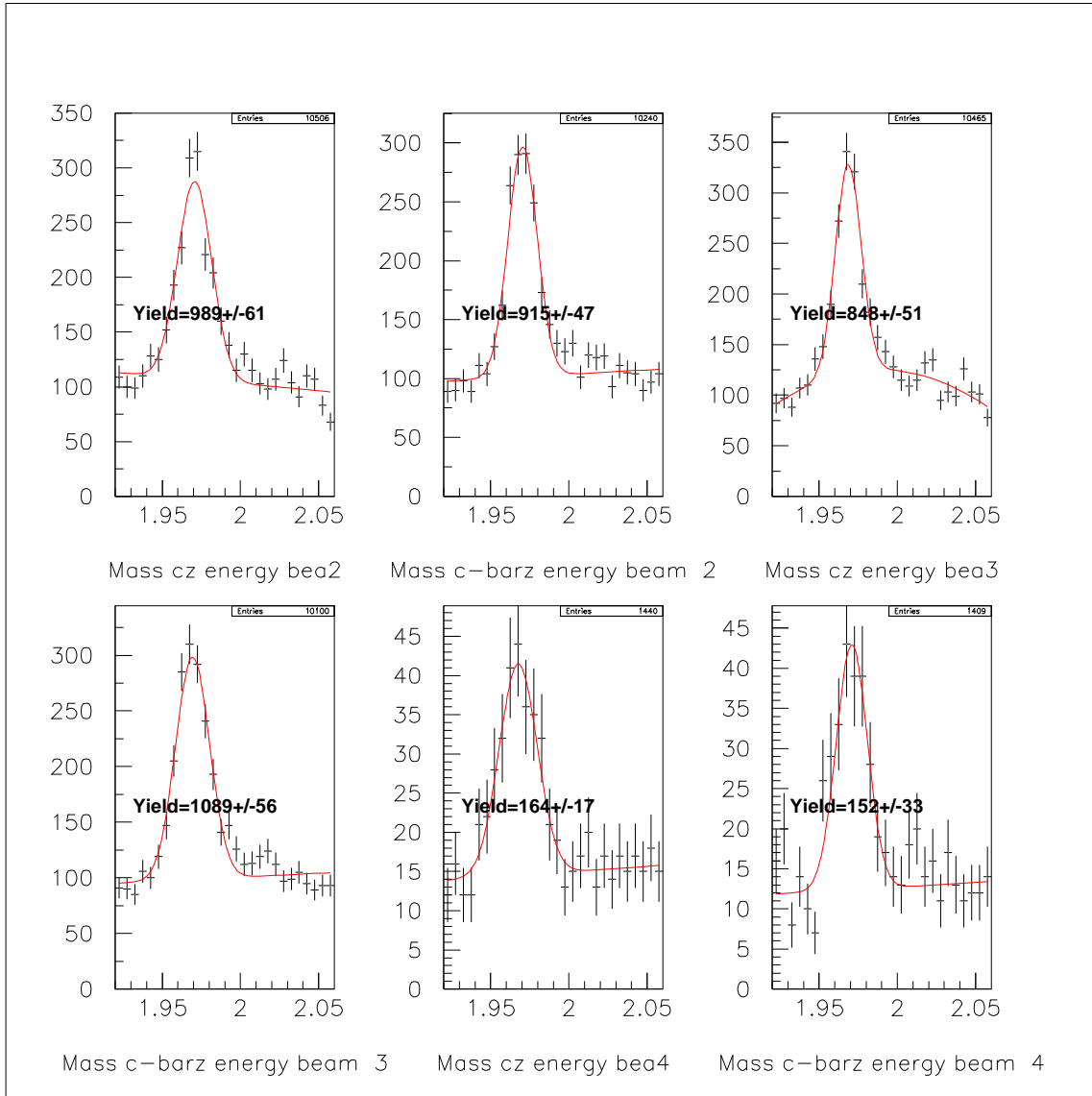


Figura B.20: Histogramas de masa para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada *bin* de la energía del haz para los datos analizados.

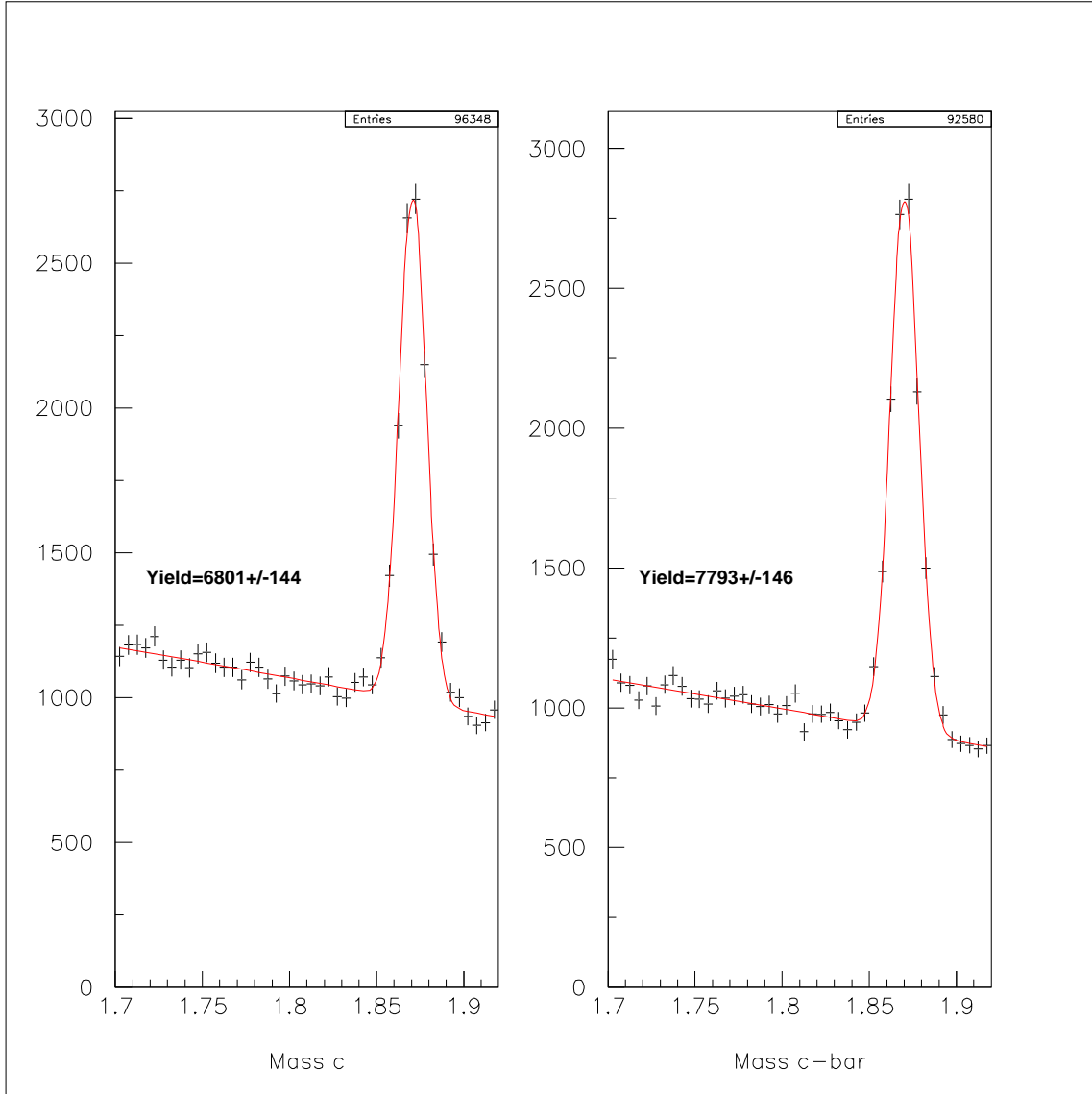


Figura B.21: Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula $D^- \rightarrow K^+ K^- \pi^-$ para toda la muestra de datos analizados.

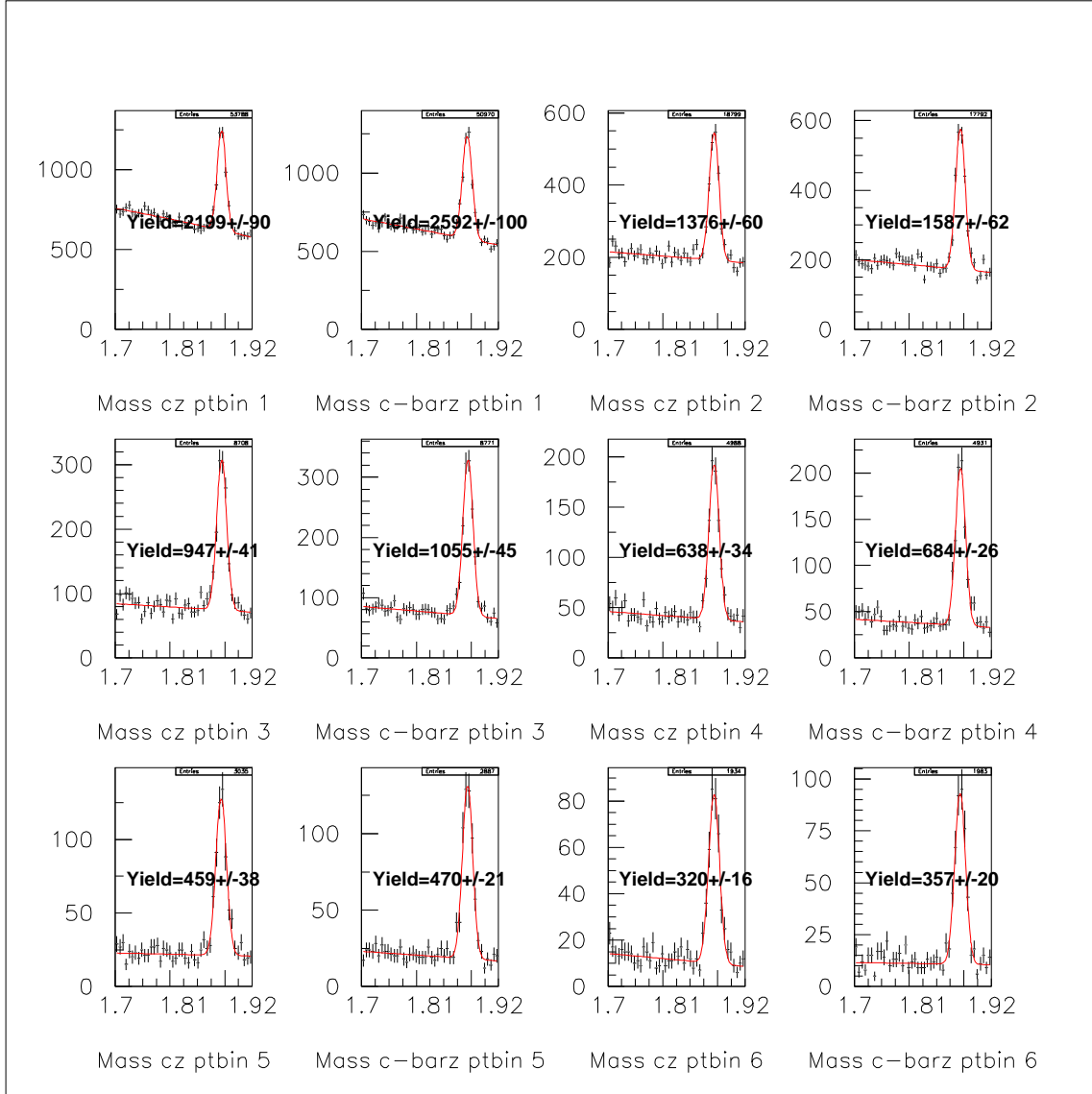


Figura B.22: Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada bin de p_T^2 para los datos analizados.

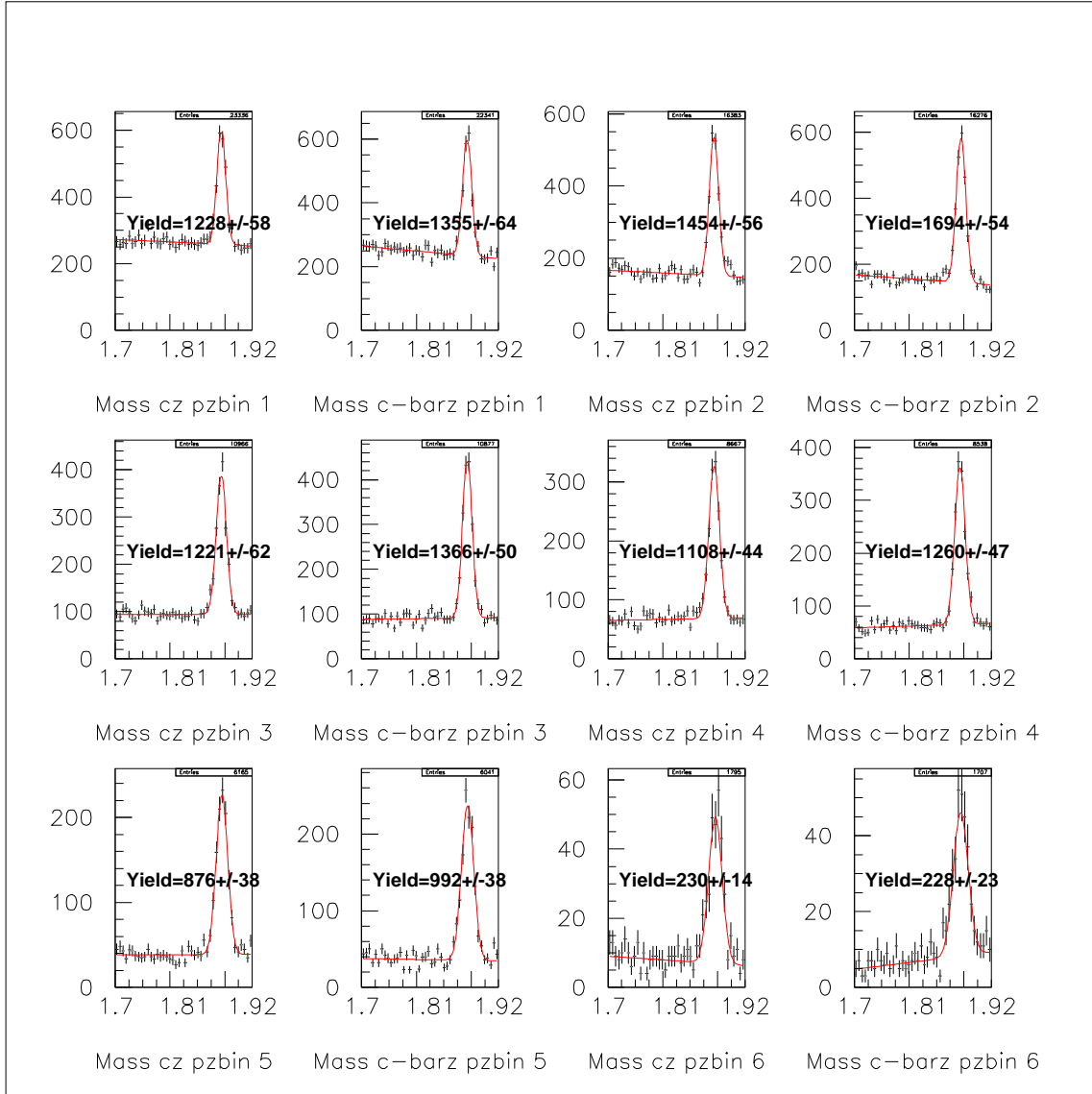


Figura B.23: Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada bin de p_Z para los datos analizados.

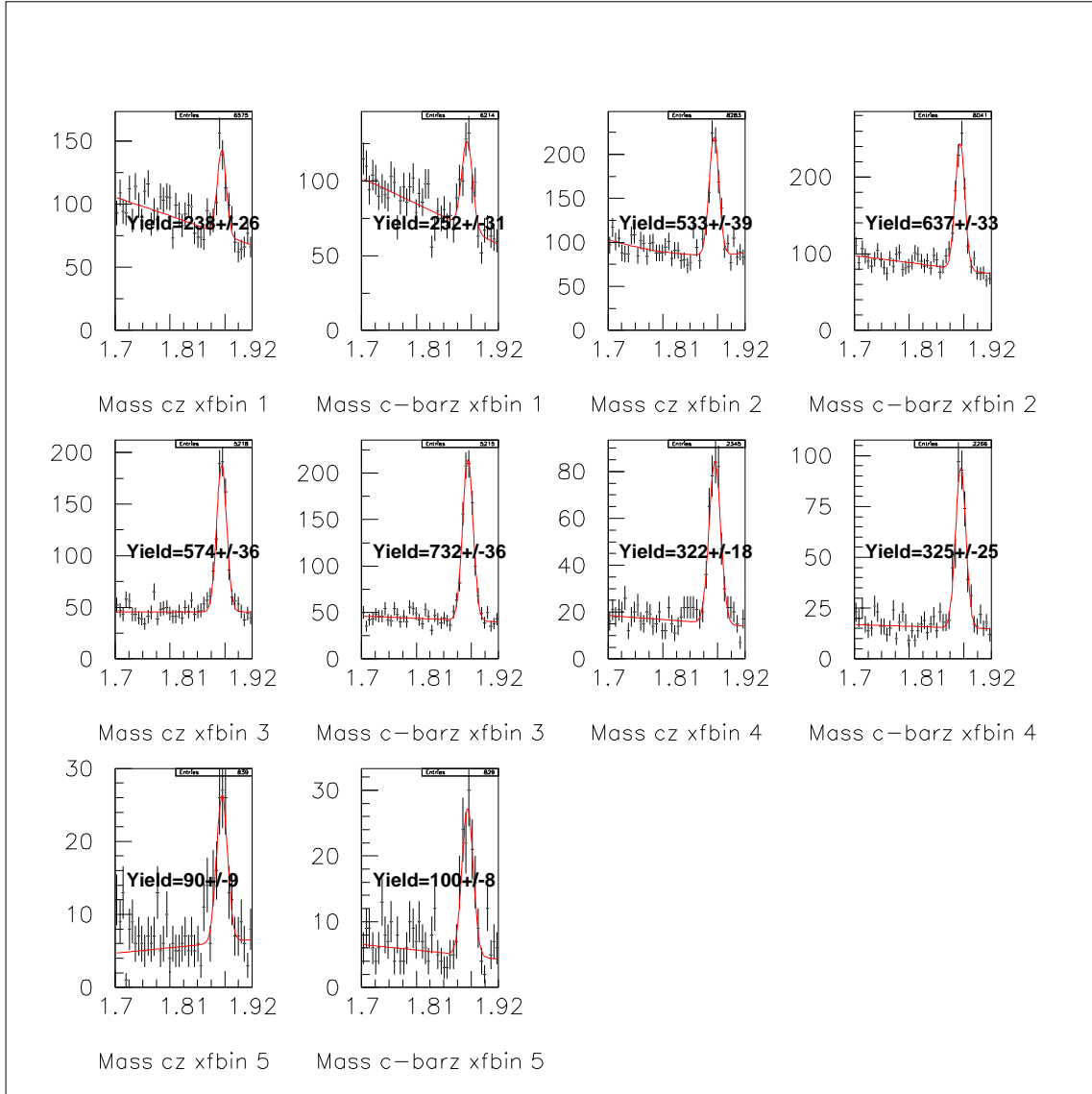


Figura B.24: Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada bin de x_F para los datos analizados.

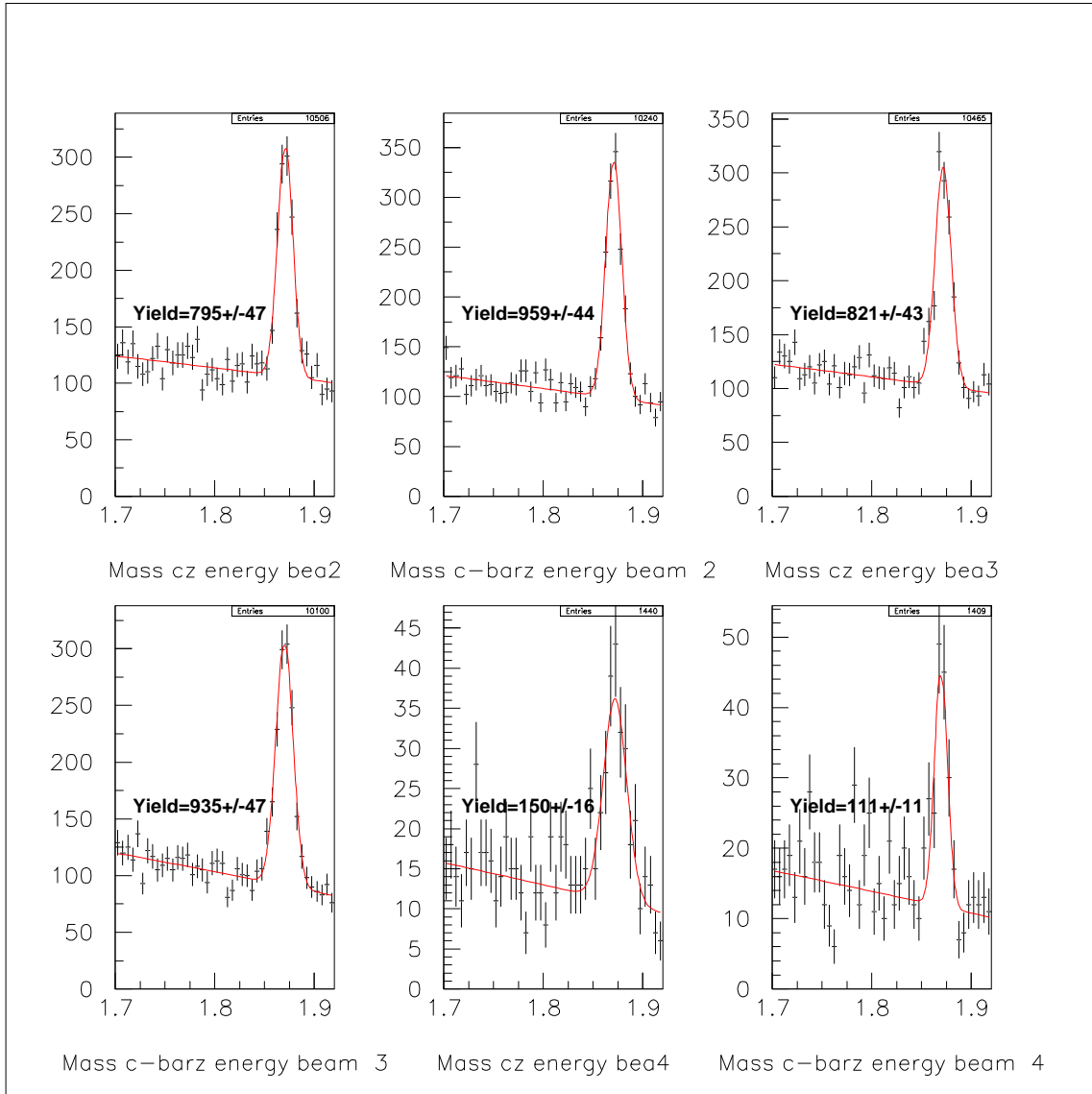


Figura B.25: Histogramas de masa para el decaimiento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ y su antipartícula en función de cada *bin* de la energía del haz para los datos analizados.

Bibliografía

- [1] P. L. Frabetti *et al.*, Nucl. Instrum. Meth., A320, 519 (1992).
- [2] Wide Band Photon Collaboration, Fermilab proposed experiment 831, 1990, Fermilab document FNAL-Proposal-831.
- [3] E791 Collab. E.M. Aitalia *et al.*, Phys. Lett. B371 157-162, 1996.
- [4] E791 Collab. E.M. Aitalia *et al.*, Phys. Lett. B411 230-236, 1997.
- [5] E. Cuautle, G. Herrera, J. Magnin, A. Sánchez-Hernández, hep-ph 0005023
- [6] Braaten Eric, Jia Yu, Mehen Thomas, Phys. Rev. D66, 014003, 2002.
- [7] Herrera, Sánchez-Hernández, Cuautle, Maguini, Phys. Lett. B, 505, 36, April 2001.
- [8] FOCUS Collaboration, Description and performance of the Fermilab FOCUS espetrometer, 1999, <http://www-focus.fnal.gov/nim/focus-nim/nim.ps>.
- [9] P. L. Frabetti *et al.*, Nucl. Instrum. Meth., A329, 62 (1993).
- [10] G. Alimonti *et al.*, Nucl. Instrum. Meth., A314, 411 (1992).
- [11] E687 Collab. P.L. Frabetti *et al.*, Phys. Lett. B 407 79 (1997).

- [12] J. M. Link ...F. Vázquez *et al.* [FOCUS Collaboration], “The target silicon detector for the FOCUS spectrometer,” Nucl. Instrum. Meth. A **516**, 364 (2004).
- [13] G. Bellini *et al.*, Nucl. Instrum. Meth., A252, 366 (1986).
- [14] J. M. Link ...F. Vázquez *et al.* [FOCUS Collaboration], “Cerenkov particle identification in FOCUS,” Nucl. Instrum. Meth. A **484**, 270 (2002).
- [15] S. Bianco *et al.*, The upgraded outer EM calorimeter of FOCUS at Fermilab, 1999, hep-ex/9912066.
- [16] L. Cinquini, J. Cumalat, E. Erdos, B. O’Reilly, and E. Vaandering, A description of the Inner Electromagnetic Calorimeter for FOCUS, FOCUS memo, http://www-hep.colorado.edu/e687/focus_doc/iecal.ps.
- [17] G. Bonomi, An iron/scintillator tile calorimeter for the FOCUS at Fermilab, in it Calorimetry in high energy physics. Proceedings, 7th. International Conference, Tucson, USA, November 9-14, 1997, edited by E Cheu, T. Embry, J. Rutherford, and R. Wigmans, pages 276-280, Singapore, Singapore: World Scientific, 1998.
- [18] G Boca *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A409, 561 (1998).
- [19] P. Liguori, P. Sheldon, P. Vitulo, M. Webster, and J. Wilson, OM design and considerations, 1994, FOCUS memo, http://www-focus.fnal.gov/papers/outermu_1.ps.
- [20] J. Wiss, FOCUS MH homepage, <http://www.hep.uiuc.edu/e687/muon/muon.html>.
- [21] A. Kreymer and F. Prelz, DAQ architecture for E831, 1997, FOCUS memo, http://www-focus.fnal.gov/papers/daq_main/daq_main/daq_main.html.

- [22] R. L. Culbertson, *Four-Body Semileptonic Decays of D Mesons*, PhD thesis, University at Urbana-Champaign, 1993.
- [23] J. Wiss, CITADL: A proposal for a new Čerenkov algorithm for FOCUS, 1997, FOCUS memo, <http://web.hep.uiuc.edu/e831/citadl/citadl.html>.
- [24] Torbjörn Sjöstrand, P. Edén, C Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna y E. Norrbin, *Comput. Phys. Commun.* **135**, (2001) 238.
- [25] *Review of Particle Physics* K. Hagiwara, *et al.*, *Phys. Rev.* **D66**, 1 (2002).
- [26] J. M. Link ...F. Vázquez *et al.* [FOCUS Collaboration], “Studies of correlations between D and anti-D mesons in high energy photoproduction,” *Phys. Lett. B* **566**, 51 (2003).
- [27] J. M. Link ...F. Vázquez *et al.* [FOCUS Collaboration], “Reconstruction of Vees, kinks, Xi-'s, and Omega-'s in the FOCUS spectrometer,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **484**, 174 (2002).
- [28] J. M. Link ...F. Vázquez *et al.* [FOCUS Collaboration], “A study of the decay $D_0 \rightarrow K^+ \pi^-$,” *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2955 (2001).
- [29] E687 Collaboration, P.L. Frabetti *et al.*, *Phys. Lett.* **B370** (1996) 222.
- [30] J. M. Link ...F. Vázquez *et al.* [FOCUS Collaboration], “Charm-anticharm baryon production asymmetries in photon nucleon interactions,” *Phys. Lett. B* **581**, 39 (2004).