

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
Departamento de Óptica y Estructura de la Materia



TESIS DOCTORAL

**Estudio de la aniquilación $p\bar{p}$ - $KK[\text{p}\bar{\text{p}}]$ A 700 y 760MEV-C
: análisis del mesón F_1**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR

Juan Antonio Garzón Heydt

Madrid, 2015

10.282
59-80

Juan Antonio Garzón Heydt



* 5 3 0 9 8 5 3 1 8 9 *
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

x - 53 - 098104 - 0

ESTUDIO DE LA ANIQUILACION $\bar{p} p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ A 700 y 760 MEV/C.

ANALISIS DEL MESON F_1

Departamento de Optica y Estructura de la Materia
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid
1980

© Juan Antonio Garzón Heydt
Edita e imprime la Editorial de la Universidad
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía
Noviciado, 3 Madrid-8
Madrid, 1980
Xerox 9200 XB 480
Depósito Legal: M-11883-1980

JUAN A. GARZON HEYDT

Documento nº 3

Esta Tesis Doctoral fue leída en la Facultad de
..CIENCIAS..FISICAS..... de la Universidad
Complutense de Madrid el día 11 de ..Julio.... de 1975
ante el tribunal formado por los siguientes miembros:

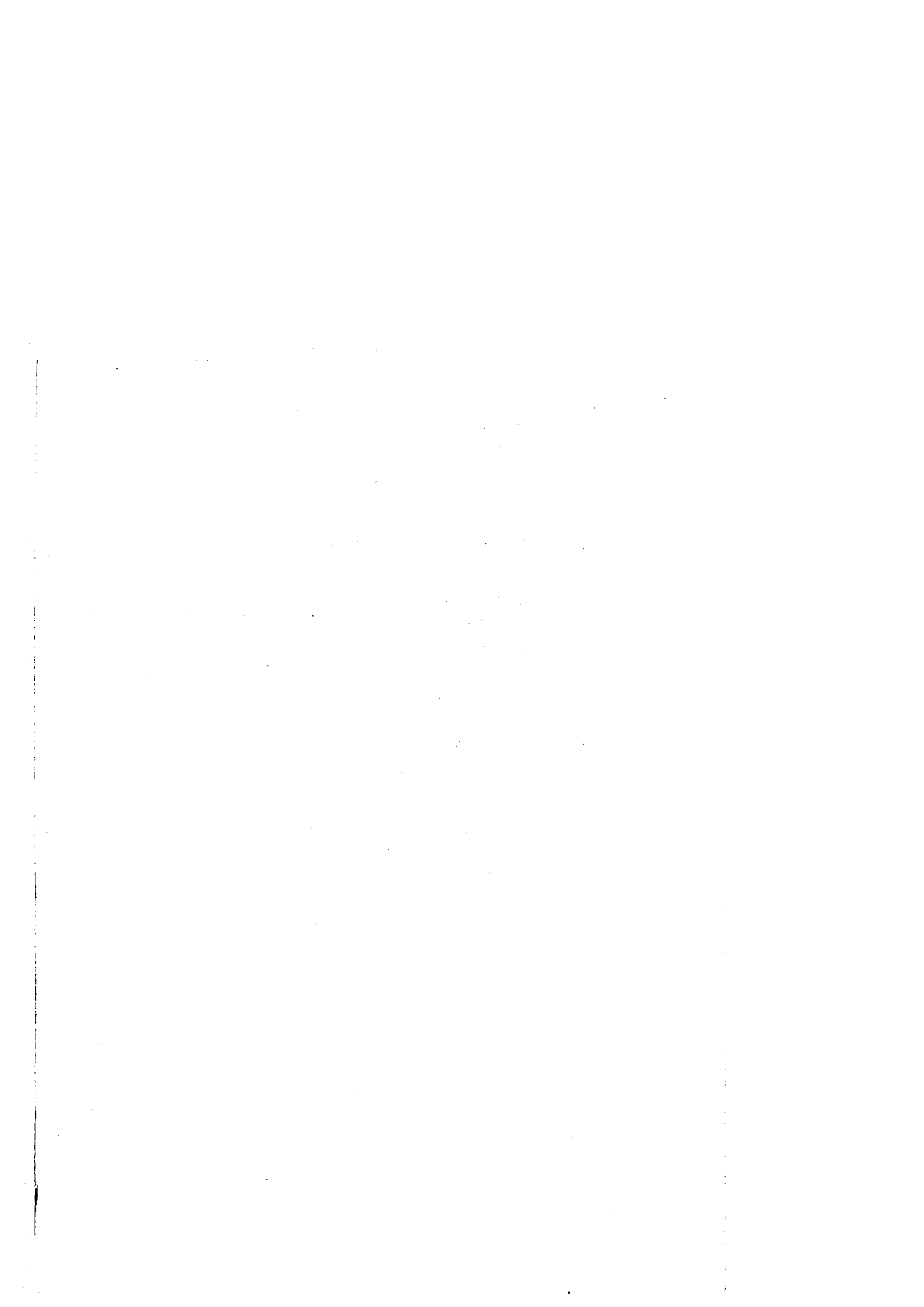
Presidente: *Armando Durán Sineoda*
Vocal: *Ramon Fernandez de la Hoz*
Vocal: *Ruben Sanchez del Rio...*
Vocal: *F. Yudin...*
Secretario: *F. S. Sanchez Jansen....*
.....

habiendo recibido la calificación de *Sobresaliente con Lode*

Madrid, a 18 de *Julio*. de 1975

EL SECRETARIO

P. Jansen



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

ESTUDIO DE LA ANIQUILACION

$\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$

A 700 Y 760 MeV/c.

ANALISIS DEL MESON F_1

Memoria presentada por
D. Juan A. Garzón Heydt
para optar al grado de doctor
en Ciencias Físicas.
[1979]

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Presidente de la Junta de Energía Nuclear, Tte. general D. Jesús Olivares Baqué, el permitirme colaborar en este Centro en cuyo Grupo de Altas Energías ha tenido lugar el presente trabajo. Agradezco al Prof. C. Sánchez del Río el acogerme en su Departamento de Investigación y especialmente a la Dra. M.A. Vigón el interés mostrado por el desarrollo de mi trabajo, su lectura y las acertadas sugerencias prestadas a su redacción.

Expreso mi más profundo agradecimiento al Dr. Juan A. Rubio, que ha dirigido este trabajo. Sus continuas enseñanzas, su incansable dedicación y aliento han sido esenciales en su realización.

Agradezco fuertemente al Dr. Manuel Aguilar-Benítez sus sugerencias y consejos. Las numerosas conversaciones con él mantenidas han contribuido en buena parte a este resultado.

Vaya mi sincero agradecimiento al resto de los doctores y compañeros del Grupo por su no despreciable contribución. Agradezco especialmente a mis compañeros Eugenio Gil y José Salicio su ayuda y a Bernardo Adeva y Jesús Salicio su colaboración en parte del trabajo aquí presentado. No olvido a los compañeros del Grupo de Partículas Elementales de la Universidad Autónoma de Madrid con los que he mantenido numerosas y fructíferas discusiones.

Quiero expresar mi reconocimiento a todo el equipo técnico del Grupo, al Servicio de Delineación de la J.E.N., por el esmero e ilusión puesto en su labor y a los miembros del Centro de Cálculo por su siempre atenta disposición.

Agradezco al Dr. Lucien Montanet su invitación para una estancia de verano en el CERN, donde tuvo lugar parte del presente trabajo.

Agradezco a la Sra. Concepción Braña el cuidadoso mecanografiado de esta memoria.

A
Hermann Heydt y
Mercedes Bona,
mis abuelos

I N D I C E

	<u>PAG.</u>
CAPITULO I	
INTRODUCCION	1
 CAPITULO II	
MUESTRA EXPERIMENTAL	6
II.1. Obtención	6
II.2. Escrutinio	8
II.3. Medida	9
II.4. Cadena de programas	10
II.5. Identificación	11
II.6. Volúmenes fiduciales. Pesos	13
II.7. Secciones eficaces	15
II.8. Correcciones por pérdidas	16
II.9. Canales de interés	19
II.10. Muestra de ambiguos	21
TABLAS	22
DESCRIPCION DE FIGURAS Y FIGURAS	25
 CAPITULO III	
ANALISIS DE LOS PROCESOS ANTIPROTON-PROTON A CUATRO CUERPOS	27
III.1. Introducción	27
III.2. Descripción	28
III.2.1. Canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$	28
III.2.2. Canal $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$	29
III.2.3. Canal $K_S^0 K_S^+ \pi^+ \pi^0$	30
III.3. Modelo teórico	31
III.4. Método de cálculo	33
III.5. Características del análisis	34
III.6. Resultados	36
III.7. Secciones eficaces	38

	<u>PAG.</u>
III.8. Sección eficaz diferencial $d\sigma/d(\cos\theta)$ de $\bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K}^*$	39
III.8.1. Método de estudio	40
III.8.2. Análisis de estados angulares	41
III.8.3. Resultados	45
III.8.4. Comentarios	46
TABLAS	47
DESCRIPCION DE FIGURAS Y FIGURAS	56
CAPITULO IV	
ESTUDIO DEL MESON F ₁	66
IV.1. Introducción	66
IV.2. Estudio de las posibles causas del efecto F ₁	71
IV.2.1. Fluctuación estadística	71
IV.2.2. Variación drástica de la sección eficaz	72
IV.2.3. Estudio de un posible error sistemático	76
IV.3. Estudio del canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ de la muestra primitiva	77
IV.4. Reflexiones en el canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ de una contaminación $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$	83
IV.5. Estudio de los sucesos ambiguos de la muestra del GAE	84
IV.6. Estudio cuantitativo y conclusiones	86
TABLAS	89
DESCRIPCION DE FIGURAS Y FIGURAS	90
CAPITULO V	
ESTUDIO COMPARADO DE LOS CANALES $K_S^0 K_S^0 \rho$ Y $K_S^0 K_S^0 \omega$	103
V.1. Introducción	103
V.2. Polarización del mesón ρ	107
V.2.1. Parametrización	107
V.2.2. Métodos experimentales	109
V.2.3. Determinación experimental	113
V.3. Comparación de resultados	117

	<u>PAG.</u>
V.3.1. Secciones eficaces	117
V.3.2. Polarizaciones	118
V.3.3. Comentarios	121
DESCRIPCION DE FIGURAS Y FIGURAS	124
CAPITULO VI	
ESTUDIO DE LA SIMETRIA CP EN INTERACCIONES FUERTES	128
VI.1. Introducción	128
VI.2. Simetrías en interacciones fuertes	130
VI.3. Estudio de CP	132
VI.3.1. Método experimental	132
VI.3.2. Determinación experimental	133
VI.3.3. Comportamiento respecto las variables de producción	136
VI.3.4. Resultados	141
VI.4. Conclusiones	142
DESCRIPCION DE FIGURAS	143
CAPITULO VII	
CONCLUSIONES	151
APENDICE 1	
Simetrías C, P, T, CPT y CP	154
REFERENCIAS	161

CAPITULO I

INTRODUCCION

Las aniquilaciones de antiprotones a baja energía son de gran interés para el estudio de las resonancias mesónicas. En general la detección de dichos estados está simplificada por los altos valores de sus secciones eficaces de producción y porque los mecanismos que interpretan la producción de procesos competitivos no son tan selectivos como para originar comportamientos que simulen su existencia. No obstante, la alta multiplicidad de los estados finales obliga a aplicar análisis multicanales con objeto de extraer valores razonables de su intensidad de producción masa y anchura siendo generalmente compleja la determinación de sus números cuánticos, singularmente el espín y la paridad, dado el alto ruido de fondo con que aparecen. Especial interés presentan las resonancias formadas en la interacción $\bar{p}p$ por su alto valor de la masa y la dificultad que implica su producción en interacciones π^+p , K^+p ó pp . Además, existen modelos teóricos actuales con predicciones sin confirmar en este rango de masa de la espectroscopia bosónica (24). El análisis de dichos estados dista de ser simple porque su detección a través del comportamiento de la sección eficaz $\bar{p}p$ implica grandes estadísticas para poder resolverlos del fondo y no informa, por otra parte, sobre sus modos de desintegración ni números cuánticos. Por el contrario es difícil, dado el número de canales abiertos en la aniquilación, seleccionar aquel ó aquellos estados finales que evidencien claramente su existencia.

El experimento objeto de la presente memoria consta de dos muestras levemente diferentes obtenidas en un experimento de cámara de burbujas en los laboratorios del Centro Europeo de Investigación Nuclear (CERN). La primera muestra fué analizada y posteriormente estudiada exclusivamente en los laboratorios del CERN. La segunda muestra, obtenida para ampliar el estudio de algunos efectos observados en la primera, fué repartida entre distintos laboratorios para su análisis inicial.

Dichos laboratorios fueron: Collège de France (Paris), Tata Institute (Bombay) y Grupo de Altas Energías de la J.E.N. (Madrid). El número de fotos analizadas por cada laboratorio, sus características y el número de sucesos observados se resume en el siguiente cuadro

LABORATORIO	Nº FOTOS	MOMENTO	ENERGIA (C.M.)	Nº SUCESOS
CERN	-360000	702 MeV/c	1990 MeV	7977
TIB	-330000	757 MeV/c	2006 MeV	6622
CDF	-330000	757 MeV/c	2006 MeV	5847
GAE	-640000	757 MeV/c	2006 MeV	13732

Este experimento ha resultado prolífico en el dominio de la espectroscopia de mesones. Se ha analizado en detalle el sistema $K\bar{K}$ en onda S en las cercanías del umbral conectando los resultados con los obtenidos en experimentos π^-p (2, 7). Se ha determinado la diferencia de masas entre los dos estados de carga del mesón $K^*(890)$ y comparado los resultados con las predicciones del modelo atómico gauge de quarks (36, 5, 35). Se ha confirmado la existencia del mesón D(1280) y determinado sus números cuánticos con niveles de confianza superiores al 95% (6, 14) y se ha encontrado una interpretación dinámica sencilla de la estructura presente en la zona de masa ($K\bar{K}^*$) correspondiente al mesón E(1420).

En relación con los estados resonantes formados en la interacción $\bar{p}p$ el experimento ha permitido determinar las secciones eficaces diferenciales de los procesos dos y cuasi dos cuerpos $K^0\bar{K}^0$, $K^{*+}K^-$ y $\bar{K}^{*0}K^0$ (3, 37) cuyo análisis ha sugerido la presencia, en alguna de las reacciones, de altos momentos angulares iniciales $\bar{p}p$.

El trabajo presentado en esta memoria tiene varias partes. Su exposición, de acuerdo con el guión que hemos considerado es la siguiente.

En el capítulo II presentamos una descripción breve de los datos experimentales, incluyendo solamente aquellos detalles que son necesarios para una completa comprensión de los resultados.

El capítulo III está dedicado a los análisis multicanales de las reacciones a cuatro cuerpos, determinación de las secciones eficaces de producción de los estados resonantes intermedios y comprobación de que las relaciones impuestas por la conservación del isospín se satisfacen. Asimismo se han desarrollado métodos que permitieron determinar las secciones eficaces diferenciales de procesos cuasi dos cuerpos como $\bar{p}p \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ y $\bar{p}p \rightarrow K^{*0}K^{*0}$. Se muestran los resultados de análisis en polinomios de Legendre de dichas secciones eficaces diferenciales y se concluye en términos de los estados iniciales presentes en la aniquilación.

El capítulo IV se dedica al análisis del mesón $F_1(1540)$ y su introducción necesita de una descripción más detallada. En efecto, dicha resonancia fué evidenciada por vez primera en el análisis de los datos de nuestro experimento correspondientes al CERN en la reacción $\bar{p}p \rightarrow K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ a 700 MeV/c (16). Se determinaron su masa, anchura y números cuánticos. El resultado fué

$$\begin{aligned}
 M &= 1540 \pm 5 \text{ MeV} \\
 \Gamma &= 40 \pm 15 \text{ MeV} \\
 I, J^P &= 1, (1^+ \text{ ó } 2^-)
 \end{aligned}$$

Desde su descubrimiento esta estructura resultó polémica. Experimentos anteriores en $\bar{p}p$ y otras aniquilaciones (18) no habían mostrado ningún tipo de señal en el mismo espectro. Experimentos simultáneos y posteriores con especial dedicación al estudio del efecto mostraron resultados diversos.

M. Aderholz (19) observa un efecto similar con una significación de cuatro desviaciones típicas en el espectro K^+K con las características

$$M = 1490 \pm 20 \text{ MeV}$$

$$\Gamma = 85 \pm 39 \text{ MeV}$$

Valores debilmente compatibles con los primeros.

J. Duboc (20) parece observar el mismo efecto que los dos anteriores en el canal $K_S^0 K^+ \pi^- MM$ pero no en $K\bar{K}\pi\pi$ y obtiene los valores

$$M = 1543 \pm 3 \text{ MeV}$$

$$\Gamma = 16 \pm 10 \text{ MeV}$$

con unas 3 desviaciones típicas de significación estadística.

J.W. Chapman (21) no observa ningún efecto en un experimento $\bar{p}p$ con momentos entre 1.6 y 2.2 GeV.

V. Bakken (22) descubre un efecto en los mismos números cuánticos en el sistema $\pi\pi\pi$ del proceso $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi\pi\pi$. Su significación estadística es de unas 3 desviaciones típicas y su masa y anchura son

$$M = 1557 \pm 10 \text{ MeV}$$

$$\Gamma = 40 \pm 10 \text{ MeV}$$

Finalmente Minnaert (23) para determinar el espín-paridad del efecto F_1 consigue separar tras distintas selecciones 84 ± 17 sucesos F_1 que ajustan las características

$$M = 1540 \pm 4 \text{ MeV}$$

$$\Gamma = 50 \pm 8 \text{ MeV}$$

Aunque en algunos procesos, después de convenientes selecciones, se observan señales de características muy compatibles con las de la primera determinación (16), la ausencia de efectos en otros es difícilmente explicable.

La muestra moderna de nuestro experimento correspondiente a 780 MeV/c de momento del \bar{p} , con características muy similares a las de la que mostró por primera vez el efecto y con la mayor estadística hasta el momento de todos los experimentos reseñados nos ha permitido un estudio exhaustivo para aclarar, de forma firme, el origen del efecto. Los métodos de análisis y resultados se presentan en el capítulo IV.

El capítulo V contiene un estudio de los mesones ρ y ω producidos en las aniquilaciones $\bar{p}p + (\rho/\omega)K^0\bar{K}^0$. Hemos determinado secciones eficaces de producción y polarizaciones y comparado los resultados con un modelo simple de reagrupamiento de quarks.

El capítulo VI se dedica a un test de la invariancia de CP en las interacciones fuertes. La ventaja que ofrece el estado inicial $\bar{p}p$ y la detección de estados finales exclusivos y conjugados por CP nos ha permitido, dada la estadística relativamente alta del experimento, alcanzar precisiones mejores del 1% en la determinación de la invariancia CP. Se describen los métodos de análisis y resultados.

Finalmente las conclusiones del trabajo se presentan en el capítulo VII.

CAPITULO II

MUESTRA EXPERIMENTAL

II.1. Obtención

La base experimental de este trabajo la constituyen aproximadamente 1.6×10^6 fotografías tomadas en la cámara de burbujas de 80 cm. de Saclay, en los laboratorios del CERN. Esencialmente, la toma de fotos tuvo lugar de la siguiente forma.

El primer paso lo constituye la elaboración de un haz monocenergético de dispersión aceptable y con un número de partículas adecuadas para facilitar el estudio posterior de escrutinio y medida. Para ello se hacen incidir sobre un blanco de berilio paquetes de protones de alta energía producidos en un acelerador; en nuestro caso, el PS del CERN. De entre el gran número de partículas originadas en la interacción, se separa, mediante lentes magnéticas y separadores electrostáticos, un haz de antiprotones en el rango de momentos deseado. En pulsos de unas 20 partículas como máximo se conducen sobre la cámara de burbujas. El haz de antiprotones arrastra una pequeña contaminación de partículas π^- y K^- fácilmente separables en el estudio posterior.

La cámara de burbujas se encuentra llena de hidrógeno en estado líquido, y que desempeña un doble papel como blanco y como detector. Como blanco, el protón del núcleo da lugar a la interacción antiprotón-protón que nos interesa. Como detector, toda partícula cargada es observable como una estela de burbujas dejada a lo largo de su trayectoria.

Cada incidencia del haz de antiprotones en la cámara es registrada en fotografías tomadas mediante tres aparatos fotográficos situados tras una ventana en una de las paredes laterales. Dichos aparatos están dispuestos con sus ejes ópticos

paralelos. En la pared opuesta se encuentra una serie de lámparas que iluminan el interior de la cámara haciendo fácilmente visibles las trazas sobre un fondo oscuro. Las coordenadas de cualquier punto del interior de la cámara son fácilmente deducibles a partir de su posición en solamente dos de las tres fotos. La razón de la tercera cámara está en la posibilidad de pérdida de información en alguna foto por aparecer en ella trazas superpuestas, etc. La determinación de coordenadas se posibilita mediante unas marcas fijas existentes en las paredes de la cámara. Estas marcas, llamadas cruces fiduciales, aparecen en todas las fotografías. (Fig. II.1)

Después de cada exposición, un émbolo comprime el hidrógeno de la cámara desapareciendo toda evidencia de lo fotografiado. La cámara queda disponible para una nueva incidencia del haz.

La cámara de burbujas se encuentra en el interior de un campo magnético perpendicular a la dirección del haz y conocido punto por punto. Las partículas cargadas curvan sus trayectorias en distinto sentido según el signo de la carga. El valor de la curvatura es función del momento de la partícula y, como veremos, facilitará la identificación de ésta.

Durante el experimento se llevó a cabo, periódicamente, un control de calidad en las fotografías. Para ello se median contraste, número de antiprotones en el haz, número de burbujas por centímetro en la cámara, etc. Estos valores se optimizaron para facilitar el análisis posterior.

Como ya hemos indicado en el capítulo anterior, el experimento tuvo lugar en dos fases y con la colaboración de varios laboratorios. Finalizado el proceso de toma y revelado de las fotos, éstas se repartieron entre los distintos laboratorios para su estudio,

II.2. Escrutinio

Una vez que cada laboratorio contó con su correspondiente muestra, se procedió, en primer lugar, a la labor de escrutinio ó de selección de todas aquellas fotografías con interacciones de posible interés en el experimento. Para ello se analizaron las fotografías, una por una, buscando aquellas en que apareciese una aniquilación antiprotón-protón con producción de al menos un K^0 y desintegración posterior $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Esta desintegración es fácilmente detectable por su forma en V.

El escrutinio fué realizado por personal especializado utilizando solamente dos de las vistas. La segunda de ellas permitía decidir sobre posibles ambigüedades en la primera debidas a falta de nitidez, ángulos ó posiciones conflictivos de los vértices, etc. El escrutinio fué realizado dos veces sobre cada película por dos operadores distintos para reducir la pérdida y estimar un factor de eficacia.

Para cada interacción seleccionada se anotaban el número de película, número de foto, posición dentro de ésta y otras características entre las que es de destacar la topología.

La topología informa sobre el aspecto visual de la interacción y viene dada por un número de tres cifras de acuerdo con la siguiente regla. La primera cifra indica el número de partículas cargadas, y por tanto trazas, salientes del vértice de la interacción. La segunda indica el número de dichas partículas cargadas que sufren una desintegración. La tercera cifra es el número de partículas neutras que se desintegran en dos partículas cargadas. Dicha desintegración recibe el nombre de V^0 (uve cero). A nuestra energía la única partícula extraña capaz de dar lugar a un V^0 es el K^0 en su desintegración $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Llamamos hipótesis a cada una de las combinaciones de

partículas en el estado final que dan lugar a una cierta topología. En la tabla II.1 aparecen todos los posibles estados finales con producción de partículas extrañas en nuestro experimento y la topología a la que corresponden.

No solo la desintegración de un K^0 producido en la aniquilación presenta el aspecto de un V^0 . Este también puede ser debido a alguno de los siguientes efectos.

a) Desintegración $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Un π^0 producido en la aniquilación tiene un recorrido libre medio muy pequeño ($<1\mu c$). Por tanto, un γ proveniente de su desintegración, y que se materializa en e^+e^- presenta la apariencia de un K^0 . La identidad de un γ se decide sobre las características siguientes

1. Angulo entre las dos trazas del V^0 en el vértice igual a cero
2. Ionización mínima de las dos trazas
3. Espiralización rápida y característica de las trazas si su momento es particularmente pequeño.

La identificación no siempre es fácil y en caso de ambigüedad el suceso es seleccionado.

b) Desintegración de una partícula errante. Un codo en una traza incidiendo lateralmente puede ser confundido con un V^0 . Debido a la pérdida energética de una partícula, la densidad de burbujas en la traza aumenta progresivamente. Observando dicha densidad, se decide el sentido de vuelo de la partícula y con ello la identidad del V^0 .

II.3. Medida

Las interacciones seleccionadas pasaban seguidamente a ser medidas en sus tres vistas. Este proceso se realiza mediante aparatos especiales que miden con gran precisión ($\sim 5 \mu c$)

las coordenadas de cualquier punto de una fotografía respecto de un origen elegido.

Para cada una de las interacciones se midieron primeramente las posiciones de las cruces fiduciales y seguidamente las coordenadas del vértice de aniquilación, de los vértices de los V^0 y un número de puntos del orden de diez sobre cada una de las trazas. Los valores eran perforados en fichas para un análisis posterior mediante ordenador.

Durante el proceso de medida pueden tener lugar dos tipos de errores, decisivos para un desarrollo correcto del experimento.

- a) Errores estadísticos. Son inherentes al propio concepto de medida, pues siempre hay desviaciones de uno u otro signo entre los valores real y medido.
- b) Errores sistemáticos. Dan lugar a un desplazamiento sistemático de los valores medidos. Son debidos a algún mal funcionamiento del aparato de medida o a la evaluación incorrecta de algún parámetro necesario en el proceso de reconstrucción etc. Estos valores han de ser controlados y corregidos.

II.4. Cadena de programas

Las fichas con los resultados de la medida se grabaron en bandas magnéticas que pasaban seguidamente a ser tratados mediante una cadena de programas de cálculo. El nombre y la misión especial de cada uno es la siguiente (1)

REAP. Detecta claros errores de medida como la ausencia de alguna cruz fiducial, de una traza, etc. Prepara la información para ser tratada por

THRESH. Precisa de ciertos datos del experimento como

el campo magnético en la cámara, posición de las cruces fiduciales etc. A partir de ellos y de la información de REAP reconstruye espacialmente el suceso. Calcula para cada partícula su momento p y los ángulos de dip, λ , y acimutal, ϕ . (*).

GRIND. Precisa de las masas de las posibles partículas correspondientes a cada una de las trazas y de las mismas constantes que THRESH. Ajusta, a partir de los valores medidos, el cuadrimomento de cada traza para cada hipótesis de forma que se conserven las ecuaciones de momento-energía en la interacción. Determina, para los valores ajustados, las ionizaciones que han de presentar las trazas en la fotografía y la probabilidad asociada a un test de χ^2 de cada uno de los ajustes. Toda hipótesis con una probabilidad inferior a 0.4×10^{-2} es automáticamente rechazada.

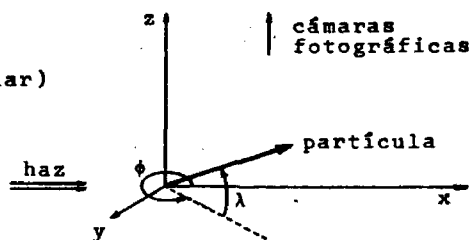
II.5. Identificación

Utilizando los resultados de GRIND se procede a la nueva observación de las fotos correspondientes a las interacciones por parte de un físico. Se comparan los valores esperados de la ionización de las trazas con la directamente observable en la fotografía. La ionización depende de la masa de la partícula y del momento según la relación

$$I = I_0 \left(1 + \frac{M^2}{p^2} \right)$$

(*) Angulo de dip:

$$\lambda = \frac{\pi}{2} - \theta \text{ (ángulo polar)}$$



donde I_0 es la ionización mínima, que tomamos igual a 1. El grado de concordancia de los valores esperados y observable permite decidir entre las distintas hipótesis que han satisfecho el ajuste.

Según el grado de compatibilidad estimado:

- a) Se elige entre los resultados de GRIND la hipótesis que se considera es la verdadera.
- b) Se manda a remedir el suceso acompañado del comentario conveniente si se observa alguna anomalía o posibilidad de mejora.
- c) Se rechaza el suceso si se trata de una falsa interacción.

Cuando no se puede decidir entre varias hipótesis se seleccionan todas aquellas que se suponen posibles. El suceso decimos entonces que es ambiguo.

La salida de GRIND para las hipótesis seleccionadas pasa a ser procesada por el programa

SLICE. Este calcula todas las variables que se prevén a ser necesarias para el análisis posterior del suceso. Entre ellas se encuentran las masas equivalentes de las distintas combinaciones de partículas, sus momentos y ángulos de producción en el laboratorio y en el centro de masas etc. Todos estos valores junto con los de los parámetros que definen la calidad de la medida y que han sido calculados a lo largo de la cadena de programas son grabados, suceso a suceso, en banda magnética con lo que la parte puramente experimental se da por concluida (2, 3). Dicha banda magnética DST (Data Summary Tape) constituye la fuente directa de información que utilizamos en nuestro análisis.

II.6. Volúmenes fiduciales. Pesos

La necesidad de observar un K° para seleccionar un suceso en nuestro experimento viene acompañada de ciertas pérdidas sistemáticas. El K° puede desintegrarse muy cerca de la interacción y confundirse con dos ramas provenientes de aquella. El K° puede, por otra parte, desintegrarse fuera de la zona visible de la cámara. Para corregir estas pérdidas hemos definido dos volúmenes fiduciales, desechándose para el análisis aquellos sucesos que no tienen lugar dentro de ellos. Las pérdidas se compensan asignándole un peso a los sucesos aceptados y definido como la inversa de la probabilidad de detección de dicho suceso. Los dos volúmenes fiduciales los definimos de la siguiente forma

INLITE. Corresponde a la región en que ha de tener lugar cualquier desintegración del V° para poder ser aceptado el suceso. Hemos elegido este volumen extendido entre las siguientes coordenadas

$$-19.0 \text{ cm} < x < 38.0 \text{ cm}$$

$$-10.0 \text{ cm} < y < 10.0 \text{ cm}$$

$$-24.0 \text{ cm} < z < -7.0 \text{ cm}$$

INVOL. Corresponde a una región un poco mas pequeña que **INLITE**. Solo aceptaremos aquellos sucesos en que la interacción principal tiene lugar dentro de este volumen. Fijamos **INVOL** entre las coordenadas

$$-17.0 \text{ cm} < x < 36.0 \text{ cm}$$

$$-8.0 \text{ cm} < y < 8.0 \text{ cm}$$

$$-22.0 \text{ cm} < z < -5.0 \text{ cm}$$

Definimos el peso de un suceso como el inverso de la probabilidad de que habiendo tenido lugar la interacción dentro

de INVOL, el K^0 se haya desintegrado dentro de INLITE. En sucesos con dos K^0 visibles, el peso es el producto de los pesos correspondientes a cada uno de los K^0 .

La probabilidad de desintegrarse un K^0 de vida media en reposo τ_0 y momento p en una longitud l es

$$P(l) = 1 - e^{-\frac{lp}{p\tau_0}}$$

La probabilidad de observar un K^0 producido dentro de INVOL es igual a la probabilidad de desintegrarse a una cierta distancia antes de salir de INLITE (la llamaremos l_2) menos la probabilidad de desintegrarse a una distancia l_1 tan cerca de la interacción que sea confundible con dos ramas (fijamos l_1 a 0.2 cm). Entonces

$$P(K^0) = 1 - e^{-\frac{l_2 M}{p\tau_0}} - (1 - e^{-\frac{l_1 M}{p\tau_0}}) = e^{-\frac{l_1 M}{p\tau_0}} - e^{-\frac{l_2 M}{p\tau_0}}$$

Para un suceso con un V^0

$$W = 1/P(K^0)$$

Para un suceso con dos V^0

$$W = 1/P_1(K^0) \cdot 1/P_2(K^0)$$

La utilización de sucesos pesados o no pesados no debe de influir sobre cualquier trabajo cualitativo realizado en el experimento, como la existencia o no existencia de una resonancia, esta u otra distribución angular etc. Si hemos considerado el peso de los sucesos para la determinación de secciones eficaces y en el estudio de la posible causa sistemática de un efecto no esperado.

II.7. Secciones eficaces

En el estudio de los mecanismos actuantes en la aniquilación antiprotón-protón, las secciones eficaces correspondientes a los posibles estados finales constituyen una valiosa fuente de información. Por dicho motivo se ha realizado la determinación de las secciones eficaces total (4) y parciales (5) con gran cuidado.

El cálculo de la sección eficaz total se ha realizado sobre un muestreo en todas las fotografías. Se ha estimado el número total de interacciones contando el número de trazas incidentes y el número de trazas salientes. Se ha estimado asimismo la longitud recorrida por los antiprotones en el total de las fotos seleccionadas. Hechas las correcciones por difusión elástica hacia adelante el valor deducido para la sección eficaz en Madrid ha sido

$$\sigma_T = 134 \pm 4 \text{ mb}$$

La media ponderada de las secciones eficaces para nuestro experimento deducidas por todos los laboratorios y a las dos energías conduce a los valores

$$700 \text{ MeV} \quad \sigma_T = 140.3 \pm 3 \text{ mb}$$

$$760 \text{ MeV} \quad \sigma_T = 136.8 \pm 2.2 \text{ mb}$$

Las secciones eficaces para los distintos procesos parciales han sido calculadas a partir de la relación evidente

$$\sigma_i = \sigma_T \frac{N_i}{N_T}$$

donde N_i es el número de sucesos correspondientes al proceso i y N_T es el número de sucesos total. Para la determinación precisa de N_i se han tenido en cuenta las posibles pérdidas

debidas a las causas siguientes:

1. Escrutinio. Sucesos no observados en la fase inicial de doble escrutinio
2. Cadena de programas. Sucesos perdidos en alguno de los procesos de cálculo
3. Sucesos ambiguos. Sucesos sin asignación única de hipótesis
4. Sucesos con desintegración no observable $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$
5. Sucesos con desintegración $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$: a) ocurrido fuera del volumen fiducial. b) ocurrido extremadamente cerca del vértice de la aniquilación.

En la tabla II.2 se ofrecen los valores de todas las secciones eficaces para los procesos estudiados en este experimento a 760 MeV. Los valores han sido calculados como media ponderada de los obtenidos para los diferentes laboratorios.

II.8. Correcciones por pérdidas

Antes de trabajar con la banda DST cuya elaboración hemos explicado en las secciones 2.2, 2.3, 2.4 y 2.5 se ha realizado (6) un estudio general en todas las muestras para la detección de posibles pérdidas de sucesos y contaminaciones entre canales.

Hemos mencionado ya, como el programa GRIND obtiene unos nuevos valores ajustados para los cuadrinomientos de cada traza. El ajuste realizado, de acuerdo con la hipótesis elegida, puede pertenecer a uno de los siguientes grupos

- 4c. 4 ligaduras (*). Todas las partículas del estado

(*) Se define el número de ligaduras como el número de ecuaciones menos el número de parámetros a determinar.

final son directa o indirectamente visibles, estando medidos sus trimomentos. Se realiza el ajuste a las cuatro ecuaciones de conservación imponiendo la posible masa correspondiente a cada traza. No existen valores libres, siendo pues un ajuste con 4 ligaduras. Este es el tipo de ajuste que permite la mayor precisión en la determinación de cuadrimentos.

1c. 1 ligadura. Existe una partícula neutra no observable, bien un K^0 , bien un π^0 . Se realiza el ajuste sobre las cuatro ecuaciones imponiendo solamente las masas en la ecuación de conservación de la energía. El trimomento de la partícula neutra permanece libre.

0c. 0 ligaduras. Existe mas de una partícula neutra no observada. El cuadrimento total de dichas partículas se determina despejándolo de las ecuaciones de conservación. No es factible ningún ajuste sobre los valores medidos de las otras partículas y estos coinciden con los ajustados.

Con el fin de detectar posibles falsas asignaciones de hipótesis u otros errores, hemos realizado un estudio del comportamiento de los valores residuales de energía y momento definidos según

$$E_{res} = E_{total} - \sum_i E_i$$

$$\bar{P}_{res} = \bar{P}_{antiprotón} - \sum_i \bar{P}_i$$

siendo (E_{total} , $\bar{P}_{antiprotón}$) el cuadrimento medido total en el laboratorio y (E_i , \bar{P}_i) el cuadrimento medido de la partícula i en el estado final.

Se han estudiado las características del diagrama $|p_{res}| \times E_{res}$ para todos los canales y separadamente para cada uno de los laboratorios. Según el número de ligaduras en el ajuste los sucesos han de estar repartidos en dicho diagrama de una

forma característica. Las desviaciones encontradas en cada tipo de ajuste y las correcciones realizadas han sido las siguientes

4c. Los sucesos han de estar repartidos alrededor de la ecuación $E = \pm \sqrt{p^2}$. Se han encontrado algunas desviaciones. El motivo está en la pérdida de alguna ligadura para sucesos en zonas de mala visibilidad. Puesto que trabajaremos generalmente con valores ajustados estos sucesos no suponen ningún problema.

1c. Los sucesos han de estar distribuidos alrededor de $E = \sqrt{p^2 + m^2}$, siendo m la masa de la partícula neutra no observada. Se han observado desviaciones de dos tipos. a) Por mala medida de alguna traza. b) Por imposibilidad de medir la traza del antiprotón en aniquilaciones muy cercanas a la entrada en la cámara. Igualmente al apartado anterior no ha sido necesario ningún tipo de corrección.

0c. Los sucesos han de estar situados por encima de la curva $E = \sqrt{p^2 + m^2}$, donde m es la masa de un π^0 , δ de un K^0 según que los dos K sean δ no observables. Se han encontrado dos tipos de desviaciones. a) Sucesos con un K observado y con aspecto de 4c. Suponen la mala identificación de un K por un π . Sería necesaria una nueva identificación para una asignación correcta. Estos sucesos poseen muy pequeña significación estadística y no han sido utilizados en los análisis. b) Sucesos con dos K visibles. Se observa contaminación 4c y 1c. Estos sucesos se han reclasificado mediante cortes adecuados en la masa restante.

A partir de la DST inicial y hechas las correcciones descritas se ha obtenido una DST definitiva con la que se han realizado todos los análisis. El número de sucesos en cada canal y laboratorio está especificado en la tabla II.1.

II.9. Canales de interés

Presentamos en este apartado las características principales de los canales utilizados para nuestro trabajo en los próximos capítulos. Estos canales son

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

$$\bar{p}p \rightarrow K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$$

Las características de otros canales que eventualmente utilizemos serán expuestos en el momento oportuno.

Canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Se trata de sucesos de topología 202. Se observan todas las partículas y son medibles sus trimomentos. El ajuste es, por consiguiente, 4c. (Es posible que la desintegración de uno de los K_S^0 sea observable pero no medible. El ajuste es entonces 1c). La única contaminación posible lo es a través del canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- n(\pi^0)$ con $n > 1$. Dicha contaminación es inferior al 1%.

La resolución media en masa para las distintas combinaciones de dos partículas es

$$\Delta M(K_S^0 \pi^{\pm}) = \pm 6 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(K_S^0 K_S^0) = \pm 3 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(\pi^+ \pi^-) = \pm 4 \text{ MeV}$$

El número de sucesos utilizado en este canal es 1948. 484 corresponden a la muestra de 700 MeV y 1464 a la muestra de 760 MeV.

Canal $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$. Estos sucesos son de topología 201. Para la partícula neutra no observada solo introducimos su masa en el ajuste, siendo éste 1c. La identificación no siempre

es fácil. Puesto que solo se observa un K^0 , cualquiera de las trazas podría corresponder a un mesón K cargado. Las hipótesis $K_S^0 K^{\pm} \bar{\nu}^{\mp}$ (1c) y $K_S^0 K^{\pm} \bar{\nu}^{\mp} \pi^0$ (0c) pueden satisfacer igualmente los ajustes en gran número de casos. La proporción de sucesos ambiguos con este canal es de aproximadamente el 22%. De estos, prácticamente todos lo son con el canal $K_S^0 K^{\pm} \bar{\nu}^{\mp}$.

La resolución media para las distintas combinaciones de dos partículas es

$$\Delta M(K_S^0 K^0) = \pm 9 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(K_S^0 \pi^{\pm}) = \pm 9 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(K^0 \pi^{\pm}) = \pm 15 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(\pi^+ \pi^-) = \pm 7 \text{ MeV}$$

En la DST utilizada en este canal hay 6002 sucesos. 1305 corresponden a la muestra de 700 MeV y 4697 a la muestra de 760 MeV.

Canal $K_S^0 K^{\pm} \bar{\nu}^{\mp}$. Se trata de un canal de topología 201. Presenta las mismas características de ajuste y problemas de identificación que el canal anterior. Del total de sucesos aproximadamente un 16% son ambiguos con otros canales, siendo lo un 14% con el canal $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$.

La resolución media en masa para las distintas combinaciones de partículas es

$$\Delta M(K_S^0 K^{\pm}) = \pm 6 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(K_S^0 \pi^0) = \pm 14 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(K^{\pm} \pi^0) = \pm 17 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(K_S^0 \pi^{\pm}) = \pm 9 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(K^{\pm} \pi^{\mp}) = \pm 9 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(\pi^+ \pi^-) = \pm 16 \text{ MeV}$$

El número de sucesos utilizado ha sido 8776. 2085 correspondientes a la muestra de 700 MeV y 6691 correspondientes a la muestra de 760 MeV.

II.10. Muestra de ambiguos

Aparte de la DST corregida expuesta en la tabla II.1 hemos contado para nuestro trabajo con una DST parcial de sucesos ambiguos de la muestra de GAE. Dicha DST estaba compuesta por un total de 1044 hipótesis correspondientes a unos 480 sucesos, que suponen el 73% aproximadamente de todos los sucesos ambiguos de la muestra de 760 MeV. 380 sucesos son ambiguos entre dos hipótesis y 90 sucesos son triplemente ambiguos. La tabla II.3 muestra el número de sucesos ambiguos disponibles entre cada dos hipótesis. Aparte aparecen los sucesos ambiguos disponibles entre los canales de cuatro cuerpos.

TABLA II.1

Sucesos en la DST definitiva

TOPOLOGIA	HIPOTESIS	CERN	CDF	TIB	GAE	TODOS
001	$K_1^0(K^0)$	125	60	114	228	527
	K_1^0MM	928	616	661	1438	3643
	TOTAL	1053	676	775	1666	4170
002	$K_1^0K_1^0$	4	3	5	20	32
	$K_1^0K_1^0\pi^0$	136	97	92	263	588
	$K_1^0K_1^0MM$	165	91	125	263	644
	TOTAL	305	191	222	546	1264
201	$K_1^0K_1^-\pi^+$	776	502	628	1405	3311
	$K_1^0K_1^+\pi^-$	787	490	639	1351	3267
	$K_1^0\pi^+\pi^-K^0$	1305	1187	1192	2318	6002
	$K_1^0K_1^-\pi^+\pi^0$	1023	773	832	1693	4321
	$K_1^0K_1^+\pi^-\pi^0$	1062	788	860	1745	4455
	$K_1^0\pi^+\pi^-MM$	454	436	439	874	2203
	$K_1^0K_1^-\pi^+MM$	91	89	99	151	430
	$K_1^0K_1^+\pi^-MM$	83	76	99	161	419
	TOTAL	5581	4341	4788	9698	24408
202	$K_1^0K_1^0\pi^+\pi^-$	484	285	352	827	1948
	$K_1^0K_1^0\pi^+\pi^-\pi^0$	326	198	206	474	1204
	$K_1^0K_1^0\pi^+\pi^-MM$	3	6	5	14	28
	TOTAL	813	489	563	1315	3180
401	$K_1^0K_1^-\pi^+\pi^+\pi^-$	99	71	103	233	506
	$K_1^0K_1^+\pi^+\pi^-\pi^-$	107	69	108	231	515
	$K_1^0K_1^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$	6	3	7	16	32
	$K_1^0K_1^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$	8	6	13	18	45
	$K_1^0K_1^-\pi^+\pi^+\pi^-MM$	3	0	4	1	8
	$K_1^0K_1^+\pi^+\pi^-\pi^-MM$	0	0	3	3	6
	$K_1^0\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-K^0$	2	1	2	5	10
	$K_1^0K_1^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\pm}MM$	0	0	34	0	34 (*)
TOTAL	225	150	274	507	1156	
TOTAL		7977	5847	6622	13732	34178

(*) Sin reclasificar

TABLA II.2

Secciones eficaces 760 MeV

TOPOLOGIA	HIPOTESIS	CANAL	SECCION EFICAZ (μb)
001	101	$K_S^0(K^0)$	33.1 ± 2.3
	-	$K_S^0 K_L^0$	30.8 ± 2.4
	101M	$K_S^0 M M$	241.3 ± 9.3
	-	$K_S^0 K_L^0 M M$	136.0 ± 8.6
002	1	$K_S^0 K_S^0$	$2.6 \pm .7$
	101	$K_S^0 K_S^0 \pi^0$	54.0 ± 4.3
	101M	$K_S^0 K_S^0 M M$	63.5 ± 4.9
201	2	$K_S^0 K^- \pi^+$	214.0 ± 7.1
	3	$K_S^0 K^+ \pi^-$	218.5 ± 7.2
	-	$K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$	431.4 ± 11.3
	102	$K_S^0 K^- \pi^+ \pi^0$	305.3 ± 9.5
	103	$K_S^0 K^+ \pi^- \pi^0$	307.0 ± 9.4
	-	$K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$	612.3 ± 14.6
	102M	$K_S^0 K^- \pi^+ M M$	30.2 ± 2.1
	103M	$K_S^0 K^+ \pi^- M M$	30.2 ± 2.1
	-	$K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} M M$	60.4 ± 3.0
	101	$K_S^0(K^0) \pi^+ \pi^-$	442.4 ± 11.8
	-	$K_S^0 K_L^0 \pi^+ \pi^-$	256.2 ± 13.9
	101M	$K_S^0(K^0) \pi^+ \pi^- M M$	154.7 ± 6.1
	-	$K_S^0 K_L^0 \pi^+ \pi^- M M$	32.8 ± 8.9
	202	1	$K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$
101		$K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	139.1 ± 8.3
101M		$K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- M M$	$3.8 \pm .8$
401	1,2	$K_S^0 K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	50.6 ± 3.8
	3,4	$K_S^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	49.5 ± 3.8
	-	$K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^+ \pi^-$	100.8 ± 6.2
	101, 102	$K_S^0 K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$	$2.9 \pm .6$
	103, 104	$K_S^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	$4.1 \pm .8$
	-	$K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^+ \pi^- \pi^0$	7.2 ± 1.1
	105	$K_S^0(K^0) \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	$.9 \pm .3$

TABLA II.3

Muestra disponible de sucesos ambiguos

Número de hipótesis ambiguas	1044
Topología 201	1034
Topología 401	10
Número de sucesos de topología 201	471
Doble ambiguos	380
Triple ambiguos	90
Cuadruple ambiguos	1
Número de sucesos ambiguos en la muestra del GAE	648
Porcentaje de sucesos ambiguos disponibles del GAE	73%
Porcentaje de sucesos ambiguos disponibles del total	28%

Distribución de los sucesos ambiguos disponibles 201 entre las distintas hipótesis

HIPOTESIS	2	3	101	101M	102	102M	103	103M	TOTAL
2	3311	31	0	0	0	0	3	0	34
3	X	3267	0	0	1	0	0	0	34
101	X	X	6002	0	231	13	199	16	379
101M	X	X	X	2203	11	14	17	8	45
102	X	X	X	X	4321	0	91	3	260
102M	X	X	X	X	X	430	3	1	27
103	X	X	X	X	X	X	4455	0	230
103M	X	X	X	X	X	X	X	419	25

Muestra de Madrid. Canales cuatro cuerpos

HIPOTESIS	101	102-103	Otros	T. Ambiguos
101	2318	353	32	379
102-103		3438	36	393
Otros			1186	61

DESCRIPCION DE FIGURAS

Fig. 1. Fotografías de interacciones en la cámara de burbujas (Imagen en negativo). Un campo magnético en la cámara (~ 20 Kgauss) apuntando al observador hace curvarse las trazas negativas hacia la derecha y las positivas hacia la izquierda. Se observan claramente las cruces fiduciales que permitirán la reconstrucción espacial del suceso.

Foto superior. Representa un suceso de topología 202. (Dos π cargados parten de la interacción y dos K^0 se hacen visibles al desintegrarse según $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$)

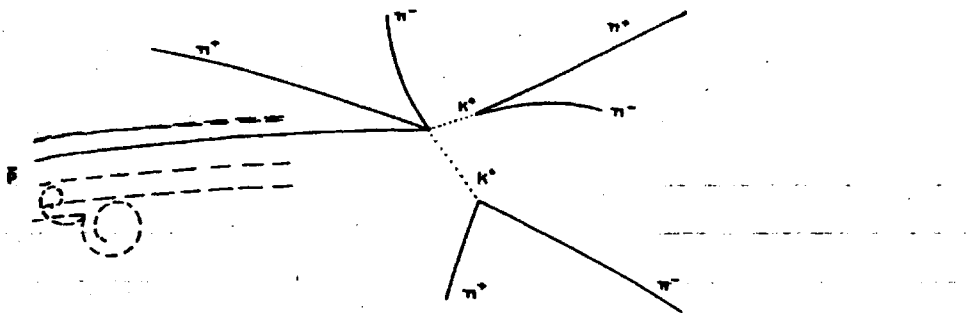
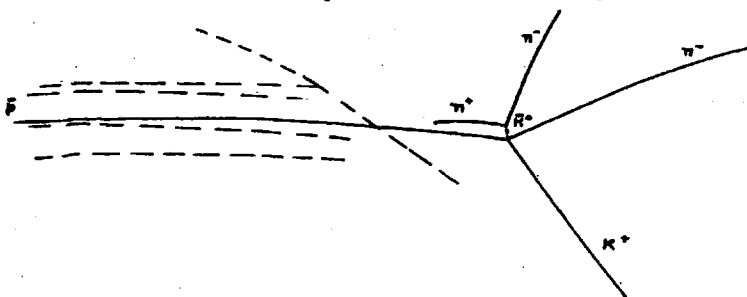


Foto inferior. Representa un suceso de topología 201 (2 partículas cargadas, un K y un π ; se producen en el vértice de la interacción y un K^0 se desintegra en dos π cargados)



En este caso la identidad del π y del K cargados solo se ha podido decidir en el proceso de identificación.

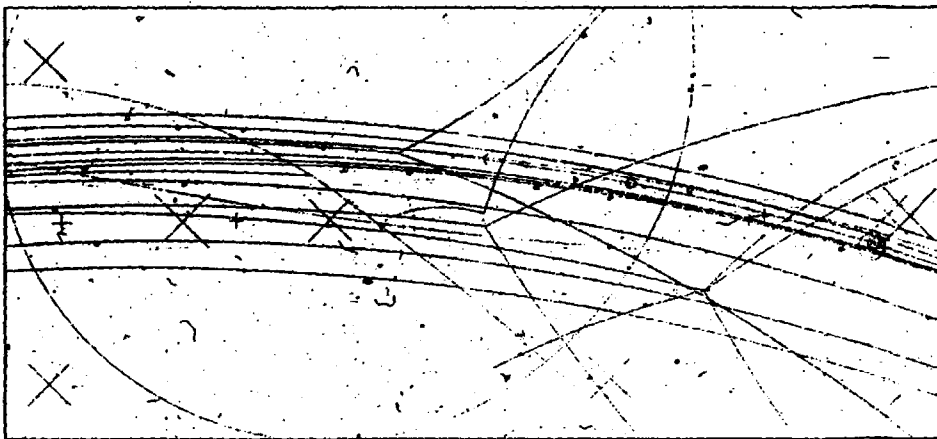
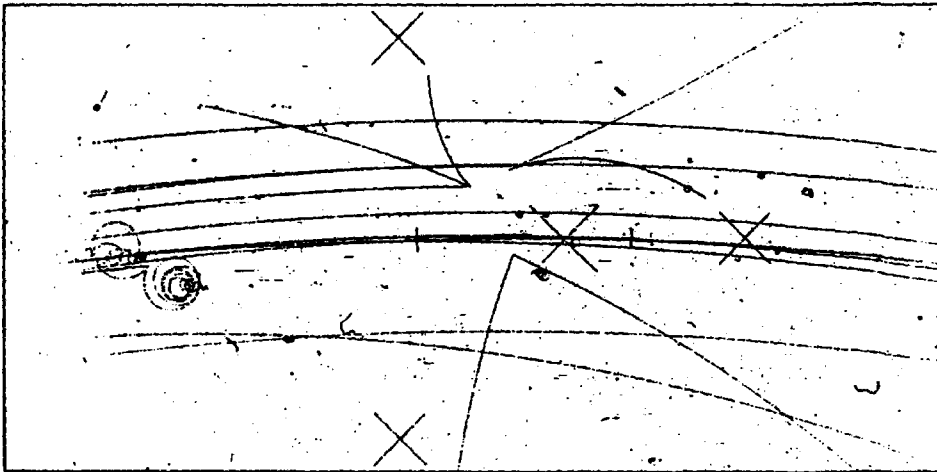


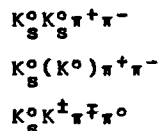
Fig. II-1

CAPITULO III

ANALISIS DE LOS PROCESOS ANTIPROTON - PROTON A CUATRO CUERPOS

III.1. Introducción

La aniquilación antiprotón - protón en cuatro cuerpos tiene lugar en gran parte a través de estados intermedios que incluyen resonancias con desintegración en dos y tres partículas. El estudio de la contribución de dichos estados a los canales



es el motivo del presente capítulo.

La existencia de una resonancia en un cierto sistema de partículas se manifiesta por un máximo en la sección eficaz diferencial de producción de dicho sistema $d\sigma/dE$. La sección eficaz presenta la forma característica de una distribución Breit-Wigner

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\left(\frac{\Gamma_R}{2}\right)^2}{(E - E_R)^2 + \left(\frac{\Gamma_R}{2}\right)^2}$$

centrada en E_R (masa de la resonancia). Γ_R es la anchura de la resonancia a mitad de su altura y es igual al inverso de su vida media.

La masa equivalente de un sistema de partículas se define como

$$M_0 = \sqrt{(\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2}$$

donde (E_i, \vec{p}_i) es el cuadrimomento de la partícula i . M_0 es independiente del sistema de referencia elegido. Por otra parte, M_0 es igual a la energía total del sistema de partículas en su centro de masas.

La última propiedad nos permite detectar resonancias con desintegración en un cierto sistema de partículas en el histograma de masa equivalente de dicho sistema. La existencia de una resonancia centrada en E_R motiva una acumulación de sucesos alrededor de $M_0 = E_R$. Dicho exceso ha de presentar la forma de una distribución de Breit-Wigner sobre un fondo de comportamiento generalmente suave y que corresponde a la producción normal en el espacio de fases.

Comentamos a continuación las características mas salientes observables en todos los histogramas de masa invariante para cada canal.

III.2. Descripción

III.2.1. Canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$

Los distintos espectros de masa equivalente aparecen en la fig. III.1. En línea de trazos se ha dibujado la predicción para la producción en el espacio de fases normalizada al mismo número de sucesos.

$K_S^0 K_S^0$. Se observa una clara acumulación estrecha próxima al umbral. La llamaremos S^* y su naturaleza ha merecido un cuidadoso estudio en otros trabajos (7,2). Se insinúa también una ligera acumulación sobre la forma esperada para el espacio de fases en la zona de 1300 MeV. Este efecto puede ser debido a las resonancias f^0 y A_2 pues ambas tienen un modo de desin-

tegración $K\bar{K}$ y se encuentran próximas a esta zona.

$K_S^0 \pi^{\pm}$. Todos los espectros de este sistema muestran una clara señal centrada en la masa del $K^*(890)$ sobre un fondo suave correspondiente a la producción en el espacio de fases.

$\pi^+ \pi^-$. Presenta una forma suave sin estructuras claras. Comparando con la producción en el espacio de fases se aprecia un ligero exceso de gran anchura en la región del mesón ρ (770 MeV).

$K_S^0 K_S^0 \pi^{\pm}$. La diferencia de comportamiento respecto de la predicción en el espacio de fases no parece ser atribuible a ninguna resonancia en especial y como ya explicaremos puede ser debida a procesos en otros canales.

$K_S^0 \pi^+ \pi^-$. No parece presentar tampoco ningún tipo de estructuras importantes.

III.2.2. Canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$

Este canal comprende sucesos de las hipótesis $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ y $K_S^0 K_L^0 \pi^+ \pi^-$. En el primer caso, el K_S^0 puede no ser observado, bien por desintegrarse en el modo neutro $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, bien por hacerlo fuera del volumen fiducial. En el segundo caso, la vida media del K_L^0 es muy grande (~ 600 veces la del K_S^0) desintegrándose en su mayoría fuera de la cámara. Su modo de desintegración $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ($\sim 12\%$) único posible origen de confusiones con K_S^0 es, por otro lado, poco frecuente en el volumen fiducial. La presencia de una gran proporción de sucesos de la segunda hipótesis hace que algunos histogramas para este canal sean ligeramente distintos que para el canal anterior.

Los espectros de masa invariante aparecen en la fig.

III.2. La línea de trazos corresponde a la producción prevista en el espacio de fases.

$K^0(K^0)$. Presenta una pequeña pero nítida acumulación cerca del umbral. Ella es debida principalmente al mesón ϕ con desintegración en $K^0 K^0_L$ pues se trata de un estado con $C = -1$. No se aprecia evidencia de lo que llamaremos efecto f^0-A_2 .

$K^0 \pi^{\pm}$ y $(K^0) \pi^{\pm}$. Se observa en ambos casos abundante producción del mesón $K^*(890)$.

$\pi^+ \pi^-$. Presenta una clara acumulación en la zona del mesón ρ sin otras estructuras.

$K^0(K^0) \pi^{\pm}$. Presenta las mismas características que en el canal anterior con una pequeña acumulación en la masa del efecto F_1 .

$K^0 \pi^+ \pi^-$. Presenta una forma suave sin estructuras claras. Existen ciertas diferencias respecto de la predicción en el espacio de fases no atribuible a resonancias.

III.2.3. Canal $K^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$

Los espectros de masa para todos los sistemas de dos y tres partículas aparecen en la fig. III.3. La línea de trazos indica la predicción para la producción constante en el espacio de fases.

$K^0 K^{\pm}$. Presenta un aspecto bastante ajustado a la producción en espacio de fases con un exceso de sucesos cerca del umbral que puede ser debido al mesón δ .

$K\pi$. Todos los espectros presentan un claro pico correspondiente al mesón $K^*(890)$. La producción de K^* parece mas abundante en el modo cargado.

$\pi\pi$. Presenta un claro exceso de sucesos respecto de la producción esperada en el espacio de fases para la región del mesón ρ .

$KK\pi$ y $K\pi\pi$. No presentan evidencia clara de ningún efecto. Presentan un comportamiento suavemente dependiente en la masa sin mostrar estructuras claras.

III.3. Modelo teórico

El número de variables independientes en el estado final en una aniquilación a cuatro cuerpos con haz y blanco no polarizados es siete. Puesto que el número de sistemas posibles de dos y tres partículas es de diez, es necesaria la existencia de mutuas dependencias entre sus respectivas masas invariantes. Esto es intuitivamente comprensible. La abundancia de sucesos en una cierta zona del espacio de fases motivada por la existencia de una resonancia en alguno de los sistemas puede dar lugar a una acumulación al proyectar en otros de los sistemas. Dicha reflexión es mas observable en zonas cercanas al límite del espacio de fases.

Las consideraciones anteriores han de tenerse en cuenta a la hora de calcular la contribución de los posibles estados intermedios a un estado final. Cuando existe una abundante producción resonante da buenos resultados el llamado modelo estadístico con interacciones en el estado final. Se basa en la comparación de los resultados experimentales con los obtenidos por una generación aleatoria de sucesos dependiente de ciertos parámetros ajustables. El modelo hace uso de las siguientes hipótesis

1.^a La producción tiene lugar preferentemente a través de estados resonantes intermedios.

2.^a La amplitud de un cierto proceso, mediado por una resonancia R_i entre dos ó tres de sus partículas, viene dada por una expresión de la forma

$$A_i = \langle P_i \rangle f \langle D_i \rangle$$

$\langle P_i \rangle$ informa sobre la producción. Lo desconocemos y, aunque podríamos hacer ciertas hipótesis sobre su forma, se supone una buena aproximación a nuestra energía al considerar lo constante.

f es la amplitud de difusión para el sistema resonante y viene dada en su forma general por la expresión $f = \frac{1}{2\pi i}(e^{2i\delta} - 1)$. p es el momento del sistema en el laboratorio y $\delta = \delta(E)$ un parámetro llamado defasaje. Para la energía E_R correspondiente a la resonancia f presenta un máximo. Un desarrollo en serie centrado en $E = E_R$ permite representar f por una expresión conocida como "distribución de Breit-Wigner". Presenta distinta forma explícita según las aproximaciones realizadas en el desarrollo. En su momento informaremos sobre la expresión utilizada según las características de la resonancia.

$\langle D_i \rangle$ informa sobre la desintegración. Depende del espín y de la polarización de la resonancia y es desarrollable en función del espín y de los ángulos y amplitudes de helicidad de desintegración. En primera aproximación lo suponemos constante lo que proporciona igual comportamiento en las variables de desintegración que el correspondiente a resonancias de espín 0 y resonancias de espín 1 no polarizadas.

Con las anteriores hipótesis, la única dependencia explícita de A_i respecto de las variables del espacio de fases lo es a través de las masas invariantes de los distintos sistemas de partículas.

En un proceso mediado por dos resonancias la amplitud de probabilidad total viene dada por el producto de las diferentes amplitudes, $A_i = A_{i_1} * A_{i_2}$.

3ª. La probabilidad de transición viene dada por la suma incoherente de todos los procesos al estado final

$$|A|^2 = \sum_{i=1}^N \alpha_i |A_i|^2$$

Los parámetros α_i miden la contribución de cada uno de los procesos al estado final, siendo aquellos parámetros que queremos determinar.

III.4. Método de cálculo

La determinación de los parámetros α_i se ha realizado mediante una cadena de programas de cálculo (8) de las siguientes características

FOWL1. Dispone de las expresiones en masa invariante del cuadrado de la amplitud de cada uno de los procesos posibles. Genera sucesos correspondientes a la reacción por un método de Montecarlo (9). Determina para cada suceso el valor del cuadrado de cada amplitud sumando sobre todos ellos. Obtiene así una colección de N integrales de normalización

$$I_i = \int |A_i|^2 d(E.\text{fases})$$

SUMX. Dispone de las mismas expresiones de partida que FOWL1. Lee la DST de sucesos experimentales determinando para cada uno de ellos, j, su probabilidad de transición a través de cada proceso $a_{ij} = |A_{ij}|^2$. Estos valores también los llamaremos elementos de matriz.

MINUIT. Se trata de un programa de minimización. Lo utilizamos para ajustar los parámetros α_i por un método de máxima verosimilitud (9). Este método determina aquella familia de parámetros α_i con la cual la probabilidad de haber aparecido nuestra muestra experimental es máxima. La probabilidad de obtener nuestra muestra experimental es

$$L = \prod_{j=1}^{NT} \prod_{i=1}^N \alpha_i \frac{a_{ij}}{I_i}$$

siendo NT el número de sucesos en el canal. Puesto que nuestro programa es de minimización, determinamos aquellos α_i que hacen mínimo

$-\ln L$

El ajuste por máxima verosimilitud no informa sobre la calidad de un cierto ajuste.

FOWL2. Utiliza nuevamente las expresiones de las probabilidades de transición de FOWL1. Genera, también al igual que FOWL1, sucesos al azar. Determina mediante los valores calculados de los parámetros α_i la probabilidad de transición de cada suceso construyendo los histogramas de masa esperados en cada sistema de partículas. Compara mediante un test de χ^2 los histogramas experimental y esperado. El ajuste es tanto mejor cuanto menor sea el valor de χ^2 . Un valor de χ^2 del orden del número de grados de libertad en el ajuste es indicativo de resultados aceptables. Una subrutina de dibujo representa superpuestos los histogramas teórico y experimental para un control visual de los resultados.

III.5. Características del análisis

Procedemos ahora al análisis de los tres canales comentados mas arriba. Dichos canales han sido ya analizados en otros trabajos anteriores, sin embargo en alguno (2) se carecía de la estadística completa del experimento y en otro (5) se carecía de información precisa sobre ciertas resonancias estudiadas mas tarde como los mesones D y E (6).

Los tres canales han sido estudiados cada uno independientemente con una cadena de programas como la descrita en el apartado anterior. Se ha buscado para cada canal el conjunto de procesos mas conveniente para una mejor interpretación de los resultados.

La probabilidad de transición de un cierto proceso $|A_i|^2$ la hemos representado por algunas de las expresiones que a continuación comentamos.

$$BW1 = \frac{M}{q} \frac{\Gamma}{(M_R^2 - M^2)^2 + M_R^2 \Gamma^2} \quad \text{con} \quad \Gamma = \frac{M_R}{M} \left(\frac{q}{q_R}\right)^{2J+1} \Gamma_R$$

Corresponde a una distribución Breit-Wigner con anchura dependiente de la energía (10). Utilizamos esta expresión para aquellas resonancias que por su gran anchura ven influenciada su forma por las variaciones del espacio de fases, como el ρ y el A_2 . También la hemos utilizado para resonancias de anchura media que por ser muy abundantes precisan de una buena interpretación, como el $K^*(890)$.

$$BW2 = \frac{M}{q} \frac{\Gamma_R}{(M_R^2 - M^2)^2 + M_R^2 \Gamma_R^2}$$

Es similar a la anterior sin correcciones en la anchura. Utilizamos esta expresión en general para el resto de las resonancias a dos cuerpos S^* y ϕ . El efecto $f^0 - A_2$, comentado en III.2 lo hemos parametrizado de esta forma a pesar de su gran anchura siendo interpretado correctamente.

$$BW3 = \frac{\Gamma_R}{(M_R^2 - M^2)^2 + M_R^2 \Gamma_R^2}$$

Utilizamos esta expresión para las resonancias en tres cuerpos. Estas, de una anchura media y poco abundantes, son aceptablemente interpretadas.

$$LD = \frac{1}{1 + a_0^2 q^2}$$

Esta expresión corresponde al cuadrado del módulo de la amplitud de transición en función de la longitud de difusión, a_0 . $A_i = \frac{1}{1 - ia_0\phi}$. Es una parametrización útil para interpretar los efectos debidos a resonancias producidas no muy lejos por debajo del umbral, como el mesón δ .

Los parámetros en las anteriores expresiones tienen el siguiente significado

- M , masa invariante del sistema de partículas considerado
- q , momento de una de las partículas en el centro de masas del sistema
- M_R , masa de la resonancia
- Γ_R , anchura de la resonancia
- q_R , valor de q cuando $M = M_R$
- J , espín de la resonancia

En la tabla III.1 aparecen las resonancias consideradas en nuestros canales con sus características principales. Las masas y las anchuras son las utilizadas en nuestros ajustes y coinciden generalmente con los publicados por el PDG (11). Esta discrepancia existe por haber utilizado algunas veces valores posteriores a los del PDG ó valores determinados en nuestro mismo experimento.

III.6. Resultados

Los resultados obtenidos para cada canal son los siguientes

$K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Los procesos intermedios considerados y su contribución relativa aparecen en la tabla III.2. En la fig. III.1 se muestra en trazo continuo la proyección de estos resultados sobre los distintos sistemas de masa invariante. Aparece también el valor de χ^2 sobre el número de grados de libertad calculados en FOWL2.

Se observa un ajuste aceptable en todos los espectros siendo muy bueno para los sistemas $K\pi$ y $K\bar{K}\pi$. La contribución

de resonancias en tres cuerpos es nula en este proceso. La parametrización para el efecto (f^0-A_2) da resultados aceptables.

Es claro el dominio de procesos con K^* en la reacción ($\sim 61\%$), y la abundancia de producción en cuasi dos cuerpos ($\sim 41\%$).

$K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$. Todos los procesos intervinientes en la reacción y su contribución aparecen en la tabla III.3a. La forma del espectro esperado en cada sistema de partículas aparece en la fig. III.2 en trazo continuo. Igualmente se indica el valor de χ^2 sobre el número de grados de libertad.

La compatibilidad entre los espectros teóricos y experimental es aceptable en todos los casos excepto, quizás, en el sistema $\pi\pi$ donde se observan ciertas fluctuaciones.

Sustraemos a estos resultados los correspondientes al canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$, debidamente normalizados al número de sucesos esperado, con el fin de estudiar las contribuciones relativas al estado final $K_S^0 K_L^0 \pi^+ \pi^-$. Obtenemos para éste la tabla de valores III.3b. Los mesones vectoriales A_2, f^0 y S^* no aparecen pues, por poseer espín par, no admiten desintegración $K_S^0 K_L^0$. Al igual que en el canal anterior dominan los procesos con K^* , habiendo una pequeña producción de los mesones ϕ y ρ . El estudio del mesón F_1 merecerá un capítulo mas adelante. Su introducción en nuestro ajuste es necesaria para una interpretación correcta de la porción de muestra correspondiente a 700 MeV.

$K_S^0 K_L^+ \pi^+ \pi^0$. Los resultados obtenidos aparecen en la tabla III.4. En la figura III.3 aparecen proyectados con línea continua los espectros esperados. Sobre cada histograma aparece la relación entre el valor de χ^2 y el número de grados de libertad en el ajuste.

Observamos que practicamente todas las figuras muestran un resultado aceptable quizás con algunas ligeras desviaciones

en las zonas altas del espacio de fases. Los valores en la tabla muestran una abundante contribución de estados resonantes. Al igual que en los canales anteriores dominan la producción el mesón K^* (~56%) y una serie de resonancias en dos cuerpos (30%) con un 18% de ρ . La parametrización del mesón δ en función de una longitud de difusión parece dar buenos resultados. Hay ligera evidencia para las resonancias en tres cuerpos E y f' . Casi un 35% de la producción lo es en procesos cuasiduos cuerpos.

III.7. Secciones eficaces

Hemos comentado en el capítulo anterior el interés del estudio de la sección eficaz correspondiente a un cierto proceso. Su dependencia con la energía total en el sistema del centro de masas así como con las variables de producción son de gran interés para el estudio de los mecanismos de la interacción.

Nuestro experimento recorre solamente un pequeño espectro de energía de la interacción $\bar{p}p$ y puesto que no esperamos, para ninguno de los procesos con estado final en cuatro cuerpos, una variación acusada de la sección eficaz con la energía hemos determinado un valor único para cada canal. Esta familia de valores será útil en su comparación con los resultados de otros experimentos a diferentes energías.

Las determinaciones de la sección eficaz para los distintos canales de cuatro cuerpos en nuestra muestra son:

Canal	$\sigma(\mu\text{b}). 700 \text{ MeV}$	$\sigma(\mu\text{b}). 760 \text{ MeV}$
$K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$	237 ± 16	216 ± 12
$K_S^0 K_L^0 \pi^+ \pi^-$	281 ± 20	256 ± 14
$K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$	720 ± 26	612 ± 15
$K^0 K^0 \pi^+ \pi^-$	755 ± 38	688 ± 27
$K^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$	1440 ± 32	1225 ± 29

En el apartado anterior calculamos la contribución relativa de los procesos intermedios posibles a los tres primeros canales. En las tablas III.2, III.3b y III.4 ofrecemos el valor de la sección eficaz total en cada uno de ellos. La tabla III.5 muestra el valor de la sección eficaz para los distintos procesos con estado final en cuatro cuerpos hechas las correcciones por visibilidad y por otros posibles modos de desintegración.

En las aniquilaciones en reposo no es posible hablar de sección eficaz de un proceso ya que ésta se hace infinito en cualquier caso. Es útil por ello hablar de relación de producción ó razón entre el número de sucesos de un proceso y el número de sucesos total, incluyendo interacciones elásticas y de intercambio de carga, en la aniquilación. Para hacer nuestros valores comparables con los obtenidos en aniquilaciones $\bar{p}p$ en reposo, ofrecemos en la misma tabla III.5 los valores de la relación de producción para todos los procesos.

III.8. Sección eficaz diferencial $d\sigma/d(\cos\theta)$ de $\bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K}^*$

El análisis realizado en los canales de cuatro cuerpos muestran una abundante producción del mesón K^* a través del proceso $K^* \bar{K}^*$. La estadística disponible de los canales $K_S^0 K^+ \pi^+ \pi^0$ y $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ ha permitido una determinación razonablemente precisa de la sección eficaz de $K^{*0} \bar{K}^{*0}$ y $K^{*+} K^{*-}$ en función de su ángulo de producción en el centro de masas.

Dicha sección eficaz diferencial $d\sigma/d(\cos\theta)$ proporciona información sobre el comportamiento de las amplitudes de transición correspondientes al proceso cuasidoscuerpos comentado. Desgraciadamente, la naturaleza fuerte de la desintegración de los mesones K^* , la imposibilidad experimental de incluir la información sobre dicha desintegración en los análisis de la transición y el elevado número de estados a través de los cuales puede tener lugar la reacción imposibilitan un análisis

detallado de las amplitudes. Si es posible, sin embargo, obtener el orden del mínimo momento angular necesario del estado inicial de la aniquilación así como una información cualitativa sobre los mecanismos que explican el comportamiento de la transición. Es esta la primera vez que experimentalmente se determina la sección eficaz diferencial de un proceso cuasidos cuerpos similar y ello puede complementar los análisis de ondas parciales en las interacciones a dos cuerpos, como $\bar{p}p + \pi\pi$ y $\bar{p}p + K\bar{K}$.

III.8.1. Método de estudio

Para realizar nuestro estudio en cualquiera de los canales $K\bar{K}\pi\pi$, elegimos como ángulo θ el que forman un sistema $K\pi$ de extrañeza positiva con la dirección del movimiento del protón en el centro de masas de la reacción ó el de un sistema $K\pi$ de extrañeza negativa con la dirección de movimiento del antiprotón en el mismo sistema de referencia. Para determinar la sección eficaz diferencial hemos calculado el número de sucesos K^*K^* que han tenido lugar en distintos intervalos de $\cos\theta$. Hemos elegido para ello diez intervalos de anchura 0.2. El número medio de sucesos contenido en cada uno de ellos nos proporciona resultados con errores aceptables para el tratamiento posterior.

La forma de operar en cada canal ha sido la siguiente:

Canal $K^0K^+\pi^+\pi^0$. Este canal comprende los dos modos $K^{*+}K^{*+}$ y $K^{*0}K^{*0}$. La extrañeza de cualquier sistema $K\pi$ está bien determinada, por lo que no existen ambigüedades respecto la elección de θ . Para determinar el número de sucesos K^*K^* , y por tanto su sección eficaz en un intervalo, hemos seleccionado todos aquellos sucesos que tienen el ángulo del sistema $K\pi$ en cuestión dentro del intervalo. Hemos procesado dichos sucesos mediante la cadena de programas explicada en los análisis globales de los canales con cuatro cuerpos, obteniendo como resul

tado la contribución relativa de los procesos posibles, entre ellos el doble K^* . A partir de este valor, calculamos el número de sucesos K^*K^* corregido por los otros posibles modos de desintegración. Hemos repetido el proceso para todos los intervalos y los dos sistemas K^*K^* . Los resultados aparecen en las tablas III.7a y III.7b.

Canal $K^0(K^0)K^+K^-$. Este canal comprende solamente el modo K^*K^* . Se nos presenta en este caso una ambigüedad. Ignoramos cuál es la extrañeza origen de cada K^0 por lo que ignoramos cuál de los dos pares de sistemas K^0 ha podido tener lugar a través de un proceso K^*K^* . Utilizamos la misma cadena de programas anterior con una ligera modificación. Introducimos dos elementos de matriz para K^*K^* . Uno, para el par de sistemas K^0 producido dentro del intervalo angular estudiado y otro para el par de sistemas K^0 producido fuera. (Ambos elementos de matriz son simétricos respecto del intercambio de los K^0). Repetimos el estudio del canal anterior. Seleccionamos los sucesos con un sistema K^0 producido en el intervalo estudiado procesándolos con la cadena de programas modificada. El primer elemento de matriz nos informa del número de sucesos K^*K^* producidos dentro del intervalo. El mismo análisis se repite para todos los intervalos entre -1 y $+1$. Los resultados mostrando número de sucesos corregidos por modos de desintegración no observados y sección eficaz aparecen en la tabla III.6a.

La sección eficaz diferencial $d\sigma/d(\cos\theta)$ definitiva para el canal K^*K^* se calcula fácilmente sobre el valor medio de los determinados en los dos canales anteriores. El resultado se muestra igualmente en la tabla III.6a. Los resultados finales para los dos procesos K^*K^* y K^*K^0 aparecen representados en la fig. III.4.

III.8.2. Análisis de estados angulares

En todo proceso fuerte, como la aniquilación $\bar{p}p$, los

posibles estados finales están ligados, aparte de por las leyes de conservación, por la necesidad de mantener la invariancia bajo transformaciones de paridad y de conjugación de carga. Esta invariancia limita los posibles estados angulares intermedios presentes en un proceso. Las transformaciones de paridad (P) y conjugación de carga (C) actúan sobre los estados barión-antibarión ($B\bar{B}$) y mesón-antimesón ($M\bar{M}$) de la siguiente forma

$$\begin{aligned} P|B\bar{B}\rangle &= (-1)^{L+1} |B\bar{B}\rangle & C|B\bar{B}\rangle &= (-1)^{L+S} |B\bar{B}\rangle \\ P|M\bar{M}\rangle &= (-1)^L |M\bar{M}\rangle & C|M\bar{M}\rangle &= (-1)^{L+S} |M\bar{M}\rangle \end{aligned}$$

donde L y S son el momento angular orbital y el espín del sistema respectivamente.

En la reacción $\bar{p}p \rightarrow K^*\bar{K}^*$, la tabla III.6 recoge las propiedades de todos los posibles estados iniciales y finales para $L \leq 4$. Vemos que no hay ningún valor de L prohibido lo que es general para cualquier L. Tal número de transiciones permitidos nos hace imposible estudiar cuales de ellas tienen una contribución importante, pero sí podemos, a la vista de los resultados experimentales, hacer predicciones sobre el orden mínimo de L necesario en nuestra reacción.

Sea una interacción fuerte

$$ab \rightarrow cd$$

y sean λ_i la helicidad de la partícula i, s_i su espín y $\vec{p}_i = \vec{p}_a = p_a(0,0,0)$ y $\vec{p}_f = \vec{p}_c = p_c(\phi, \theta, 0)$ los momentos en el sistema del centro de masas. Sea w la energía total en el mismo sistema.

Definimos la amplitud de difusión para una cierta familia de helicidades $A_i = \lambda_a \lambda_b \lambda_c \lambda_d$, $f_{A_i}(\Omega)$ tal que

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\Lambda_i} = |f_{\Lambda_i}(\Omega)|^2 .$$

$f_{\Lambda_i}(\Omega)$ está relacionada con la matriz $T(w)$ de la transformación por la relación

$$f_{\Lambda_i}(\Omega) = \frac{1}{P_i} \sum_J \left(J + \frac{1}{2}\right) \langle \lambda_c \lambda_d | T^J(w) | \lambda_a \lambda_b \rangle D_{\lambda\lambda'}^{J*}(\phi, \theta, 0)$$

donde $\lambda = \lambda_a - \lambda_b$

$$\lambda' = \lambda_c - \lambda_d$$

$\langle \lambda_c \lambda_d | T^J(w) | \lambda_a \lambda_b \rangle = \sum_M \langle JM \lambda_c \lambda_d | T(w) | JM \lambda_a \lambda_b \rangle$ es la amplitud de onda parcial

y $D_{\lambda\lambda'}^J(\phi, \theta, 0)$ son las matrices de Wigner (representación del grupo de rotaciones)

Para estados iniciales y finales no polarizados la sección eficaz diferencial se deduce sumando sobre todos los posibles estados finales de helicidad y promediando sobre los iniciales. Es decir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(2s_a+1)(2s_b+1)} \sum_{\Lambda_i} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\Lambda_i}$$

En la reacción $\bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K}^*$ hay 36 familias de helicidades Λ_i distintas aunque, por invariancia bajo transformaciones de paridad, solo 18 amplitudes $f_{\Lambda_i}(\Omega)$ son independientes para cada valor de J . Este número es demasiado grande como para obtener información concreta sobre las amplitudes de onda parciales presentes en la reacción a partir de la distribución angular de desintegración, única información con la que contamos. Podemos hacer el estudio mas general. Desarrollando en la ecuación de la sección eficaz diferencial para un cierto valor de

las helicidades

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\Lambda_i} = \frac{1}{p_i^2} \sum_{JJ'} (J+\frac{1}{2})(J'+\frac{1}{2}) \langle \lambda_c \lambda_d | T^{J*}(w) | \lambda_a \lambda_b \rangle^* \langle \lambda_c \lambda_d | T^{J'*}(w) | \lambda_a \lambda_b \rangle$$

$$D_{\lambda\lambda}^J(\phi, \theta, 0) D_{\lambda\lambda}^{J'}(\phi, \theta, 0)$$

Por las propiedades del producto de matrices de Wigner^(*) y simplificando la notación

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\Lambda_i} = \frac{1}{p_i^2} \sum_{JJ'} (J+\frac{1}{2})(J'+\frac{1}{2}) T_{\Lambda_i}^{J*}(w) T_{\Lambda_i}^{J'}(w) \langle J\lambda_j 0 | J'\lambda' \rangle \langle J\lambda' 0 | J'\lambda \rangle D_{00}^{J*}(\phi, \theta, 0)$$

Solo pueden ser distintos de cero aquellos términos del desarrollo en que

$$J + j \geq J' \geq |J - j|$$

donde la segunda desigualdad implica

$$\max(J, J') \geq \frac{1}{2}$$

Reuniendo coeficientes podemos escribir la sección eficaz

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4p_i^2} \sum_{j=0}^{2J} c_j D_{00}^{j*}(\phi, \theta, 0)$$

Las matrices $D_{00}^{j*}(\Omega)$ están directamente relacionadas con

(*) En este caso:

$$D_{\mu_1 m_1}^{j_1} D_{\mu_3 m_3}^{j_3} = \sum_{j_2 m_2} \frac{2j_2+1}{2j_3+1} \langle j_1 \mu_1 j_2 \mu_2 | j_3 \mu_3 \rangle \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | j_3 m_3 \rangle D_{\mu_2 m_2}^{j_2}$$

los polinomios de Legendre^(*), por lo que también podemos escribir

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{j=0}^{2J} a_j P_j(\cos\theta)$$

En nuestro caso concreto quiere esto decir que, en el ajuste a la sección eficaz diferencial experimental de una suma de polinomios de Legendre, el grado del último término necesario en la suma nos informa sobre el orden mínimo de los momentos angulares presentes en la reacción, pues por la relación vista mas arriba

$$j \leq 2J_{\max}$$

III.8.3. Resultados

Hemos realizado el estudio descrito con las secciones eficaces diferenciales de los dos procesos

$$\bar{p}p \rightarrow K^{*+}K^{*-}$$

$$\bar{p}p \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$$

cuyos valores aparecen en la tabla III.7.

Hemos ajustado a cada uno de ellos sumas de polinomios de Legendre de la forma

$$\sum_{j=0}^n a_j P_j(\cos\theta)$$

para observar su evolución y determinar así el máximo j necesario

(*) $D_{00}^{j*}(\phi, \theta, 0) = P_j(\cos\theta)$

en el ajuste. Los resultados aparecen en la tabla III.8 donde hemos llamado $A_0 = a_0/a_0$, $A_1 = a_1/a_0$, ... etc.

En la reacción $\bar{p}p + K^{*+}K^{*-}$ no se obtiene un buen ajuste a ningún orden. Se produce una relativa mejora cuando se introduce el polinomio de grado $n = 6$ a partir del cual el ajuste se estaciona cuando introducimos nuevos términos. De acuerdo con nuestros razonamientos anteriores quiere esto decir que es necesario el menos $J = 3$, según la tabla III.6 la onda 3G_3 , para explicar la distribución angular observada.

En el caso de la reacción $\bar{p}p + K^{*0}\bar{K}^{*0}$ la distribución angular es bastante isotropa lo que explica el buen ajuste simplemente con el polinomio de orden cero. Se obtiene un magnífico ajuste cuando introducimos términos de grado $n = 2$ no mejorando cuando se utilizan polinomios de orden superior. Por tanto son necesarios estados con $J = 1$, 6 ondas hasta el tipo 3D_1 , para interpretar los resultados de la reacción.

III.8.4. Comentarios

La forma de la sección eficaz diferencial del proceso $\bar{p}p \rightarrow K^{*}\bar{K}^{*}$ es muy distinta según que consideremos el modo cargado ó el modo neutro. En el primer caso es claramente anisotrópica y asimétrica estando claramente favorecida la producción hacia adelante. Esto parece indicativo del intercambio de un A^0 ó de un Σ^0 . En el segundo caso no existe evidencia para pensar en el intercambio de un barión (habría de ser solamente de isospín $I = 1$, por ejemplo el Σ^{\pm}). Considerando la reacción desde el punto de vista de la vía S, la aniquilación en el modo cargado precisa de momentos angulares altos para ser interpretada ($J_{\max} \geq 3$), mientras que en el modo neutro es compatible con haber tenido lugar a través de los estados mas bajos (1S_0 y 3P_0). En cualquier caso, la evidencia que presenta el proceso en el modo cargado en favor de un mecanismo de intercambio es interesante debido a la baja energía en que tiene lugar.

TABLA III.1

Valores de masa y anchura de las resonancias utilizadas en los ajustes

RESONANCIA	MASA(MeV)	ANCHURA(MeV)	I J ^{PC} Q	Modos de desintegración en nuestros canales	REF.
ρ	773	152	1 1 ⁻⁻ ± 0	$\pi\pi$ ($\sim 100\%$)	(11)
ω^0	782.7	10.0	0 1 ⁻⁻ 0	$\pi^+\pi^-\pi^0$ ($\sim 90\%$)	(11)
$K^{*\pm}$	893.1	55 (**)	$\frac{1}{2}$ 1 ⁻ ± 0	$K\pi$ ($\sim 100\%$)	(5)
K^{*0}	898.6	55 (**)			(5)
δ (*)	980	50	1 0 ⁺⁺ 0	$K\bar{K}$	(6,11,12)
ϕ	1019.6	4.5	0 1 ⁻⁻ 0	$K_L^0 K_S^0$ ($\sim 35\%$)	(13)
S^*	1040.3	40 (**)	0 0 ⁺⁺ 0	$K\bar{K}$	(7,11)
Q	1260	35 (**)	$\frac{1}{2}$ ± 0	$K\rho$ (dominante)	(11,15)
ρ^0	1271	180	0 2 ⁺⁺ 0	$K\bar{K}$ ($\sim 3\%$)	(11)
D	1286	30	0 1 ⁺⁺ 0	$K\bar{K}\pi$	(6,11,14)
A_2	1310	102	1 2 ⁺⁺ 0	$K\bar{K}$ ($\sim 5\%$)	(11)
E	1417.5	45	0 0 0	$K\bar{K}\pi$	(6,14)
	1431	25			(31)
f'	1516	40	0 2 ⁺⁺ 0	$K\bar{K}$ (dominante)	(11)
F_1	1540	40	1 ± 0	K^*K	(11)
f^0-A_2	1285	120			

(*) Por estar por debajo del umbral el mesón δ ha sido parametrizado mediante una amplitud con longitud de difusión $a_s = 2.86$ fermis (6).

(**) Estas anchuras se han modificado respecto las que aparecen en las correspondientes referencias para, considerando el factor de resolución, obtener una mejor interpretación de los espectros.

TABLA III.2

Canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ (1948 sucesos)

PROCESO	% PRODUCCION	SECCION EFICAZ (μb)
$K_S^{*+} K_S^0 \pi^-$	18.4 ± 3	39.7 ± 6.5
$K_S^{*-} K_S^0 \pi^+$	14.6 ± 2.5	31.5 ± 5.5
$K_S^{*+} K_S^{*-}$	27.9 ± 2.5	60.2 ± 5.4
$\rho K_S^0 K_S^0$	$.7 \pm .7$	1.5 ± 1.5
$(f-A_2) \pi^+ \pi^-$	10.4 ± 2.0	22.4 ± 4.3
$S^* \pi^+ \pi^-$	5.3 ± 1.5	11.4 ± 3.2
$(f-A_2) \rho$	8.9 ± 2.0	19.2 ± 4.5
$S^* \rho$	4.1 ± 1.5	8.8 ± 3.3
Espacio de fases	9.9 ± 2.0	21.4 ± 4.3

Sección eficaz ($K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$) = $215.8 \pm 11.4 \mu\text{b}$

$$r_\sigma = \frac{215.8 \pm 11.4 \mu\text{b}}{1948 \text{ sucesos}} = 0.111 \pm 0.006 \frac{\mu\text{b}}{\text{suceso}}$$

TABLA III.3a

Canal $K^0(K^0)\pi^+\pi^-$ (6002 sucesos)

PROCESO	% PRODUCCION	SECCION EFICAZ (μb)
$K^{*+}K^0\pi^-$	18.5 ± 1.5	81.8 ± 6.7
$K^{*-}K^0\pi^+$	21.3 ± 1.5	94.2 ± 6.7
$K^{*+}K^{*-}$	29.9 ± 2.0	129.2 ± 8.6
$\phi\pi^+\pi^-$	4.1 ± 1.0	18.1 ± 4.4
$\phi\rho$	2.2 ± 1.0	9.7 ± 4.4
$F_1(+K^*K)\pi$	1.4 ± 1.0	6.2 ± 4.4
$(f-A_2)\pi^+\pi^-$	1.6 ± 1.0	7.1 ± 4.4
$(f-A_2)\rho$	7.7 ± 1.1	34.1 ± 4.9
Espacio de fases	13.3 ± 1.5	58.8 ± 6.6

Sección eficaz ($K^0(K^0)\pi^+\pi^-$) = $442.4 \pm 11.8 \mu\text{b}$

$$r_\sigma = \frac{442.4 \pm 11.8 \mu\text{b}}{6002 \text{ sucesos}} = 0.074 \pm 0.002 \mu\text{b/suceso}$$

TABLA III.3b

Canal $K_S^0(K_L^0)\pi^+\pi^-$ (~ 4080 sucesos)

PROCESO	% PRODUCCION	SECCION EFICAZ (μb)
$K^{*+}K^0\pi^-$	24.1 ± 3.5	61.7 ± 9
$K^{*-}K^0\pi^+$	27.9 ± 3.3	71.5 ± 8.5
$K^{*+}K^{*-}$	26.4 ± 3.5	67.6 ± 9
$\phi\pi^+\pi^-$	2.6 ± 1.5	$6.7 \pm 4.$
$\phi\rho$	2.8 ± 1.5	$7.2 \pm 4.$
$F_1(\rightarrow K^*K)\pi$	1.2 ± 1.5	3.1 ± 3.9
Espacio de fases	14.9 ± 3.5	38.2 ± 9

Sección eficaz ($K_S^0(K_L^0)\pi^+\pi^-$) = $256.2 \pm 13.9 \mu\text{b}$

TABLA III.4

Canal $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ (8776 sucesos)

PROCESO	% PRODUCCION	SECCION EFICAZ (μb)
$K_S^{\pm} K^{\mp} \pi^0$	$10.7 \pm 1.$	65.6 ± 6.1
$K_S^0 K^0 \pi^0$	7.0 ± 1.0	42.9 ± 6.2
$K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$	5.6 ± 1.0	34.3 ± 6.1
$K_S^{\pm} K^0 \pi^{\mp}$	$10.3 \pm 1.$	63.1 ± 6.1
$K_S^+ K_S^-$	$16.9 \pm 1.$	103.6 ± 6.1
$K_S^0 \bar{K}_S^0$	$5.7 \pm .7$	34.9 ± 4.3
$\rho K_S^0 K^{\pm}$	13.4 ± 1.5	82.1 ± 9.2
$A_2 \pi^{\pm} \pi^0$	$3.6 \pm .6$	22.1 ± 3.7
$A_2 \rho$	$4.9 \pm .7$	30.0 ± 4.4
$\delta \pi^{\pm} \pi^0$	$8.0 \pm 1.$	49.0 ± 6.2
$D \pi^0$	$.6 \pm .5$	3.7 ± 3.1
$E \pi^0$	$1.5 \pm .8$	$9.2 \pm 5.$
$f' \pi^0$	$2.0 \pm .7$	12.3 ± 4.4
$Q^{\pm} (\rightarrow K_S^0 \rho^{\pm}) K^{\mp}$	$2.9 \pm .8$	17.8 ± 5
$Q^0 (\rightarrow K_S^{\pm} \rho^{\mp}) K^0$	$.3 \pm .3$	1.8 ± 1.8
Espacio de fases	6.5 ± 1.0	39.8 ± 6.2

Sección eficaz ($K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$) = $612.9 \pm 14.6 \mu\text{b}$

$$r_{\sigma} = \frac{612.9 \pm 14.6 \mu\text{b}}{8776 \text{ sucesos}} = 0.070 \pm 0.002 \mu\text{b/suceso}$$

TABLA III.5

Secciones eficaces de los procesos intermedios en $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$

PROCESO	SECCION EFICAZ(μb)	RELACION DE PRODUCCION($\times 10^{-4}$)
$K^*K\pi$	953 ± 71	69.1 ± 5.1
$K^{*\pm}K\pi$	606 ± 31	43.9 ± 2.2
$K^{*0}K\pi$	347 ± 40	25.2 ± 2.9
$K^*\bar{K}^*$	617 ± 33	44.7 ± 2.4
$K^{*+}K^{*-}$	460 ± 13	33.4 ± 0.9
$K^{*0}\bar{K}^{*0}$	157 ± 20	11.4 ± 1.5
$\rho^\pm KK$	164 ± 18	11.9 ± 1.3
$S^*(\rightarrow K\bar{K})\pi\pi$	23 ± 7	1.7 ± 1.3
$\phi\pi\pi$	19 ± 11	$1.4 \pm .5$
$A_2^\pm\pi\pi$	940 ± 186	68.2 ± 13.5
$A_2^0\pi\pi$	$\approx 1906 \pm 418$	138.2 ± 30.3
$D(\rightarrow K^0K\pi)\pi^0$	11 ± 9	0.8 ± 0.7
$E(\rightarrow K^0K\pi)\pi^0$	28 ± 15	2.0 ± 1.1
$F'(\rightarrow K^0K\pi)\pi^0$	$\approx 37 \pm 13$	$2.7 \pm .9$
$Q^\pm(\rightarrow K\rho)K^\mp$	$\approx 54 \pm 15$	3.9 ± 1
$Q^0(\rightarrow K\rho)K^0$	$\approx 12 \pm 12$	1 ± 1
$S^*(\rightarrow K\bar{K})\rho$	17.6 ± 6.6	$1.3 \pm .5$
$\phi\rho$	21 ± 11	$1.5 \pm .8$
$A_2^\pm\rho$	1276 ± 231	92.5 ± 16.7
$A_2^0\rho$	$\approx 1634 \pm 420$	118.5 ± 30.5
$\delta^\pm(\rightarrow KK)\pi^\mp\pi^0$	8 ± 1	0.6 ± 0.1

TABLA III.6

$\bar{p}p$		$2S+1L_J$	J^{PC}	$K^*\bar{K}^*$		
L	S			L	S	J
0	0	$1S_0$	0^{-+}	1	1	0
0	1	$3S_1$	1^{--}	1	0	1
				3	2	1
1	0	$1P_1$	1^{+-}	0	1	1
				2	1	1
1	1	$3P_0$	0^{++}	0	0	0
				2	2	0
1	1	$3P_1$	1^{++}	2	2	1
1	1	$3P_2$	2^{++}	0	2	2
				2	0	2
				2	2	2
2	0	$1D_2$	2^{-+}	1	1	2
				3	1	2
2	1	$3D_1$	1^{--}	1	0	1
				3	2	1
2	1	$3D_2$	2^{--}	3	2	2
2	1	$3D_3$	3^{--}	3	0	3
				3	2	3
3	0	$1F_3$	3^{+-}	2	1	3
3	1	$3F_2$	2^{++}	0	2	2
				2	0	2
				2	2	2
3	1	$3F_3$	3^{++}	2	2	3
3	1	$3F_4$	4^{++}	2	2	4
4	0	$1G_4$	4^{-+}	3	1	4
4	1	$3G_3$	3^{--}	3	0	3
				3	2	3
4	1	$3G_4$	4^{--}	3	2	4
4	1	$3G_5$	5^{--}	3	2	5

TABLA III.7

Secciones eficaces diferenciales

a) $\bar{p}p \rightarrow K^*K^*$

cos θ	$K_S^0 K^+ \pi^+ \pi^0$		$K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$		VALOR MEDIO	S.EFICAZ/0.2(μ b)
	NSUC	NTOT	NSUC	NTOT		
-1,-0.8	133 \pm 17	299 \pm 38	182 \pm 21	308 \pm 36	302 \pm 27	211.4 \pm 20
-0.8,-0.6	143 \pm 17	322 \pm 38	191 \pm 18	322 \pm 32	322 \pm 25	224.8 \pm 18.6
-0.6,-0.4	101 \pm 15	227 \pm 34	78 \pm 17	133 \pm 29	173 \pm 22	121.0 \pm 13.3
-0.4,-0.2	97 \pm 15	218 \pm 34	142 \pm 15	250 \pm 27	236 \pm 20	165.0 \pm 15.0
-0.2,0.0	112 \pm 14	252 \pm 32	90 \pm 15	153 \pm 27	196 \pm 20	136.8 \pm 14.7
0.0,0.2	138 \pm 15	310 \pm 34	135 \pm 15	228 \pm 27	259 \pm 20	180.8 \pm 15.2
0.2,0.4	110 \pm 14	248 \pm 32	150 \pm 14	254 \pm 25	250 \pm 20	174.5 \pm 15.1
0.4,0.6	125 \pm 15	281 \pm 34	171 \pm 17	288 \pm 29	284 \pm 20	198.1 \pm 15.3
0.6,0.8	206 \pm 17	464 \pm 38	227 \pm 18	382 \pm 32	416 \pm 25	290.8 \pm 19.4
0.8,1.0	280 \pm 19	630 \pm 43	289 \pm 22	488 \pm 38	551 \pm 29	385.1 \pm 20.8

NSUC = n $^\circ$ de sucesos calculado NTOT = n $^\circ$ de sucesos corregido

b) $\bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K}^*$

cos θ	$K_S^0 K^+ \pi^+ \pi^0$		S.EFICAZ/0.2(μ b)
	NSUC	NTOT	
-1,-0.8	52 \pm 15	117 \pm 34	81.7 \pm 23.7
-0.8,-0.6	30 \pm 16	68 \pm 36	47.2 \pm 25.2
-0.6,-0.4	51 \pm 17	115 \pm 38	80.2 \pm 26.7
-0.4,-0.2	68 \pm 16	153 \pm 36	106.9 \pm 25.4
-0.2,0.0	53 \pm 16	119 \pm 36	83.3 \pm 25.3
0.0,0.2	57 \pm 15	128 \pm 34	90.0 \pm 23.8
0.2,0.4	45 \pm 14	101 \pm 32	70.7 \pm 22.1
0.4,0.6	52 \pm 15	117 \pm 34	81.7 \pm 23.7
0.6,0.8	52 \pm 17	117 \pm 38	81.7 \pm 26.8
0.8,1.0	26 \pm 16	59 \pm 36	40.9 \pm 25.2

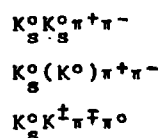
TABLA III.8

Ajuste en suma de polinomios de Legendre

$\bar{p}p \rightarrow K^{*+}K^{*-}$		$\bar{p}p \rightarrow K^{*0}K^{*0}$	
n = 3	$A_0 = 1.0$ $A_1 = -.38 \pm .06$ $A_2 = .60 \pm .06$ $A_3 = -.09 \pm .07$ $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 22.1/6$	n = 0	$A_0 = 1.0$ $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 5.4/9$
n = 4	$A_0 = 1.0$ $A_1 = -.37 \pm .06$ $A_2 = .62 \pm .06$ $A_3 = -.10 \pm .07$ $A_4 = .15 \pm .09$ $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 19.4/5$	n = 1	$A_0 = 1.0$ $A_1 = .09 \pm .14$ $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 5.2/8$
n = 5	$A_0 = 1.0$ $A_1 = -.40 \pm .05$ $A_2 = .62 \pm .06$ $A_3 = -.13 \pm .07$ $A_4 = .15 \pm .1$ $A_5 = -.12 \pm .12$ $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 18.2/4$	n = 2	$A_0 = 1.0$ $A_1 = .10 \pm .14$ $A_2 = -.31 \pm .20$ $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 3.4/7$
n = 6	$A_0 = 1.0$ $A_1 = -.37 \pm .06$ $A_2 = .59 \pm .06$ $A_3 = -.13 \pm .08$ $A_4 = -.04 \pm .05$ $A_5 = -.19 \pm .18$ $A_6 = -.43 \pm .11$ $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 10.3/3$	n = 3	$A_0 = 1.0$ $A_1 = .10 \pm .14$ $A_2 = -.31 \pm .20$ $A_3 = .14 \pm .27$ $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 3.1/6$
n = 7	$A_0 = 1.0$ $A_1 = -.37 \pm .06$ $A_2 = .59 \pm .06$ $A_3 = -.18 \pm .09$ $A_4 = -.04 \pm .05$ $A_5 = -.25 \pm .25$ $A_6 = -.42 \pm .11$ $A_7 = -.20 \pm .22$ $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 9.4/2$	n = 4	$A_0 = 1.0$ $A_1 = .10 \pm .14$ $A_2 = -.31 \pm .19$ $A_3 = .14 \pm .27$ $A_4 = .09 \pm .4$ $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 3.1/5$

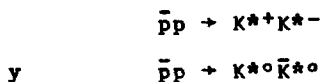
DESCRIPCION DE FIGURAS

Figs. 1-3. Distribuciones experimentales de masa invariante para distintos sistemas de dos y tres partículas en los canales

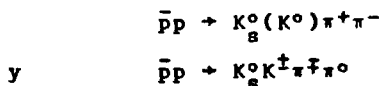


En línea discontinua se indica la forma del espectro correspondiente para producción en espacio de fases. La línea continua muestra el espectro esperado para la producción resonante estimada según el ajuste discutido en el texto. En cada gráfica se ofrece el valor de χ^2 sobre el número de grados de libertad en el ajuste.

Fig. 4. Sección eficaz diferencial $d\sigma/d(\cos\theta)$ de los procesos



determinados en los canales



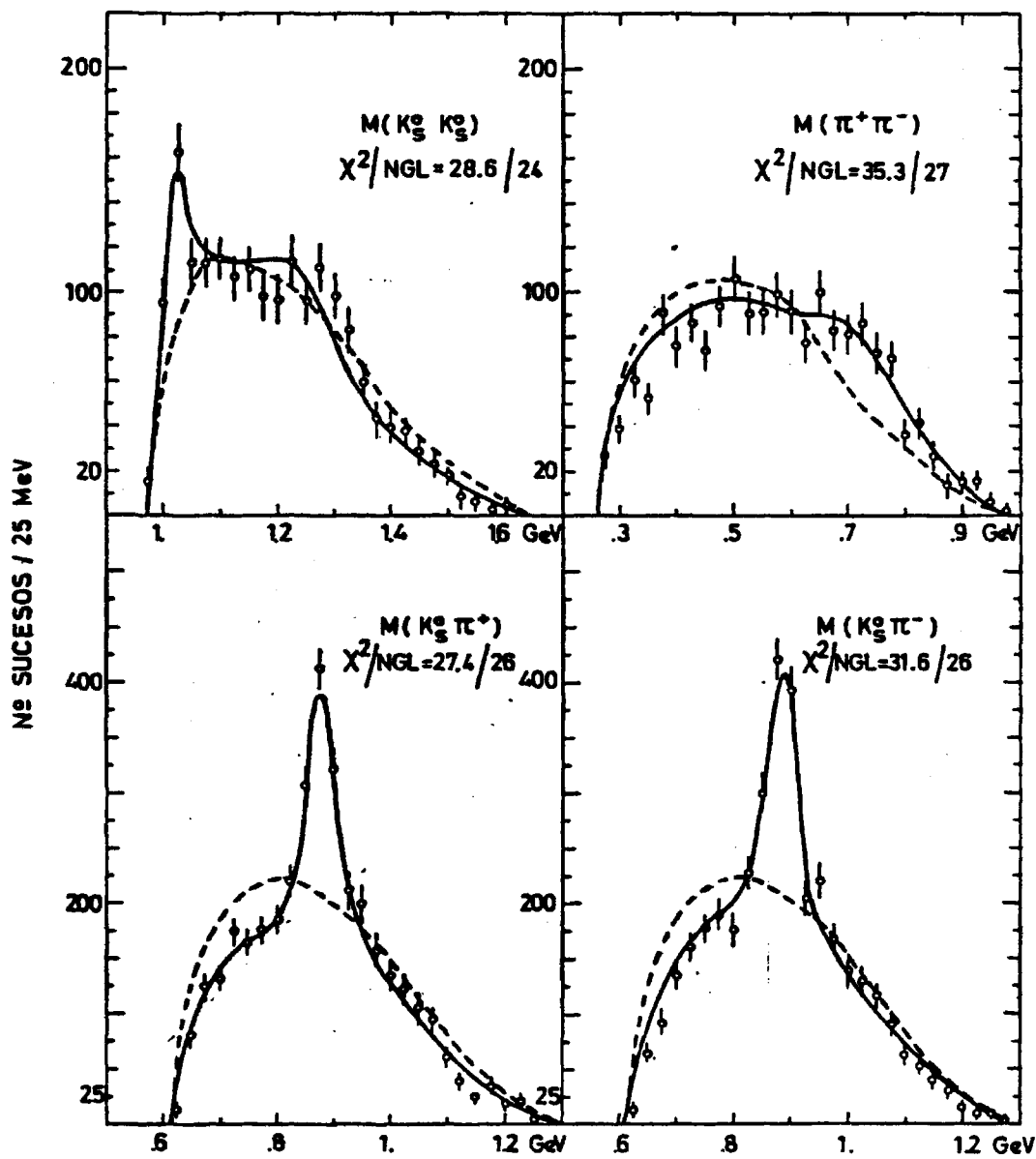
CANAL $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ (1948 SUCEOS)

Fig. III-1

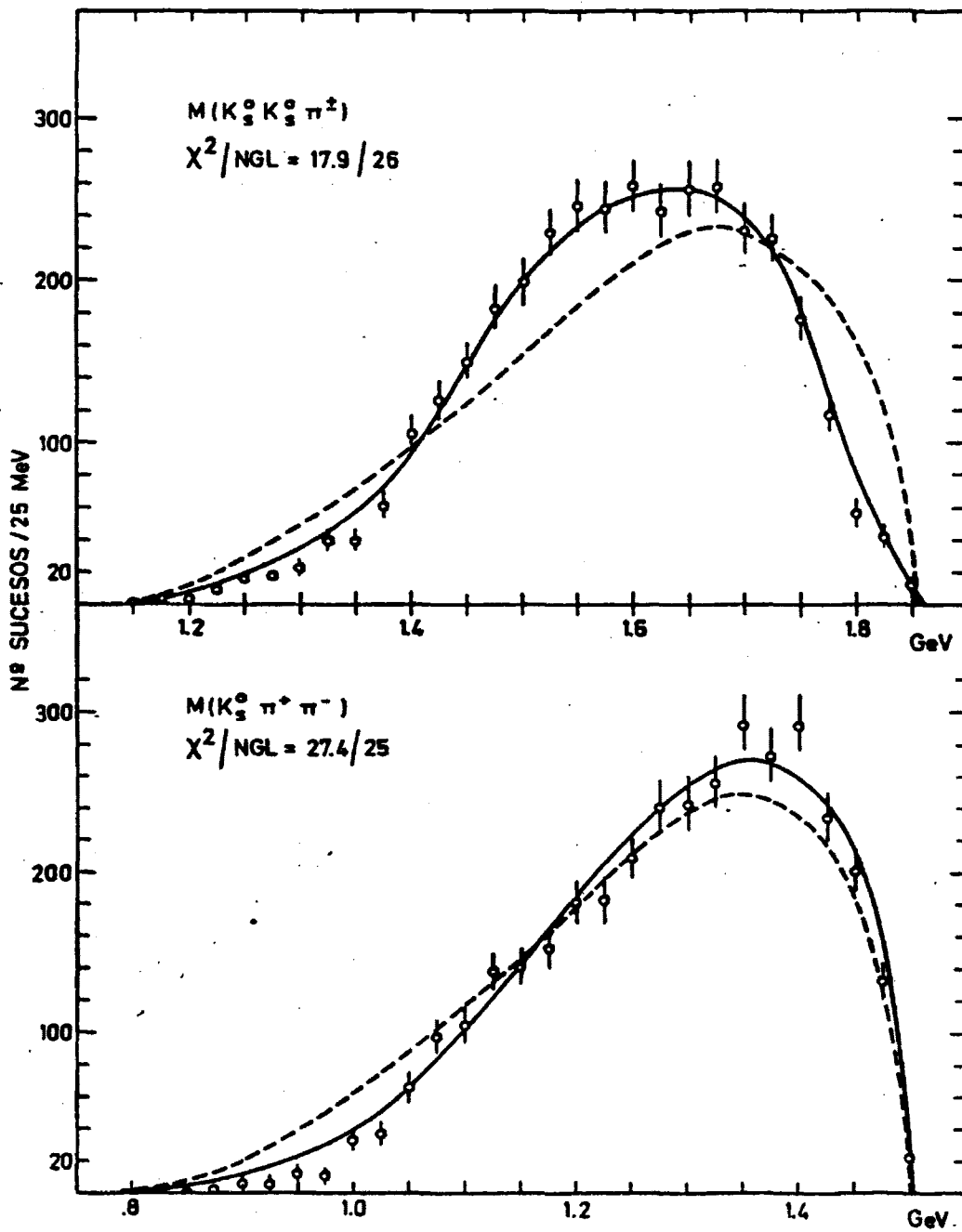
CANAL $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ (1948 SUCESES)

Fig. III-1 (Cont.)

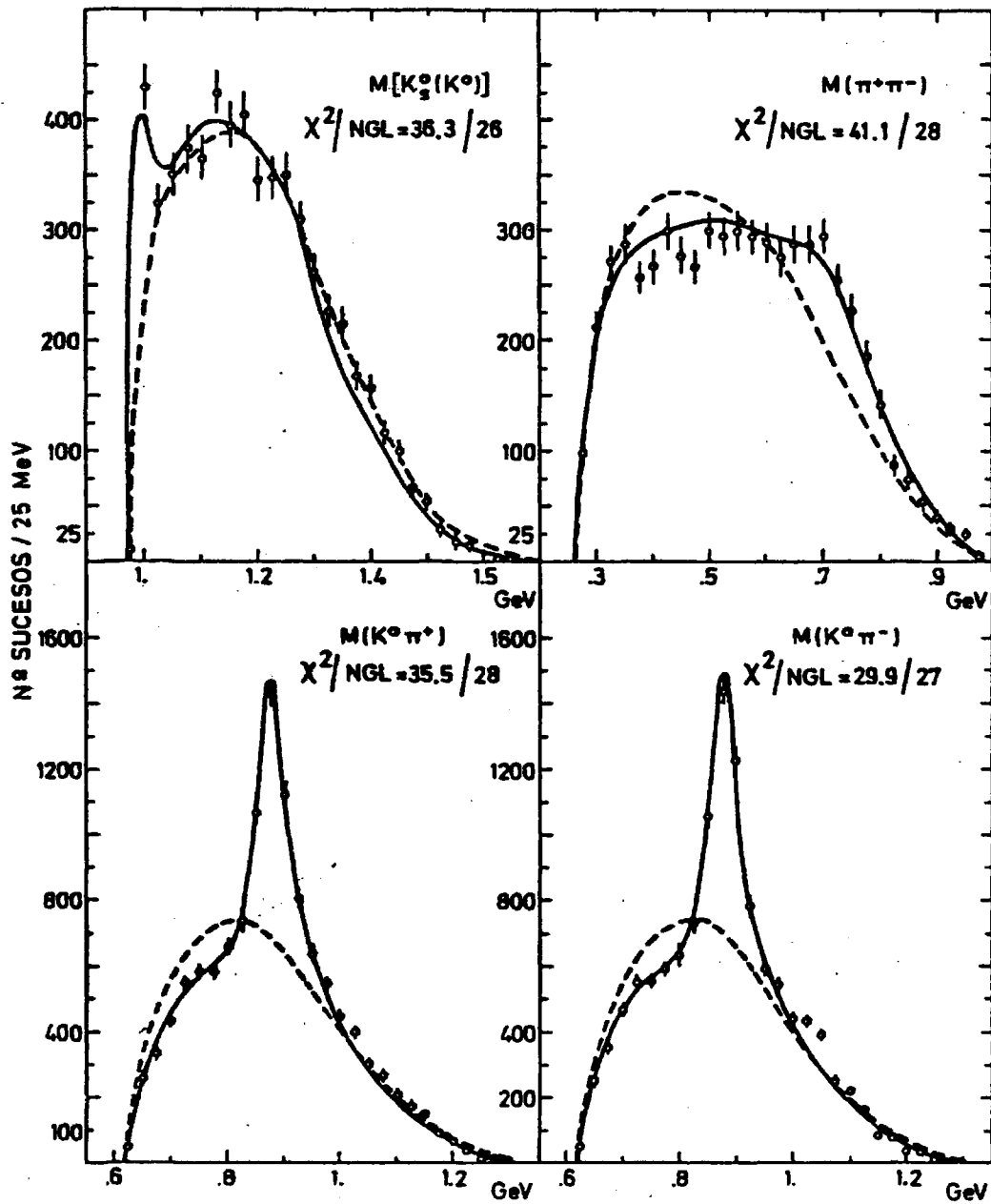
CANAL $K_S^0(K^0) \pi^+\pi^-$ (6002 SUCEOS)

Fig. III.2

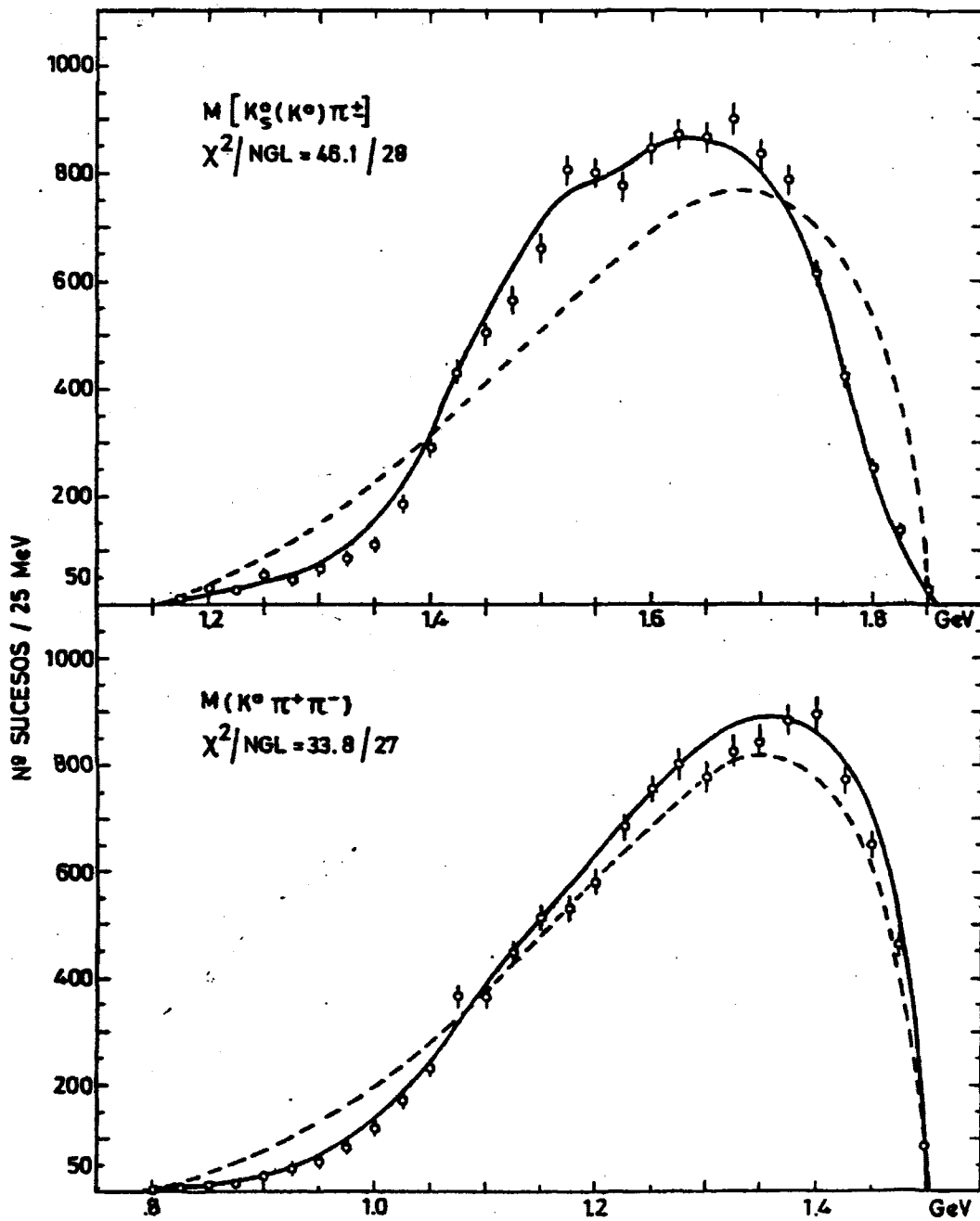
CANAL $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ (6002 SUCESOS)

Fig. III-2 (Cont.)

CANAL $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ (8776 SUCEOS)

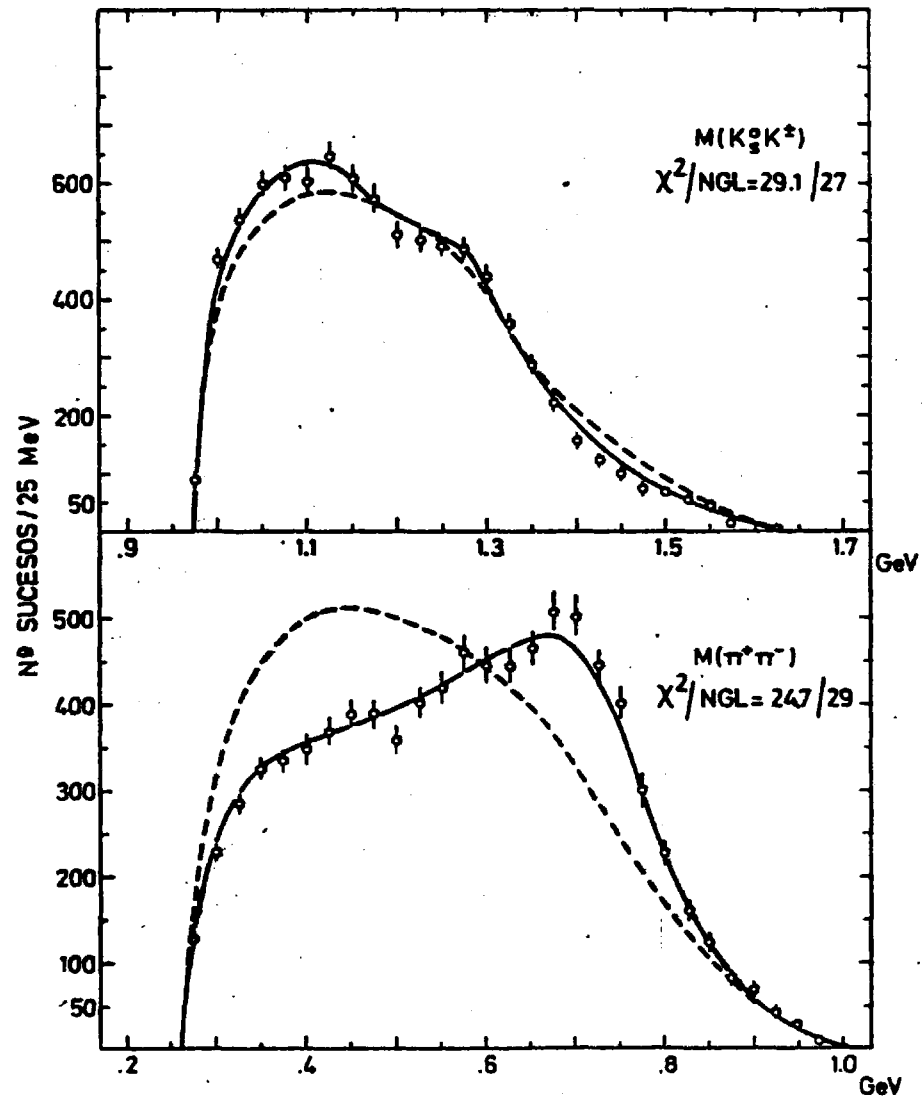


FIG. III.3

CANAL $K_S^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$ (8776 SUCEOS)

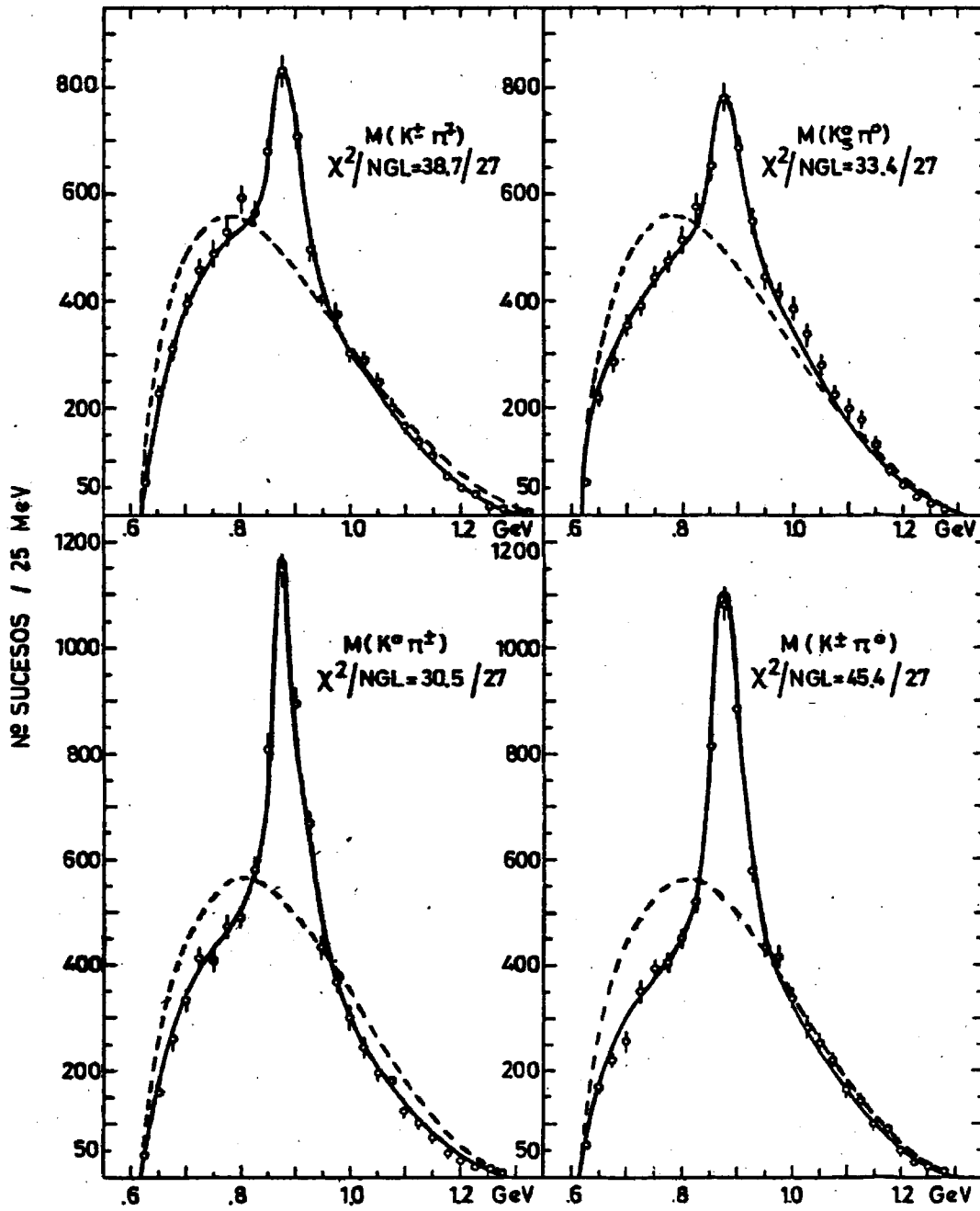


Fig. III. 3 (Cont.)

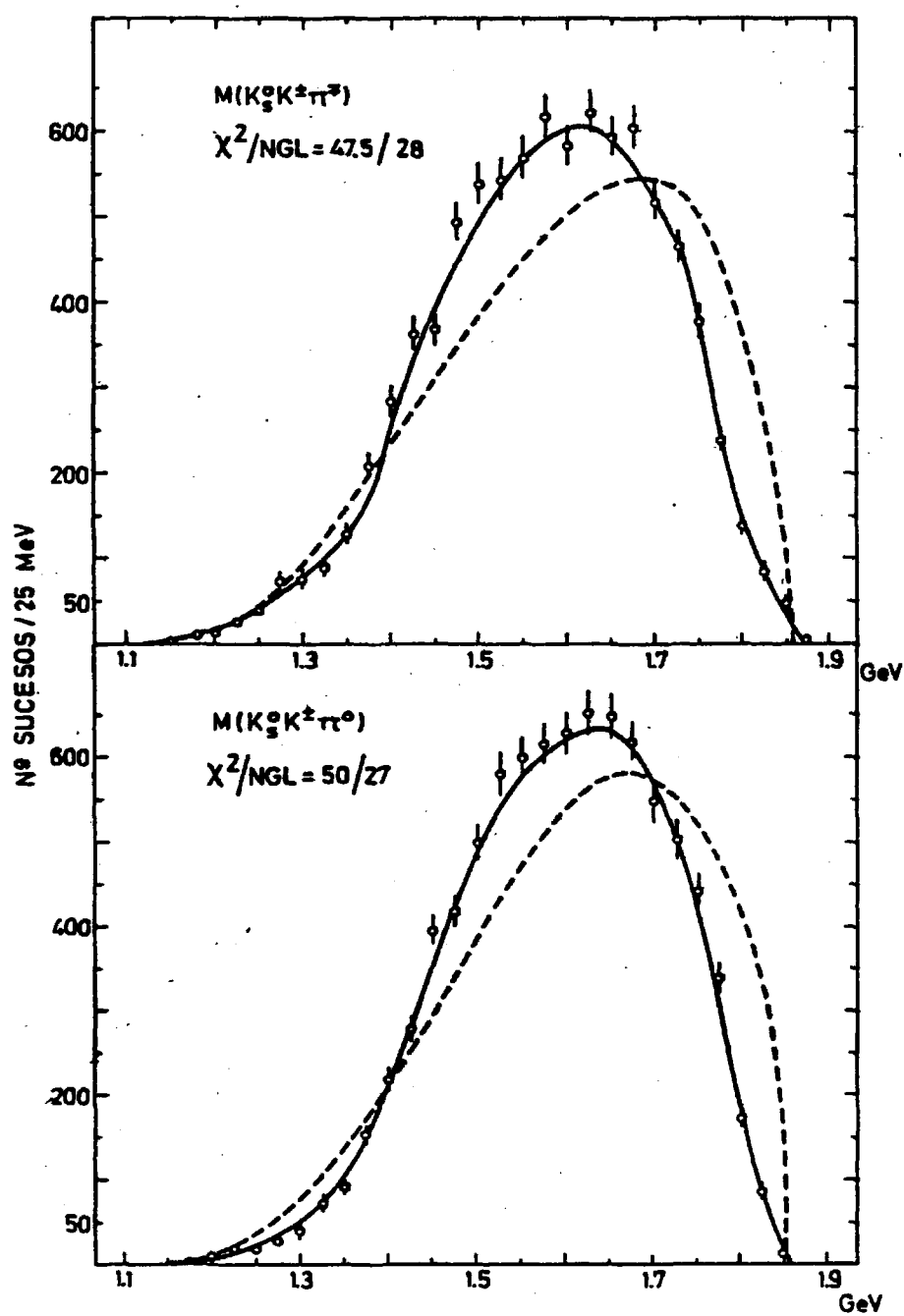
CANAL $K_S^0 K^\pm \pi^\pm \pi^0$ (8776 SUCESOS)

FIG. III.3 (cont.)

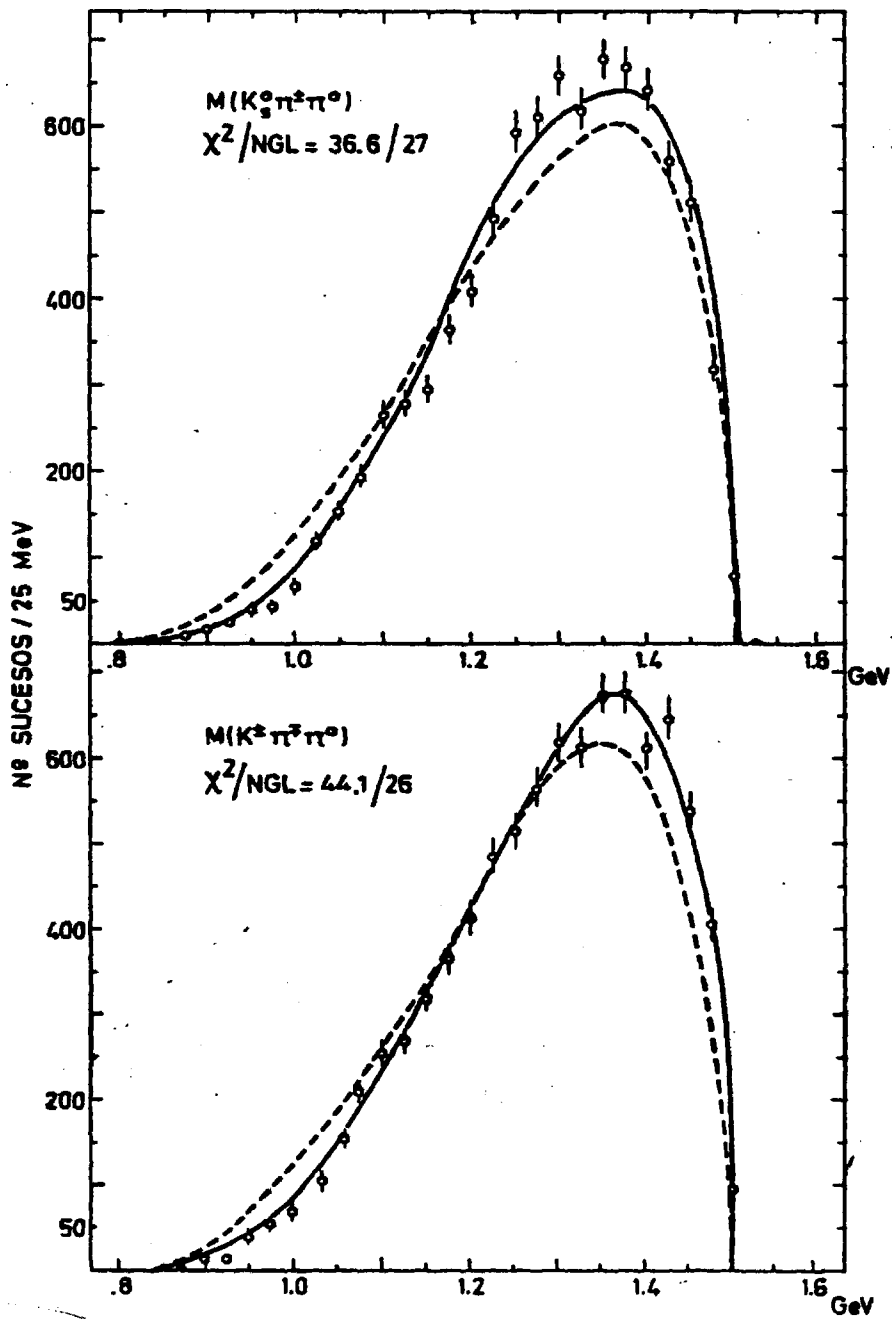
CANAL $K^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ (8776 SUCESOS)

FIG. III.3 (cont.)

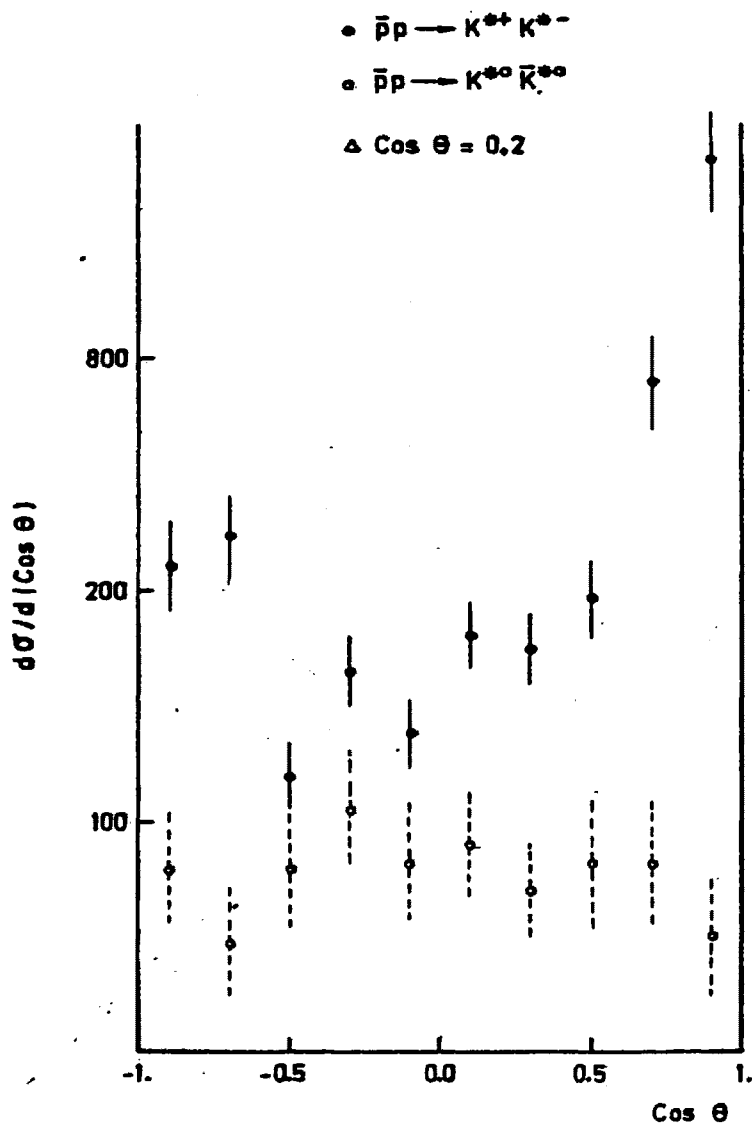


FIG. III.4

CAPITULO IV

ESTUDIO DEL MESON F_1

IV.1. Introducción

Hemos visto en el capítulo anterior como la existencia de un estado resonante entre alguna de las partículas en el estado final de una reacción se manifiesta en el espectro de masa invariante de aquellas como una acumulación de sucesos alrededor de la masa de la resonancia. La facilidad de construcción del espectro de masa invariante y la inmediata información que éste suministra hacen de él el medio usual de detección de resonancias en una reacción.

La fig. (IV.1a) muestra el espectro de masa invariante del sistema $K\bar{K}\pi$ para los canales

$$K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \quad (484 \text{ sucesos})$$

$$K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^- \quad (1305 \text{ sucesos})$$

en la porción de nuestra muestra correspondiente al antiguo experimento. El momento del haz está centrado en 700 MeV/c. Se observa una cierta acumulación de sucesos en la zona de masa 1500 - 1600 MeV sobre el espectro esperado para la producción en el espacio de fases. Una señal nítida y estrecha como ésta parece indicar un origen resonante por lo que fue estudiada por M. Aguilar-Benítez et al. en ref. (16). El análisis fue realizado sobre el espectro de masa cuadrada pues muestra mejor visibilidad del efecto (fig. IV.1b). Las conclusiones más importantes de dicho trabajo son las siguientes:

a. El efecto no es explicable como reflexión de otros procesos en el mismo canal.

b. La señal apenas varía cuando se prescinde de aquellos sucesos con posible producción a través del sistema $K^* \bar{K}^*$.

c. La señal permanece y se acentúa sobre el fondo cuando se seleccionan los sucesos que, satisfaciendo la selección del apartado anterior, admiten la posible producción de un par $K\bar{K}$ a través de un K^* . (fig. IV.1.d).

Los apartados b. y c. parecen indicar la desintegración preferente del efecto a través del proceso K^*K .

d. Se ha ajustado al espectro de sucesos seleccionado en c. la suma de una distribución de Breit-Wigner con parámetros libres y un fondo polinómico de quinto orden. Los valores de los parámetros

$$M = 1540 \pm 5 \text{ MeV}$$

$$\Gamma = 40 \pm 15 \text{ MeV}$$

interpretan razonablemente el espectro (fig. IV.1.d). Un test de χ^2 suministra el resultado $\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 1/4$.

El número de sucesos en la señal es de 170 ± 26 , siendo, pues, su significación estadística de aproximadamente 6 desviaciones típicas.

Los apartados anteriores favorecen la idea de la naturaleza resonante de la estructura, que recibe el nombre de F_1 . Otros resultados del trabajo que comentamos respecto del resto de sus propiedades son:

e. Valores del isospín $I = 0$ e $I = 2$ quedan descartados. El estudio de los dos canales citados y de

$$K_S^0 K^+ \pi^- \pi^0 \quad (2085 \text{ sucesos})$$

muestran una aceptable concordancia entre los números de sucesos esperado y experimental de las desintegraciones

$$\begin{aligned} F_1 & \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^{\pm} \\ F_1 & \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^{\pm} \\ F_1 & \rightarrow K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \end{aligned}$$

en la hipótesis $I = 1$ (fig. IV.2a).

f. La desintegración preferente del F_1 en nuestro canal, $K^* \bar{K}$ ó $\bar{K}^* K$, no permiten la determinación de su G-paridad.

g. Se ha estudiado el espín-paridad de los sucesos seleccionados en c aplicando el corte en masa $2.36 < M^2(K\bar{K}\pi) < 2.56$ para aumentar la relación señal - fondo.

El ajuste a la distribución angular de desintegración del K^* asociado al F_1 utilizando las distribuciones teóricamente esperables para las distintas asignaciones de espín-paridad más un fondo que considera el resto de los procesos (16), hace preferir las asignaciones de la serie no natural (fig. IV.2b)

$$J^P = 1^+, 2^-$$

De ser cierto el primer valor, el F_1 pertenecería al nonete axial de SU(3).

En el segundo caso, 2^- , el mesón F_1 acompañaría al mesón $A_3(1640)$. La confirmación de esta asignación sería interesante pues podría suponer que el F_1 ($I = 1, P = -, J = \text{par}$) fuese la primera recurrencia del mesón π en las trayectorias de Regge.

Los resultados que han sido obtenidos sobre el F_1 por otros experimentos con producción de mesones son inciertos y contradictorios.

Una serie de experimentos anteriores al comentado (18) ó no muestran señal del F_1 , ó aquella carece de significación, ó bien se encuentra en zonas de masa poco compatibles con la

correspondiente a los resultados mostrados mas arriba.

Aderholz et al. (19) en un experimento π^+p a 8 GeV/c de momento del haz observan dos acumulaciones en el espectro de masa $K\bar{K}\pi$ con selección K^*K (~ 190 sucesos) en los canales del tipo $pK\bar{K}\pi$. La mas clara de las señales, con unas cuatro desviaciones típicas de significación, está centrada en 1490 ± 20 MeV y tiene una anchura de 85 ± 39 MeV, valores no muy compatibles con los de la primera determinación.

Duboc et al. (20) en otro experimento $\bar{p}p$ en cámara de burbujas con momento del haz de 1.1 y 1.2 GeV/c, observan cierta señal en la región del F_1 en el canal $K_S^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^0$, no apareciendo nada en $K\bar{K}\pi$. Dicha señal permanece entre los sucesos susceptibles de ser K^*K y un ajuste al espectro de masa proporciona los valores de masa y anchura 1543 ± 3 MeV y $\Gamma = 16 \pm 10$ MeV, en buen acuerdo con los primeros valores comentados. El F_1 aparece preferentemente entre los sucesos con la masa residual en la zona del mesón η . El ajuste a la distribución angular de desintegración del K^* junto con la característica de producción preferida $\bar{p}p \rightarrow F_1 \eta$ favorecen las asignaciones $J^{PC} = 1^{+-}$ y 2^{-+} .

Chapman et al. (21) han estudiado las reacciones $\bar{p}p$ entre 1.6 y 2.2 GeV/c de momento del haz. No se observa señal del F_1 en ningún espectro de masa $K\bar{K}\pi$. El canal $K_S^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^0$ con 332 sucesos, muestra incluso un defecto de 3 ± 5 sucesos en la región de masa 1520 - 1560 MeV.

Bakken et al. (22) han estudiado el canal $p\pi^+\pi^+\pi^-$ en un experimento $\bar{p}p$ a 19 GeV/c de momento del haz. En el espectro de masa $\pi\pi\pi$ aparece una acumulación alrededor de 1500 MeV, señal que se destaca cuando se aplican algunas selecciones en masa. El ajuste con una distribución de Breit-Wigner proporciona los valores $M = 1557 \pm 10$ MeV y $\Gamma = 40 \pm 10$ MeV. La significación de la señal es de unas cuatro desviaciones típicas. De tratarse del F_1 , la desintegración en un número impar

de piones supone que su G-paridad ha de ser negativa.

Minnaert et al. (23) han estudiado con detalle los canales $(K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp}) \pi^+ \pi^- \pi^0$, $(K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp}) \pi^+ \pi^-$ y $(K_S^0 K^{\pm} \pi^0) \pi^+ \pi^-$ en una reacción $\bar{p}p$ a 1.7 GeV/c de momento del haz con la intención de determinar el valor de J^P para el mesón F_1 . Todos aquellos canales parecen mostrar pequeñas acumulaciones en la región del F_1 siendo la mas clara la del canal $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^+ \pi^- \pi^0$ haciendo la selección $K^* K_0$ (465 sucesos). Un ajuste a este espectro de masa proporciona los valores $M = 1540 \pm 4$ MeV y $\Gamma = 50 \pm 8$ MeV. El número de sucesos en la señal resulta ser 84 ± 17 . El estudio, basado en las correlaciones angulares de la desintegración secuencial de la resonancia, teniendo en cuenta las condiciones de positividad para la matriz densidad, excluye la asignación $J^P = 1^+$ y conduce al valor $J^P = 2^-$.

Los resultados de las referencias comentadas ofrecen como números cuánticos mas probables para el F_1 los de

$$I^G J^{PC} = 1^- 2^{-+}$$

Es sin embargo significativo el hecho de que el efecto no se observe en algunos experimentos y que en otros esté ausente en algunos canales.

El resultado mas sorprendente en el estudio de este efecto lo proporciona nuestro propio experimento en la segunda muestra. Con una estadística entre tres y cuatro veces superior a la de la primera muestra y en condiciones prácticamente análogas, los canales

$$\begin{aligned} & K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \quad (1425 \text{ sucesos}) \\ \text{y} & K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^- \quad (4697 \text{ sucesos}) \end{aligned}$$

no muestran ninguna señal del mesón F_1 (fig. IV.3.b). Las selecciones b. y c. realizadas en la antigua muestra indican la

total ausencia de algún efecto (en la figura anterior los espectros rayado y negro respectivamente).

La realidad y naturaleza del llamado efecto F_1 se hacen, pues, inciertas.

Puesto que la muestra total contiene precisamente las dos evidencias mas claras en favor y en contra de la existencia de algún efecto en el espectro de masa del sistema $K\bar{K}^*$, hemos procedido a un estudio exhaustivo en busca de una explicación de las aparentes divergencias entre los resultados comentados.

IV.2. Estudio de las posibles causas del efecto F_1

Los argumentos mas verosímiles en que podemos pensar para explicar las diferencias entre los dos espectros de masa $K\bar{K}^*$ a nuestras dos energías son los siguientes:

1. El efecto F_1 se debe a una simple fluctuación estadística
2. Existe un cambio drástico en la sección eficaz de producción del efecto entre las dos energías
3. En el proceso de elaboración de los datos, en alguna de las dos muestras ha tenido lugar un error sistemático.

IV.2.1. Fluctuación estadística

La idea de una fluctuación estadística como causante del efecto, es muy difícil de aceptar. El número de sucesos en la señal es próximo a 200 y recordemos que el mejor ajuste sobre el espectro confiere al pico una significación de unas 6 desviaciones típicas, extremadamente improbable como fluctuación.

IV.2.2. Variación drástica en la sección eficaz

Entre las dos muestras de nuestro experimento existe una pequeña diferencia en los momentos del haz. Recordemos que sus distribuciones están centradas en los valores de 702 y 757 MeV/c. La energía disponible en ambos procesos, 1990 MeV en la primera muestra y 2006 MeV en la segunda es muy similar. Un drástico cambio de la sección eficaz entre las dos energías es muy difícil de explicar por razones dinámicas de la reacción.

Una posible causa del diferente aspecto de los dos espectros podría estar en la existencia de una resonancia estrecha con desintegración en el sistema $F_1(\rightarrow KK\pi)\pi$. Existen ciertas predicciones en favor de estados resonantes de este tipo (24), e incluso existe alguna evidencia experimental para una resonancia $\bar{p}p$ con centro en la región 1930 - 1940 MeV y anchura de 9 MeV. Una resonancia estrecha que se produjera en la primera muestra y no en la segunda explicaría la aparición del F_1 solo en aquella.

La existencia de una resonancia estrecha en el sistema $\bar{p}p$ en nuestro experimento no es detectable en el espectro de masa invariante del sistema, pues la forma de éste dependerá en gran parte de la distribución en momentos que presente el haz de antiprotones. Hemos de recurrir, pues, a métodos más sofisticados.

Supongamos la existencia de dicho estado resonante $\bar{p}p$ a una cierta energía. Esto implica que, para el momento del haz correspondiente a dicha energía existe un máximo de naturaleza resonante en la sección eficaz de la interacción. Supongamos por un momento que el haz de antiprotones fuese monocromático. En su paso por la cámara todas las partículas pierden energía progresivamente disminuyendo con ello su momento. El momento correspondiente al máximo en la sección eficaz lo alcanzarán todas las partículas después de un recorrido que habrá de ser

aproximadamente el mismo para todas. Al representar en un sistema de coordenadas el número de sucesos para cada recorrido de traza debieramos de observar una acumulación estrecha en torno a aquel recorrido correspondiente al momento de producción de la resonancia.

En nuestro caso el haz de antiprotones que incide en la cámara no es monocromático sino que presenta el aspecto de una distribución casi gaussiana con una dispersión de unos 13 MeV/c. De existir una resonancia estrecha $\bar{p}p$ dicha dispersión se habría de reflejar en el espectro de recorridos de trazas como una acumulación de forma casi gaussiana y una anchura determinada. Hemos estimado el valor de dicha anchura, mediante un estudio de la pérdida de momento en la cámara, resultando ser de aproximadamente 16 cm.

Hemos construido, pues, el histograma de recorridos de trazas (L) para los sucesos del canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ en la antigua muestra (fig. IV.4a) no observándose aparentemente ningún efecto especial. (Posteriormente explicaremos por qué únicamente hemos estudiado el canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ prescindiendo de $K_S^0K_S^0\pi^+\pi^-$). Tampoco se observa nada destacable en el mismo histograma para los sucesos que admiten una posible desintegración K^*K (fig. IV.5.b). En el histograma correspondiente a los sucesos en la región de masas del F_1 de acuerdo con la selección $1.49 \text{ MeV} < M(K\bar{K}\pi) < 1.59 \text{ MeV}$ podría haber una cierta señal centrada en un recorrido de 55 cm. (fig. IV.5.a). La fig. (IV.4.b) muestra el espectro correspondiente a los sucesos del mismo canal para los sucesos del nuevo experimento. No se aprecia la existencia de estructura alguna en los sucesos con un gran recorrido del haz.

Para aclarar la existencia o no existencia de estructuras y su posible naturaleza hemos ajustado distintas distribuciones a los espectros de recorrido para ambas energías. Los resultados aparecen en la tabla IV.1 junto con un test de χ^2 .

En el ajuste hemos prescindido de los sucesos con muy grandes y muy pequeños recorridos pues corresponden a sucesos con la interacción cerca de los extremos de la cámara donde la pérdida de sucesos por visibilidad de la cámara es acusada. Los cortes realizados en los distintos espectros se muestran en la correspondiente figura. Las características de los distintos ajustes han sido las siguientes:

1. Función exponencial. En ausencia de estructuras en $\bar{p}p$, puesto que la pérdida de energía en la cámara de burbujas es muy pequeña en nuestro experimento, la probabilidad de interacción de un antiprotón es la misma para cualquier punto de la cámara. Esperamos entonces que el espectro de recorridos presente el aspecto de una distribución exponencial. Hemos ajustado por ello una función de la forma

$$f(L) = N e^{-kL}$$

a los sucesos de los dos experimentos. Los resultados dados en la tabla muestran un buen ajuste para el antiguo experimento siendo solo aceptable en el nuevo.

2. Función exponencial + función gaussiana. Pretendemos con este ajuste descubrir alguna estructura debida a la presencia de una resonancia sobre la dependencia exponencial del fondo. La función utilizada en el ajuste ha sido de la forma

$$f(L) = N \left[\alpha \cdot e^{-kL} + (1 - \alpha) \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(L-L_0)^2}{2\sigma^2}} \right]$$

siendo α la proporción de sucesos correspondientes al fondo. Puesto que en la muestra del antiguo experimento sabemos de la existencia de un efecto en $M(K\bar{K}\pi)$ cuya conexión con una posible resonancia en $\bar{p}p$ estamos investigando hemos impuesto un límite inferior al número de sucesos correspondientes a la

función gaussiana. Hemos fijado como límite el número de sucesos del efecto determinado en el estudio de la antigua muestra, 170 sucesos.

El comportamiento de ambas muestras en este ajuste es muy diferente. En el antiguo experimento el valor del χ^2 permanece constante a pesar de haber disminuido el número de grados de libertad. Esto parece demostrar la no necesidad de una distribución gaussiana en el ajuste. Dicha distribución es por otra parte extremadamente ancha como para suponerle algún sentido físico, 100 ± 6 cm. En el nuevo experimento el valor del χ^2 disminuye en casi ocho unidades cuando el número de grados de libertad lo ha hecho solo en tres. La anchura de la distribución gaussiana ajustada es mas estrecha de lo que permite la dispersión del haz en la entrada de la cámara, aunque compatible con ella. No obstante la distribución normal está centrada en un valor alto del recorrido del haz, donde es posible la presencia de algún efecto sistemático.

Hemos repetido ambos ajustes sobre los sucesos del antiguo experimento con $M(K\bar{K}\pi)$ en la región de masas del efecto F_1 .

4. Función exponencial. El ajuste es bueno siendo el error en el parámetro de la exponencial extremadamente grande.

5. Función exponencial + función gaussiana. El valor del χ^2 apenas varía. La significación de la distribución gaussiana es inferior a una desviación típica y los errores en sus parámetros son muy grandes.

A la vista de estos resultados podemos abandonar la hipótesis de que el origen del efecto F_1 está en la existencia de un estado resonante $\bar{p}p$. La única posible evidencia para la existencia de un estado de dicho tipo parece estar presente en el nuevo experimento, en el que no aparece precisamente el efecto.

IV.2.3. Estudio de un posible error sistemático

La idea de un posible error sistemático en una de las muestras apunta preferentemente a la correspondiente al antiguo experimento. Esto es así puesto que en el nuevo experimento el proceso de elaboración de datos fue realizado por tres laboratorios de forma totalmente independiente, partiendo cada uno de su correspondiente lote de fotografías hasta llegar a la información completa sobre cada suceso seleccionado. Dirijimos, pues, nuestro esfuerzo al estudio detallado de aquella muestra.

Las figs. 6a y 6b muestran el resultado de separar en el espectro de masa $K\bar{K}\pi$ de la fig. 3a los sucesos correspondientes a los dos canales $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ y $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$. Se observa que el efecto F_1 se encuentra preferentemente entre los sucesos del segundo canal, estando ausente del primero entre aquellos sucesos con posible producción del sistema $K\bar{K}\pi$ a través del proceso K^*K (fig. 6a, histograma rayado). De tratarse el F_1 de un mesón con las características estudiadas, dicha ausencia es difícil de explicar. No hay razón para una preferencia del canal $K_S^0 K_L^0 \pi^+ \pi^-$ sobre $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$.

Entre las características de los canales de cuatro cuerpos estudiados en el capítulo II. es de destacar la existencia de gran cantidad de sucesos ambiguos entre los canales

	$K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$	(6002 sucesos)
y	$K_S^0 K^+ \pi^- \pi^0$	(4455 sucesos)
ó	$K_S^0 K^- \pi^+ \pi^0$	(4321 sucesos)

El número de sucesos ambiguos entre el primer canal y alguno de los otros dos representa aproximadamente un 21%

de los sucesos del canal $K_g^0(K^0)\pi^+\pi^-$.

Hemos pensado en la posibilidad de una relación entre el efecto F_1 y una contaminación de sucesos $K_g^0 K^+ \pi^+ \pi^0$ en el canal $K_g^0(K^0)\pi^+\pi^-$. Una contaminación de este tipo no es del todo improbable en la antigua muestra. En ésta se hizo uso de un sistema automático para el conteo de las burbujas de las trazas en el proceso de identificación. El número de sucesos apartados como ambiguos fue mínimo ya que, merced al sistema comentado, fueron siempre asignados a alguna de las hipótesis. Ningún otro error en la identificación puede ser origen de un efecto tan acusado. Consecuentemente hemos estudiado la posibilidad de que un error de tal tipo haya tenido lugar y todos sus posibles efectos en la muestra del canal $K_g^0(K^0)\pi^+\pi^-$ del antiguo experimento. A ello dedicamos el siguiente apartado.

IV.3. Estudio del canal $K_g^0(K^0)\pi^+\pi^-$ de la muestra primitiva

Para analizar la posible relación del efecto F_1 con una contaminación como la comentada hemos separado en el canal $K_g^0(K^0)\pi^+\pi^-$ aquellos sucesos susceptibles de ser $K_g^0 K^+ \pi^+ \pi^0$ mal identificados. Dos son los factores principales para que tal error haya podido tener lugar

a) El suceso satisface un buen ajuste para la hipótesis $K_g^0(K^0)\pi^+\pi^-$ y para alguna de las hipótesis $K_g^0 K^+ \pi^+ \pi^0$ y $K_g^0 K^- \pi^+ \pi^0$. Decimos que el suceso es cinemáticamente ambiguo.

b) Alguna de las trazas cargadas salientes en la interacción presenta una densidad de burbujas compatible con haber sido producida por un mesón K ó un mesón π . Esto no permite que en la identificación se decida con facilidad entre las distintas hipótesis consentidas por la topología.

En base a estos dos puntos hemos definido un proceso de selección de aquellos sucesos con posibilidad de encontrarse

mal identificados. Aunque las dos ambigüedades comentadas son independientes, el orden en que se efectúa la selección no es indiferente. La primera de las selecciones determina el posible canal ambiguo y condiciona por tanto la segunda. Un excesivo rigor en aquella puede motivar una selección incorrecta de sucesos ambiguos.

En ref. (25) se encuentra un primer estudio realizado seleccionando en primer lugar los sucesos ambiguos cinemáticos y de entre ellos los ambiguos por ionización. Un estudio del comportamiento de los sucesos ambiguos de la muestra del GAE nos ha llevado a preferir el orden inverso pues la selección por ionización parece mas precisa. La selección definitiva realizada ha sido la siguiente:

A. Sucesos ambiguos por ionización

Para esta selección se presenta el problema de decidir cuándo en el proceso de identificación pueden ser confundibles los valores de la ionización de una traza en las dos posibles hipótesis de masa K y π . Estos valores son calculables a partir del momento medido de la traza imponiendo la masa de la partícula y corrigiendo en el ángulo de dip, λ (*)

No es fácil definir una regla de selección para este tipo de ambigüedad en cuanto que la elección de una u otra hipótesis a la hora de identificar depende en gran parte de la calidad de la fotografia y de la capacidad visual y de decisión del identificador. Por otra parte no existe una relación lineal entre los valores de la ionización calculados para

(*) El valor de la ionización que presenta una partícula de masa M y momento p sobre la película viene dado por la expresión

$$I_M = \frac{1}{\cos \lambda} \left(1 + \frac{M^2}{p^2} \right)$$

ambas hipótesis. Para bajas ionizaciones las burbujas son perfectamente visibles y pequeñas diferencias en su densidad son fácilmente distinguibles. Altas ionizaciones presentan las trazas densamente pobladas y solo son distinguibles valores muy distantes.

Presentamos a continuación una tabla con el comportamiento de la ionización de una traza para diferentes momentos y para las dos asignaciones de masa que nos interesa, supuesto 0 el ángulo de dip.

<u>p (GeV)</u>	<u>I_π</u>	<u>I_K</u>
0.05	8.8	98.5
0.1	2.9	25.4
0.2	1.5	7.1
0.3	1.2	3.7
0.4	1.1	2.5
0.5	1.1	2.0
0.6	1.1	1.7
0.7	1.0	1.5

De acuerdo con nuestra experiencia y calibrando la calidad del corte hemos seleccionado aquellos sucesos en que alguna de las dos trazas salientes satisface una de las dos condiciones

$$I_K < 2.5$$

$$I_\pi > 3$$

La fig. IV.7c representa el espectro de masa $K\bar{K}\pi$ para los sucesos seleccionados y la fig. IV.7d representa el mismo espectro para el resto de los sucesos. Prácticamente todos los sucesos responsables del efecto F_1 se encuentran entre los sucesos seleccionados.

B. Sucesos ambiguos cinemáticos

De entre los sucesos seleccionados en A hemos estudiado cuales pueden ser ambiguos cinemáticos con alguno de los canales $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$. Primero haremos notar que en aquellos en que solamente una de las trazas salientes es el motivo de la ambigüedad por ionización, el posible canal ambiguo cinemático está únicamente determinado.

En la fig. IV.8 aparecen en un diagrama doble todos los sucesos del canal $K_S^0(K^0) \pi^+ \pi^-$. El eje de las abscisas muestra la masa residual del proceso $\bar{p}p + K_S^0 \pi^+ \pi^-$ calculada a partir de los valores medidos mediante las ecuaciones de conservación. El eje de las ordenadas muestra la misma masa asignando a cada una de las trazas cargadas la masa de un K cargado, es decir como si se tratase de procesos $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$. Se observa en la figura una lógica acumulación de sucesos alrededor de la recta correspondiente a la masa en abscisas del mesón K^0 (.498 GeV). Existe por otra parte un máximo de sucesos con su masa en ordenadas próxima a la correspondiente al mesón π^0 (.135 GeV).

Seleccionamos como sucesos ambiguos cinemáticos todos aquellos que tienen la masa residual para la hipótesis $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$, comprendida en una cierta zona alrededor de la masa del mesón π^0 . Basándonos en el comportamiento de los sucesos ambiguos de la muestra del GAE hemos elegido para nuestro corte la zona comprendida entre -.06 y .096 GeV² que corresponde a un intervalo con anchura de unas 5 veces el error experimental en la masa del π^0 para los sucesos univocamente asignados a la hipótesis $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$.

El efecto que esta nueva selección ocasiona en el espectro de masa del sistema $K\bar{K}\pi$ se muestra en las figs. IV.7 e y f. La separación de hipótesis es perfecta. El F_1 se encuentra solamente entre los sucesos seleccionados estando totalmente ausente en la antiselección.

La fig. IV.7 b muestra el espectro de masa $K\bar{K}\pi$ para todos aquellos sucesos del canal $K_S^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ que no han satisfecho las dos selecciones. Es el espectro complementario del de la figura IV.7 e. La comparación de ambos evidencia claramente la existencia de una fuerte relación entre el efecto estudiado y aquellos sucesos susceptibles de haber sido mal identificados.

C. Separación de hipótesis

El hecho de encontrarse el efecto F_1 entre aquellos sucesos susceptibles de haber sido mal identificados no significa que su origen esté en un error de identificación. Pudiera ocurrir que un suceso $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ que tuviese lugar a través de la posible resonancia F_1 se situase en una zona del espacio de fases que le hiciese fácilmente ambiguo con uno de los canales $K_S^0 K^+ \pi^- \pi^0$. El haber sido quizás demasiado escrupuloso en la selección de sucesos ambiguos en la muestra de 760 MeV pudiera ser la causa de la no aparición de ninguna acumulación y de la pérdida de la resonancia.

Hemos realizado en este sentido un último estudio sobre los sucesos resultantes de la última selección. Hemos meditado para ello en las posibles características especiales que ha de presentar el ajuste a la hipótesis $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ de un suceso correspondiente a uno de los canales $K_S^0 K^+ \pi^- \pi^0$. Para ello hemos seguido el siguiente razonamiento:

Sea un suceso con aniquilación en los cuatro cuerpos

$$K_S^0 K_1 \pi_2 \pi^0$$

siendo K_1 y π_2 modos cargados. (El subíndice indica a cual de las dos trazas cargadas salientes de la aniquilación corresponde cada partícula).

Supongamos que el suceso satisface las dos ambigüedades descritas arriba y es incorrectamente identificado como $K_S^0 (K^0) \pi_1 \pi_2$.

Existe entonces la siguiente correspondencia entre las partículas reales y las ajustadas

$$\begin{aligned}K_s^0 &+ K_s^0 \\K_1 &+ \pi_1 \\K_2 &+ \pi_2 \\K^0 &+ K^0 \text{ (masa residual ajustada)}\end{aligned}$$

Hay dos sistemas $K\bar{K}\pi$ en la hipótesis ajustada

$$\begin{aligned}K_s^0 K^0 \pi_1 \\y \quad K_s^0 K^0 \pi_2\end{aligned}$$

que corresponden a los verdaderos sistemas originales

$$\begin{aligned}(K_s^0 \pi^0 K_1) \\y \quad (K_s^0 \pi^0 K_2)\end{aligned}$$

respectivamente.

Observamos que, aunque estamos estudiando un suceso totalmente irreel, la primera de las masas, la que contiene la traza mal identificada, corresponde a lo que originalmente es un sistema $K\bar{K}\pi$ mientras que la segunda masa corresponde a lo que realmente es un sistema $K\pi\pi$. La primera masa invariante acompaña a una partícula real, el π_2 , mientras que la segunda acompaña a una partícula ficticia, el π_1 . Podemos esperar entonces que la masa del segundo sistema, $K_s^0 K^0 \pi_2$ presente anomalías respecto del espectro del sistema $K\bar{K}\pi$ habitual.

Sobre este razonamiento hemos separado, en los sucesos que han satisfecho las dos selecciones ya explicadas, las masas de los dos sistemas $K\bar{K}\pi$, la que contiene el mesón π real y la que contiene el hipotético mesón π de la traza mal identificada. El resultado aparece en las figs. IV.7 g y h. El

efecto F_1 aparece solamente en el sistema $K\bar{K}\pi$ de signo contrario al de la traza ambigua.

La neta diferencia entre ambos espectros sugiere la existencia de contaminación $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ en el canal y una estricta relación entre el efecto F_1 y dicha contaminación.

IV.4. Reflexiones en el canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ de una contaminación $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$

Hemos comprobado en el apartado anterior la relación entre el efecto F_1 y una posible contaminación de sucesos $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ en el canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$. Vamos a ver ahora si la incorrecta identificación de un suceso $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ por la hipótesis $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ provoca forzosamente una acumulación de sucesos en la región F_1 de la masa del sistema $K\bar{K}\pi$ en este canal. El proceso utilizado ha sido el siguiente:

1. Hemos generado sucesos $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ con la misma distribución de energías en el centro de masas que los sucesos experimentales de la antigua muestra.

2. Hemos calculado la masa neutra residual en las ecuaciones de conservación cuando asignamos a la traza del mesón K cargado la masa de un mesón π , quedando un suceso de la forma $K_S^0 \pi^{\pm} \pi^{\mp}$. Seleccionamos aquellos sucesos con masa residual compatible con la de un K^0 . Aceptamos para ello los sucesos con masa residual cuadrada dentro del intervalo (.206, .290) que corresponde a ≈ 2 desviaciones típicas experimentales alredor de la masa del mesón K. Hemos elegido el intervalo estudiando los sucesos ambiguos de la muestra del GAE.

3. Calculamos el valor de la ionización, corregida por el ángulo de dip, de la traza del mesón K. Lo hacemos para las dos masas correspondientes a los mesones K y π . De entre los sucesos seleccionados en el párrafo anterior escogemos

aquellos que verifican las mismas condiciones en la ionización que exigimos en la selección inversa. Es decir, aquellos sucesos con

$$I_K < 2.5$$

$$I_W > 3.$$

4. Estudiamos la hipótesis $K_S^0 \pi^+ \pi^- (M^0)$ de los sucesos que han superado ambas selecciones. La fig. IV.9 representa la masa de los sistemas $K_S^0 (M^0) \pi^\pm$. Se observa la aparición de una nítida acumulación de sucesos en la zona del efecto F_1 . Es de destacar la gran similitud entre esta figura y la fig. IV.7.e.

5. Separamos las dos masas correspondientes a los sistemas con el π ambiguo y con el π verdadero. La curva de puntos en la fig. IV.9 representa el espectro del sistema $K_S^0 (M^0) \pi$ para el verdadero π . Se aprecia que este sistema es el total responsable de la señal en la zona del efecto F_1 .

Todo el proceso explicado se ha realizado para sucesos generados según producción libre en el espacio de fases. Ignoramos como puede influir la existencia de estados resonantes entre algunas de las partículas del estado final $K_S^0 K^+ \pi^- \pi^0$, como ocurre predominantemente en la aniquilación con producción de cuatro cuerpos.

Hemos repetido, pues, todo el proceso explicado sobre los 2085 sucesos del canal $K_S^0 K^+ \pi^- \pi^0$ del antiguo experimento. El resultado se muestra en la fig. IV.9 b. Nuevamente aparece una clara acumulación de sucesos en la región del efecto.

IV.5. Estudio de los sucesos ambiguos de la muestra del GAE

Antes de inferir ninguna conclusión sobre el estudio realizado en la muestra de 700 MeV vamos a aclarar el comporta-

miento de la muestra de 760 MeV. Como comentamos al principio, en ésta no aparecía evidencia alguna del efecto F_1 mientras que hemos comprobado como en el antiguo experimento dicho efecto parece tener origen en una cierta contaminación en el canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$.

Vimos en el apartado II.10 que entre la información disponible en el experimento contamos con un 73% de los sucesos ambiguos de la muestra del GAE. Conocemos para dichos sucesos los ajustes a todas sus hipótesis posibles. Hemos utilizado estos sucesos para, estudiando sus características, detectar los sucesos ambiguos en la antigua muestra. Vamos ahora a estudiar el comportamiento de los ambiguos entre la hipótesis $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ y alguna de las hipótesis $K_S^0K^+\pi^-\pi^0$.

La fig. IV.10a representa el espectro de masa $KK\pi$ para los sucesos anteriores considerados como de la hipótesis $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$. Observamos el efecto que no aparecía entre los sucesos de hipótesis única. Aunque podíamos esperar este resultado, pues aproximadamente la mitad de dichos sucesos deben de corresponder al canal $K_S^0K^+\pi^-\pi^0$ y ya hemos estudiado anteriormente su comportamiento cuando se estudian como $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$, aquel confirma la asociación del efecto F_1 a los sucesos ambiguos y lo acertado de nuestras selecciones.

Las figs. IV.10 b y c muestran el resultado de separar en el espectro anterior las masas de los sistemas $K\bar{K}\pi$ conteniendo el mesón π no causante de la ambigüedad y el causante de la ambigüedad respectivamente. Tal como esperabamos dicha separación es semejante a la que hicimos en el espectro e de la fig. IV.7 lo que certifica la conveniencia de la selección que allí hicimos.

Hemos hecho un último estudio para comprobar la asociación del efecto a los sucesos mal identificados. Explicamos en el capítulo II como para cada hipótesis ajustada a un suceso el programa de ajuste determina la calidad del mismo y pro

porciona el valor de la probabilidad asociada a un test de χ^2 . Dicho valor de la probabilidad está entre la información accesible de cada suceso. Hemos separado, entonces, los sucesos ambiguos en dos grupos. Aquellos con probabilidad asociada a las hipótesis $K_S^0 K^{\pm} \bar{\pi}^{\mp} \pi^0$ mayor que la correspondiente a la hipótesis $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ y los correspondientes a la selección inversa. Para mayor comodidad, y puesto que constituyen la mayor parte de los sucesos ambiguos, hemos hecho esta separación en los sucesos ambiguos entre la hipótesis $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ y solamente una de las hipótesis $K_S^0 K^{\pm} \bar{\pi}^{\mp} \pi^0$. Las figs. IV.10 d y c muestran el resultado. La señal del efecto F_1 aparece claramente mas acusada entre los sucesos con mayor probabilidad de pertenecer a uno de los canales $K_S^0 K^{\pm} \bar{\pi}^{\mp} \pi^0$.

IV.6. Estudio cuantitativo y conclusiones

Hemos comprobado en los apartados anteriores como una identificación de sucesos del tipo $K_S^0 K^{\pm} \bar{\pi}^{\mp} \pi^0$ en favor del canal $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ provoca en el espectro de masa $K\bar{K}\pi$ de este canal una acumulación de sucesos en la zona del F_1 . Concretamente el efecto aparece en el sistema $K\bar{K}\pi$ que comprende el mesón π correspondiente a la traza no ambigua. En la antigua muestra del experimento hemos comprobado como la estructura F_1 se presenta únicamente entre aquellos sucesos susceptibles de ser ambiguos con alguno de los canales $K_S^0 K^{\pm} \bar{\pi}^{\mp} \pi^0$. El distinto comportamiento de los dos posibles sistemas $K\bar{K}\pi$ en cada suceso sugiere fuertemente el origen del efecto en una contaminación de sucesos $K_S^0 K^{\pm} \bar{\pi}^{\mp} \pi^0$ mal identificados.

La tabla II.3 muestra el número de sucesos ambiguos entre las distintas hipótesis de la topología 201. Existen 353 sucesos ambiguos entre el canal $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ y alguno de los canales $K_S^0 K^{\pm} \bar{\pi}^{\mp} \pi^0$. Teniendo en cuenta que dicha banda contiene el 73% de los sucesos ambiguos de la muestra del GAE que supone el 39% del total del experimento, el número de sucesos

ambiguos entre los canales anteriores que estimamos habrían de existir en la muestra de 700 MeV es de 310 ± 30 .

La fig. IV.10.a muestra el espectro de masa $K\bar{K}\pi$ para los sucesos ambiguos de la muestra de Madrid. La acumulación del F_1 comprende aproximadamente $1/4$ de las entradas en el histograma. Es de destacar la gran similitud en forma entre esta figura y la fig. IV.9.a que describe el comportamiento de sucesos generados $K_S^0 K^+ \pi^-$ estudiados como correspondientes al canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$. El efecto comprende aproximadamente también a $1/4$ del total de sucesos. Estas consideraciones hacen pensar en que una gran mayoría de los sucesos ambiguos se trata de sucesos $K_S^0 K^+ \pi^-$. 310 ± 30 sucesos de este tipo suponen 620 ± 60 combinaciones $K\bar{K}\pi$ de las cuales una cuarta parte, 150, habrían de dar lugar a una acumulación en la región del F_1 . Dicha cantidad es compatible con las 170 ± 26 hipótesis responsables del efecto calculadas en el estudio de la antigua muestra.

Sin una reidentificación de los sucesos ambiguos en el canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ no puede hacerse una afirmación tajante sobre la naturaleza de la estructura F_1 . Sin embargo, todo el trabajo realizado nos ha proporcionado evidencias conclusivas para pensar que el origen del efecto está en una incorrecta identificación de sucesos del canal $K_S^0 K^+ \pi^-$. Resumimos a continuación los resultados mas importantes que han sido presentados en este capítulo

1. La única evidencia importante (6 desviaciones típicas) para la existencia del mesón F_1 la constituye la muestra a 700 MeV/c del experimento descrito.

2. El efecto F_1 se encuentra entre aquellos sucesos del canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ susceptibles de ser ambiguos con alguna de las hipótesis $K_S^0 K^+ \pi^-$.

3. El diferente comportamiento entre las masas de los

dos sistemas $K\bar{K}\pi$ en los sucesos anteriores sugiere fuertemente la existencia de contaminación $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ en el canal $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$.

4. Los sucesos $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ con posible identificación como de la hipótesis $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ se reflejan en este canal como una acumulación estrecha en el espectro de masas $K\bar{K}\pi$ en la región de masa del efecto F_1 .

5. El número de sucesos responsables del efecto F_1 es compatible con el esperado a partir de los sucesos $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ ambiguos con la hipótesis $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$.

6. En el estudio de la muestra de 700 MeV no fueron separados los sucesos ambiguos sino que se asignaron a alguna de las hipótesis. Este proceso se realizó en su mayor parte de forma automática.

TABLA IV.1

700 MeV

AJUSTE	NSUC	Función exponencial		Función gaussiana					$\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle$
		α	$k \times 10^4 (\text{cm}^{-1})$	$\alpha \cdot \text{NSUC}$	$1-\alpha$	$L_0 (\text{cm})$	$\sigma (\text{cm})$	$(1-\alpha) \text{NSUC}$	
1	1123	1	45 ± 15	1123	0	—	—	—	31/39
2	1123	0.79 ± 0.23	53 ± 27	895 ± 260	0.21 ± 0.23	40 ± 2	100 ± 6	228 ± 260	31/36
3	523	1	21 ± 37	523	0	—	—	—	39.2/39
4	523	0.49 ± 0.62	20 ± 41	258 ± 326	0.51 ± 0.62	47 ± 16	99 ± 90	265 ± 326	38.9/36

760 MeV

AJUSTE	NSUC	Función exponencial		Función gaussiana					$\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle$
		α	$k \times 10^4 (\text{cm}^{-1})$	$\alpha \cdot \text{NSUC}$	$1-\alpha$	$L_0 (\text{cm})$	$\sigma (\text{cm})$	$(1-\alpha) \text{NSUC}$	
1	3950	1	20 ± 4	3950	0	—	—	—	53.6/43
2	3950	0.89 ± 0.02	80 ± 6	3512 ± 100	0.11 ± 0.02	61 ± 5	10 ± 15	438 ± 100	46.4/40

NSUC = Número de sucesos en el ajuste

DESCRIPCION DE FIGURAS

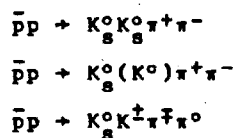
Fig. 1. Espectros de masa invariante del sistema $K\bar{K}\pi$ en el canal



de la muestra de 700 MeV/c de momento del haz.

- 1.a $M(K\bar{K}\pi)$
- 1.b Espectro de masa cuadrado $M^2(K\bar{K}\pi)$
- 1.c 1.b con antiselección $K^* \bar{K}^*$
- 1.d 1.c con selección K^* . (Ajuste de la referencia 17).

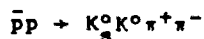
Fig. 2.a Espectro de masa cuadrado del sistema $K\bar{K}\pi$ para los tres canales



en la muestra de 700 MeV/c de momento del haz (ref. 17).

Fig. 2.b Resultados de diferentes ajustes sobre la distribución angular del K^* asociado al F_1 para distintas asignaciones de J^P a la resonancia (ref. 17).

Figs. 3a y b. Espectros de masa cuadrado del sistema $K\bar{K}\pi$ del canal



separadamente para las dos energías de nuestro experimento.

Las figuras levemente rayadas muestran los mismos espectros realizada la antiselección de posibles sucesos $K^* \bar{K}^*$. Los espectros densamente rayados corresponden a aquellos sucesos con posible desintegración en $K^* K$.

Figs. 4a y b. Histogramas de la longitud de la traza del anti protón en la cámara de burbujas separadamente para las dos energías de nuestro experimento.

Figs. 5a y b. Mismo histograma anterior para los sucesos del canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ de la muestra de 700 MeV/c con las selecciones:

- a) $M(K\bar{K}\pi)$ en la región del efecto F_1
- b) Antiselección $K^* \bar{K}^*$ y selección K^*

Figs. 6a y b. Espectro de masa cuadrado del sistema $K\bar{K}\pi$ en la muestra de 700 MeV/c, separadamente para los canales:

- a. $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$
- b. $K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$

Fig. 7. Espectro de masa cuadrado del sistema $K\bar{K}\pi$ en la muestra de 700 MeV/c con las siguientes selecciones:

- a. Sin selección
- b. Antiselección de e
- c. Selección de sucesos ambiguos por ionización
- d. Antiselección de c
- e. Selección c junto con selección de sucesos ambiguos cinemáticos
- f. Selección c y antiselección e
- g. Selección e. Hipótesis del mismo signo que la ambigüedad
- h. Selección e. Hipótesis de distinto signo que la ambigüedad.

Fig. 8. Diagrama doble de la masa neutra restante del canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ de la muestra de 700 MeV, contra la masa neutra de los mismos sucesos cuando se le asigna a una traza cargada la masa de un mesón K cargado.

Fig. 9.a Sucesos $K_S^0K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$ generados mediante un método de Monte-Carlo estudiados como pertenecientes al canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$. La línea continua corresponde al espectro de masa cuadrado del sistema $KK\pi$. La línea discontinua corresponde al mismo espectro para el sistema $KK\pi$ de igual signo de carga que la traza cargada mal identificada.

Fig. 9.b Mismo espectro anterior realizado con los sucesos reales del canal $K_S^0K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$ de la muestra de 700 MeV/c.

Fig. 10. Muestra de los sucesos ambiguos de Madrid. Sucesos ambiguos entre los canales $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ y $K_S^0K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$ estudiados como correspondientes al primer canal. Masa invariante cuadrado del sistema $KK\pi$ con las siguientes selecciones

- a. Sin selección
- b. Sistema $KK\pi$ de igual signo que la ambigüedad
- c. Sistema $KK\pi$ de signo contrario a la ambigüedad
- d. Sucesos con mayor probabilidad de pertenecer a uno de los canales $K_S^0K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$
- e. Sucesos con mayor probabilidad de pertenecer al canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$.

CANAL $K^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ (1789 SUCESOS)

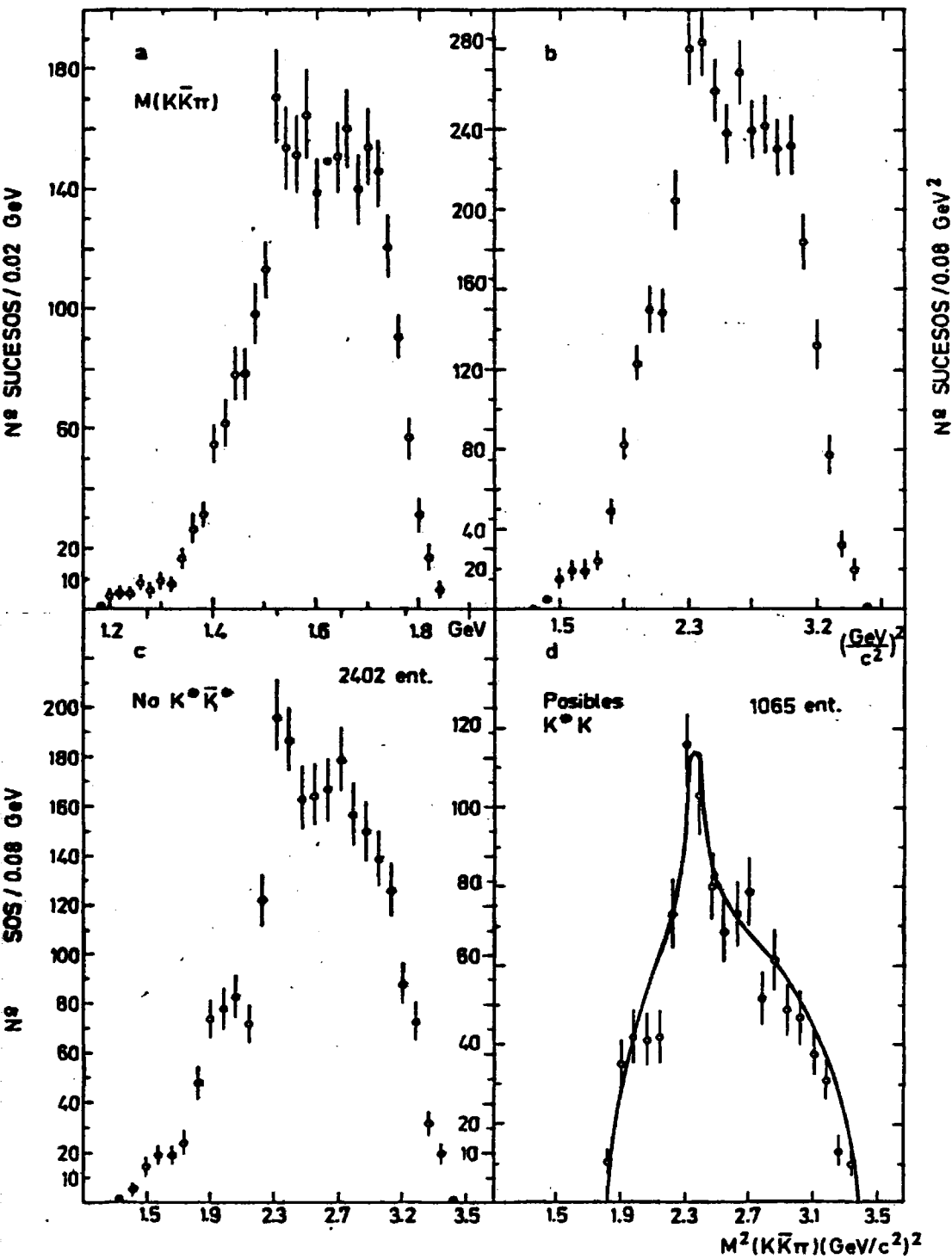


FIG. IV-1

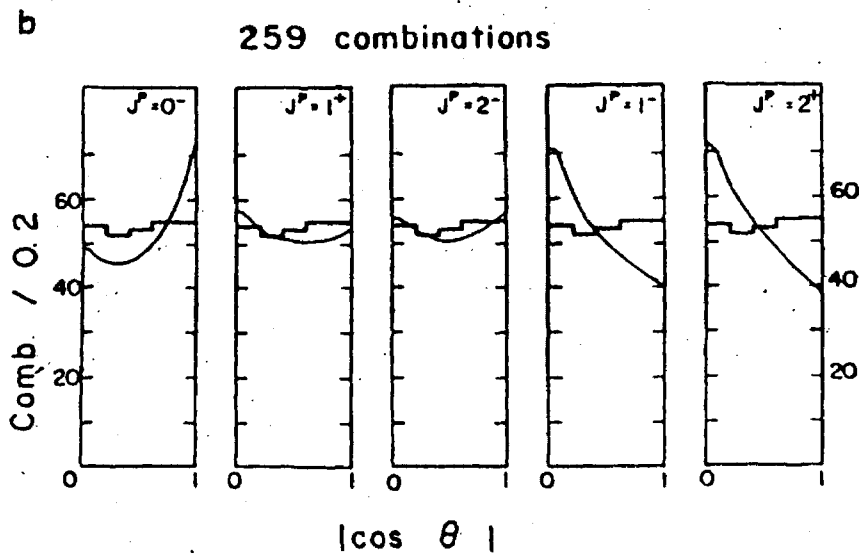
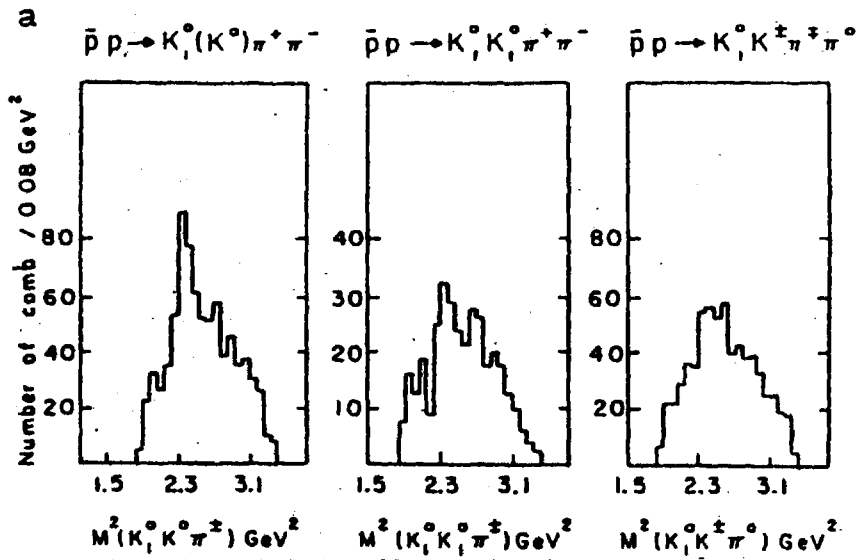


Fig. IV-2

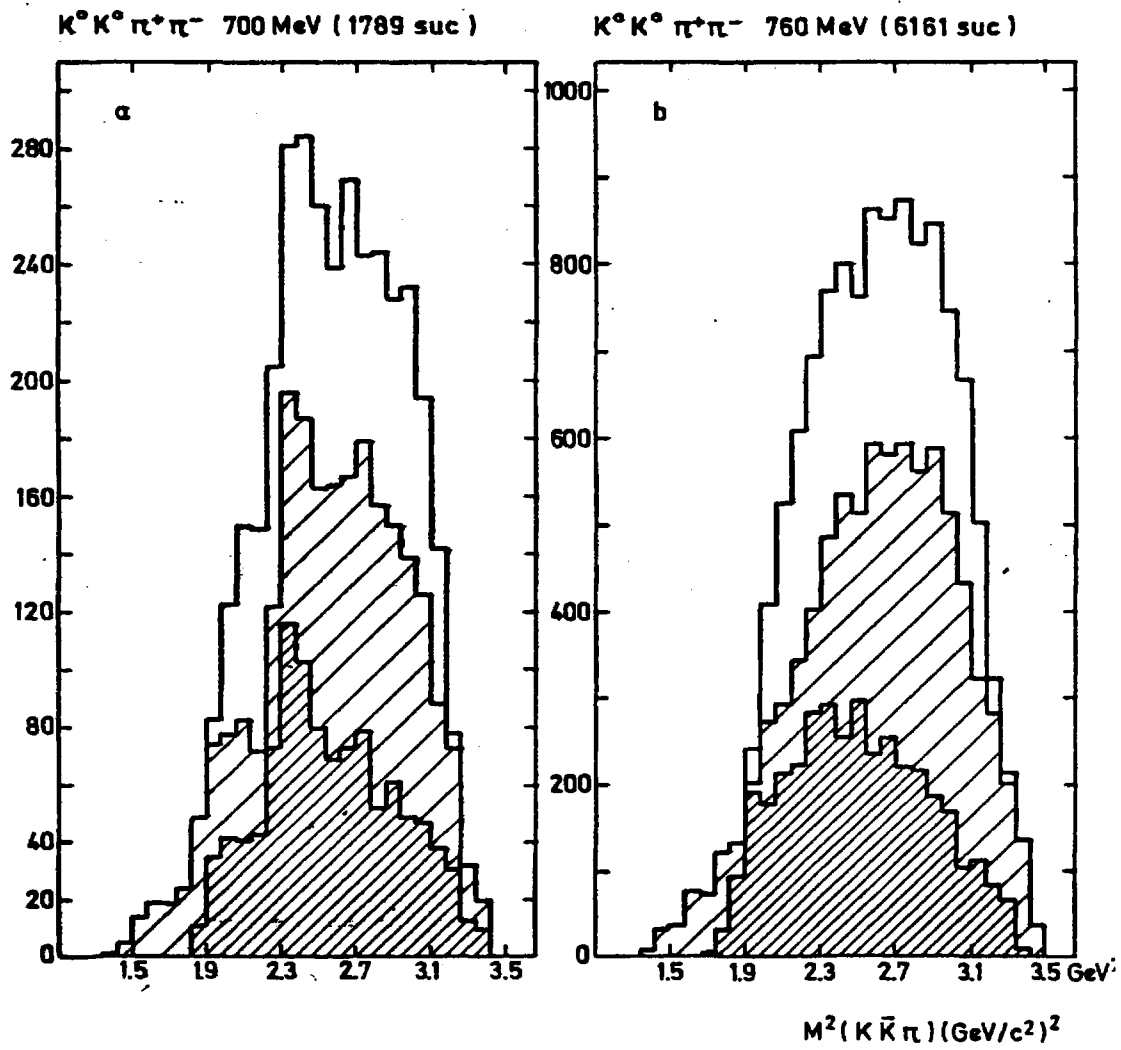


FIG. IV-3

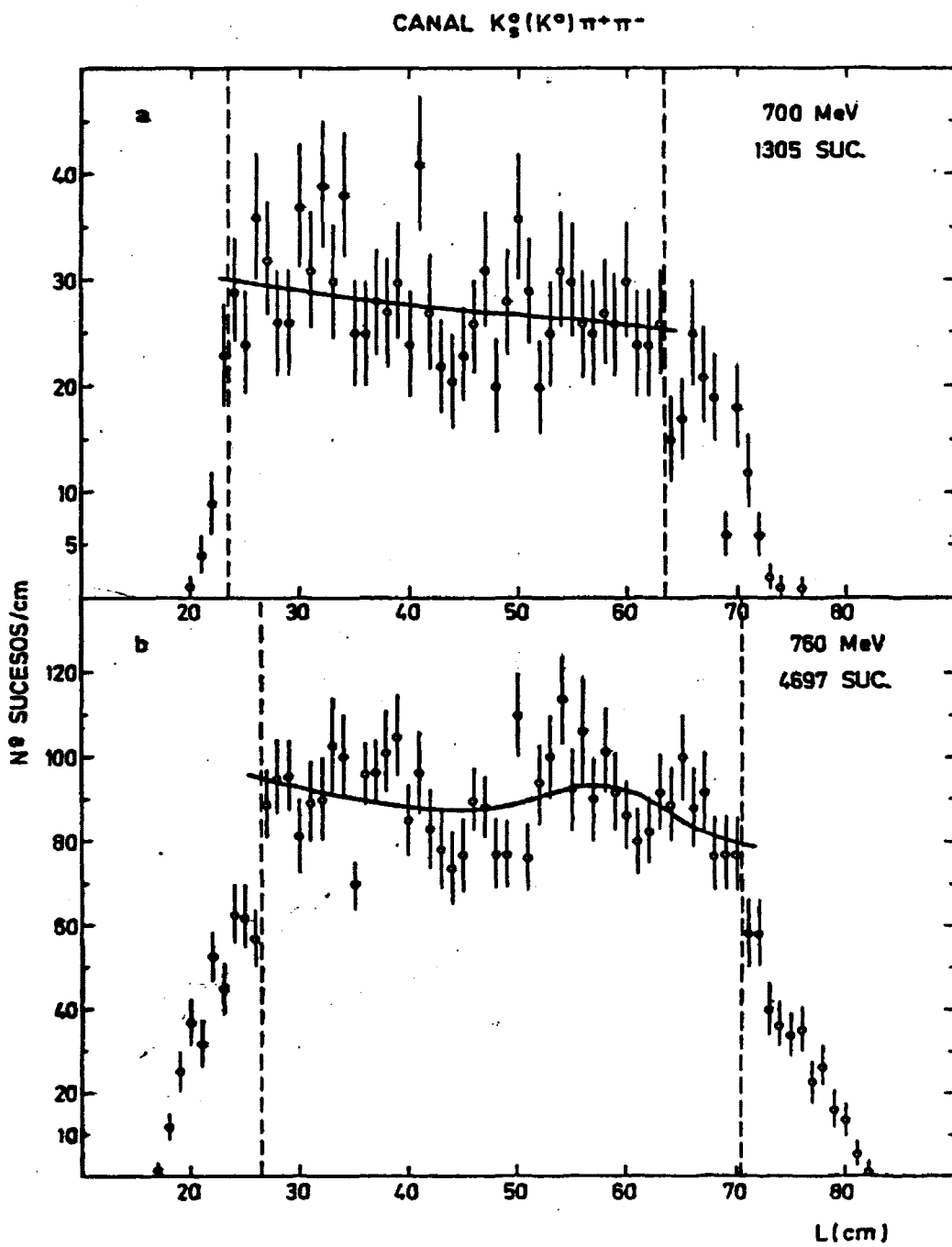


FIG. IV - 4

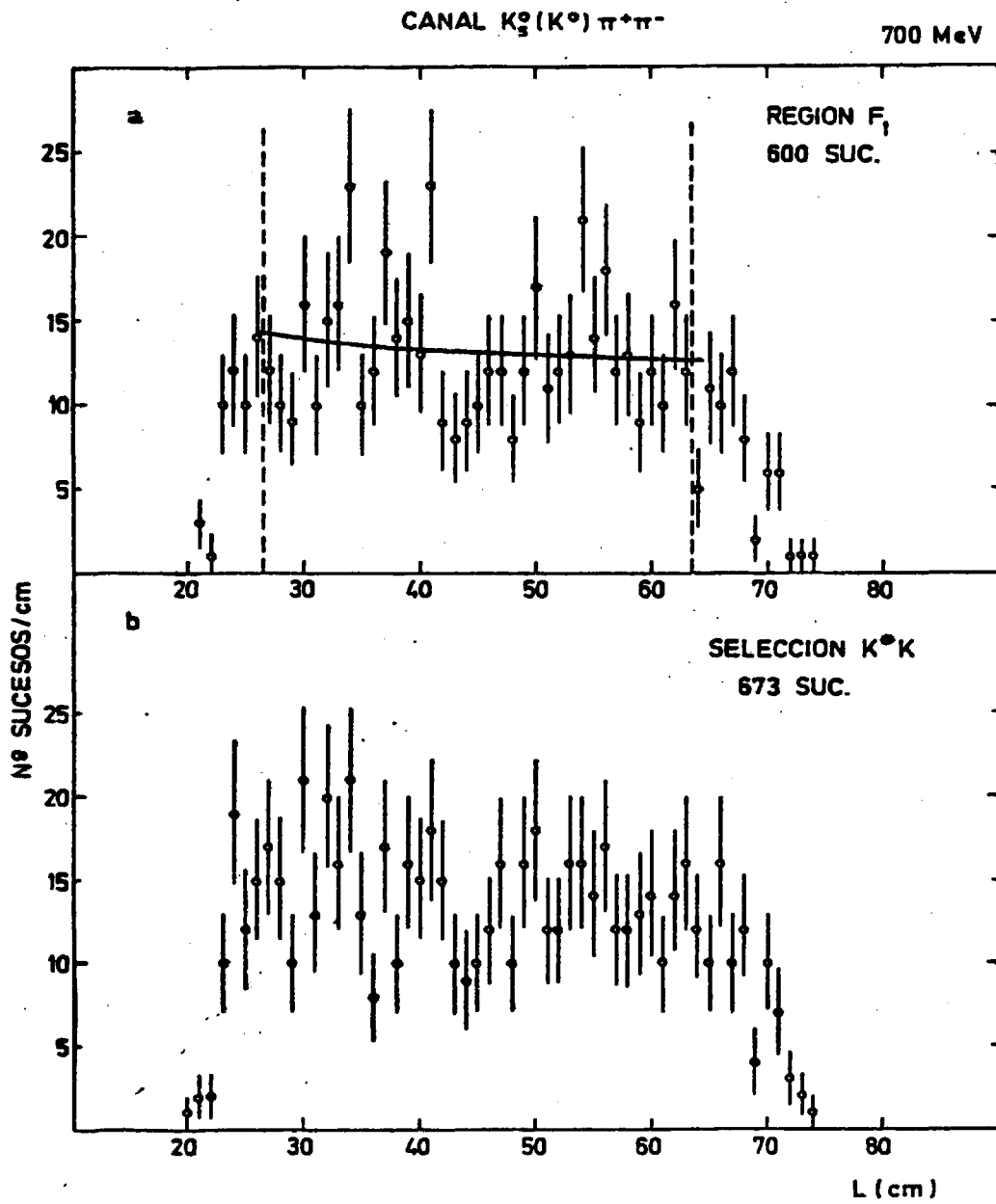


FIG. IV-5

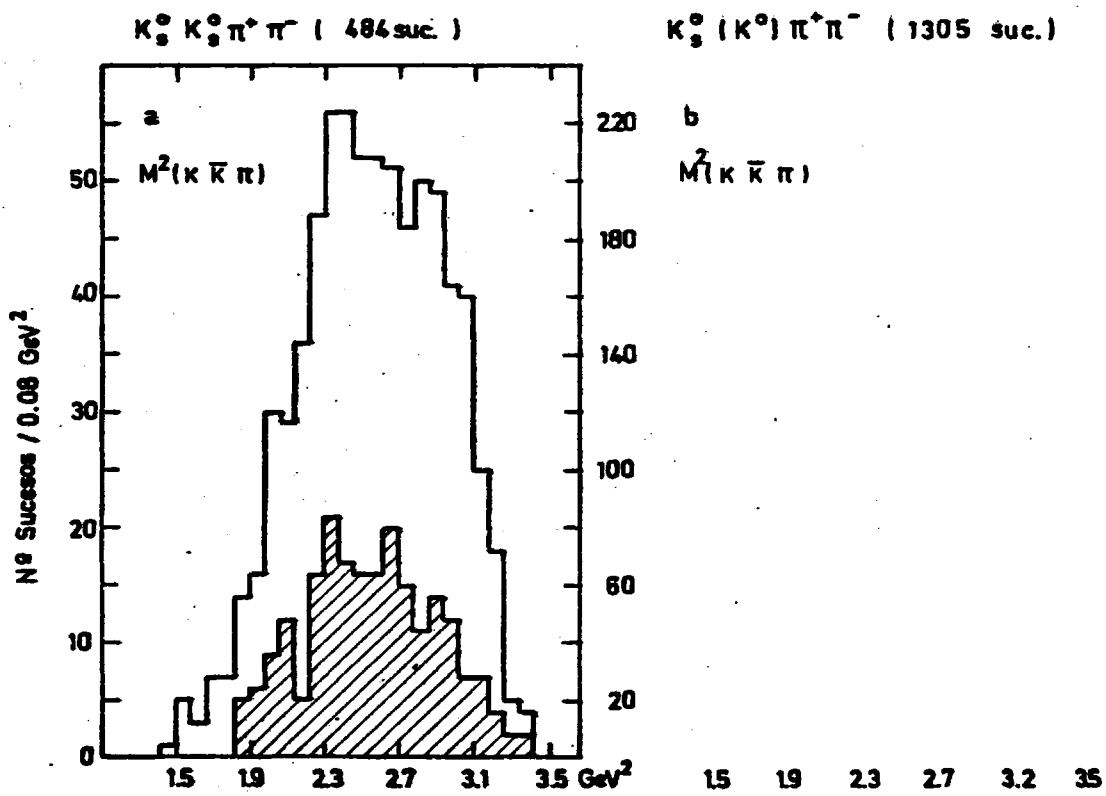
Canal $K_S^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ 

Fig. IV-6

CANAL $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ 700 MeV (1305 SUCESOS)

99

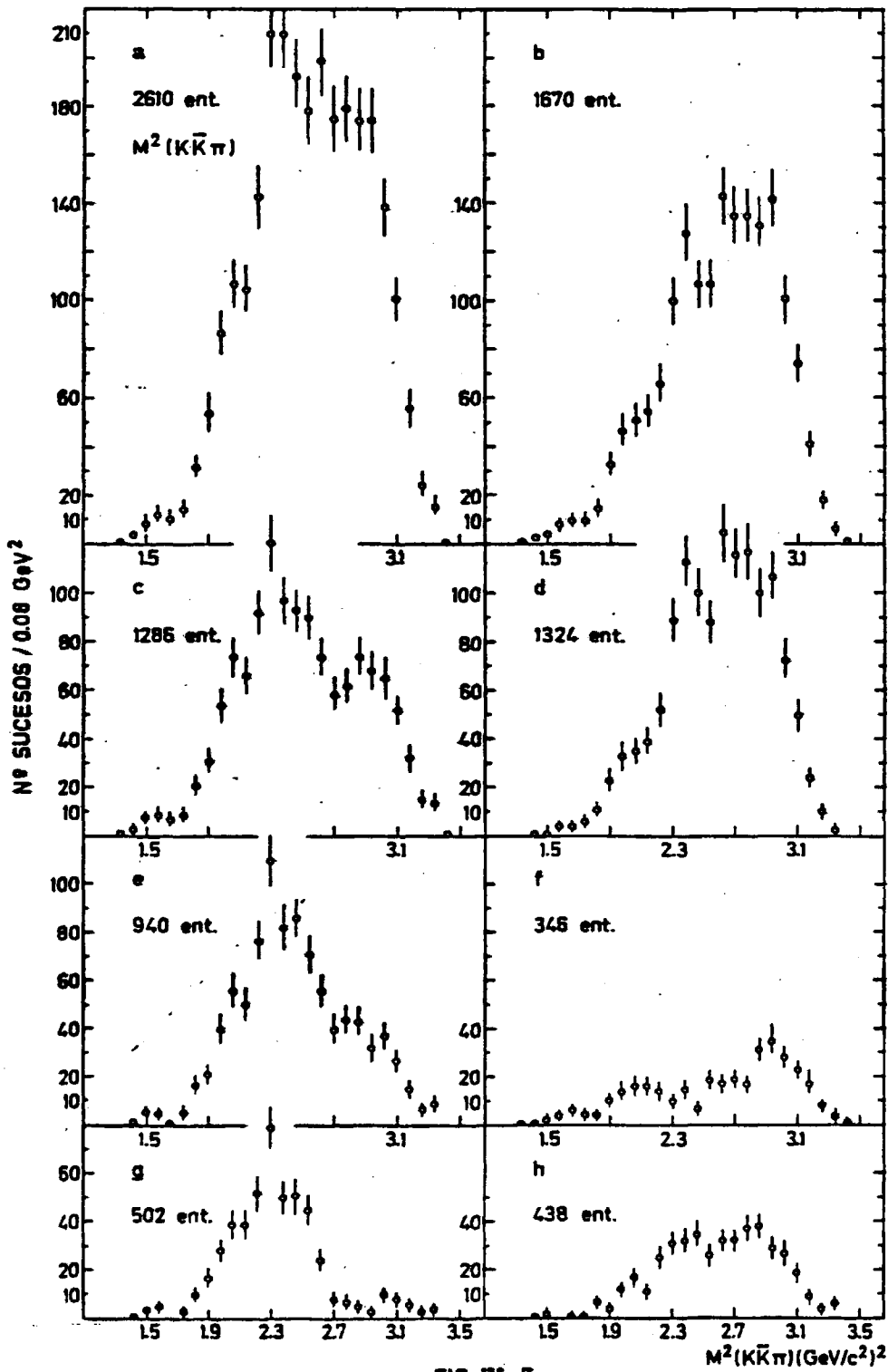


FIG. IV - 7

H2RES(K0) X H2RES(P10)
CANAL KOS(K0)PT-P1-



Fig. IV-8

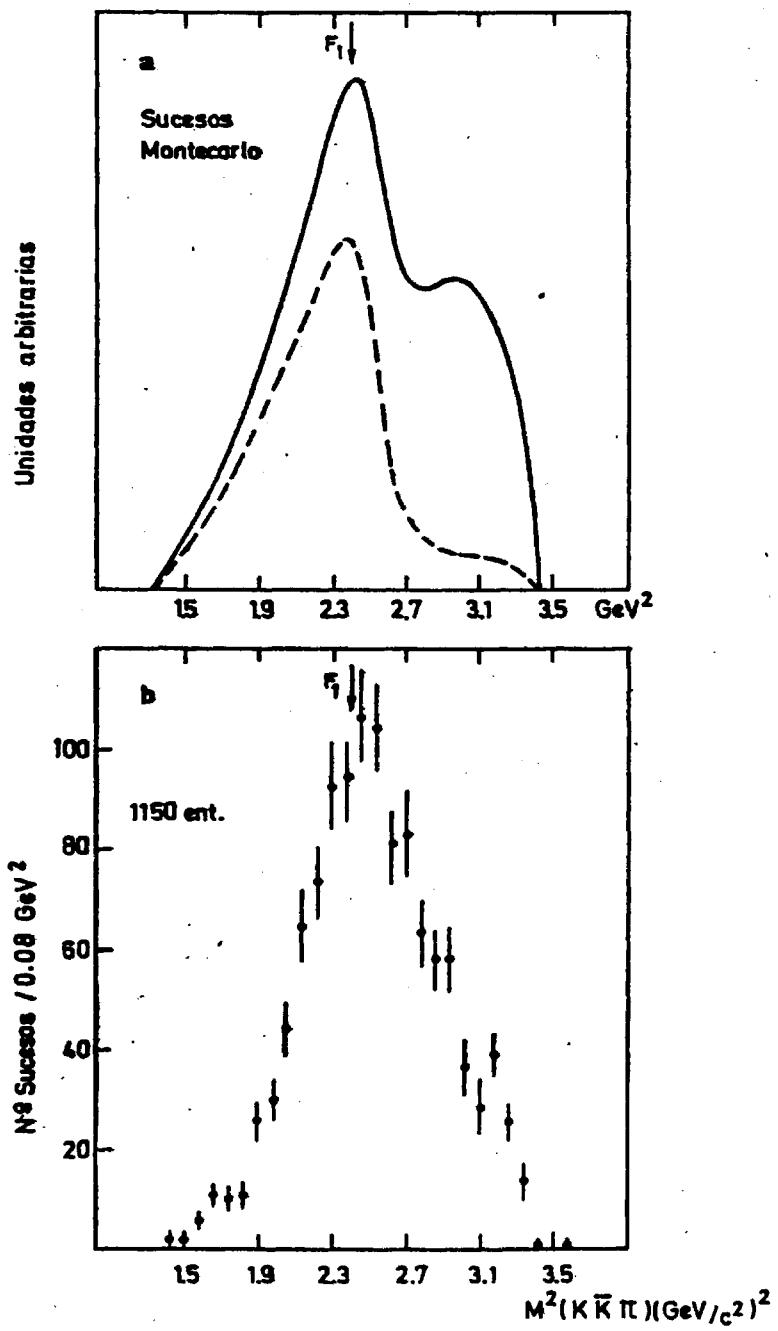


Fig. IV-9

SUCESOS AMBIGUOS 760 MeV (G.A.E.)

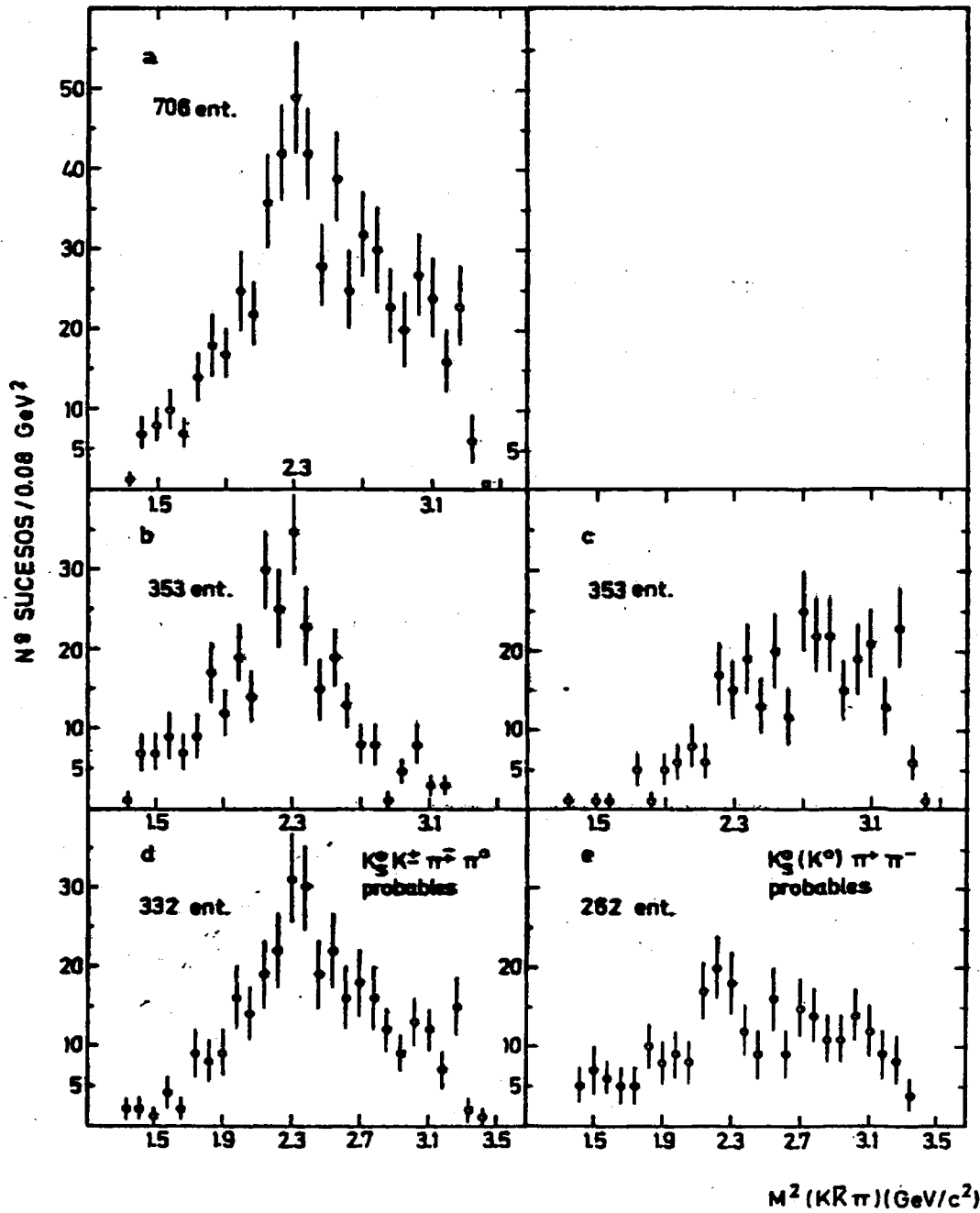
CANAL $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ (297 SUCESOS)

Fig. IV-10

CAPITULO V

ESTUDIO COMPARADO DE LOS CANALES $K_S^0 K_S^0 \rho$ Y $K_S^0 K_S^0 \omega$

V.1. Introducción

De entre los estados finales que estudiamos, el canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ ofrece una producción apreciable de mesón ρ (~ 260 sucesos) lo que nos permite el estudio del proceso $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \rho$ con un cierto detalle. Sus características de especial interés son las secciones eficaces, parcial y diferencial, y el estado de polarización del mesón ρ . Este interés nace del gran parecido existente entre los procesos

$$\begin{aligned} & \bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \rho \\ \text{y} & \quad \bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \omega \end{aligned}$$

Por una parte los mesones ρ y ω pertenecen ambos al nonete vectorial base de representación del grupo SU(3) con $J^P = 1^-$. Por otra los dos presentan una composición en quarks muy análoga

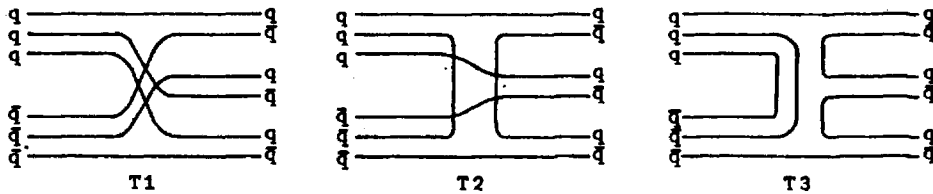
$$\begin{aligned} |\rho\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \\ |\omega\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle) \end{aligned}$$

Esta similitud implica que esperemos características comunes en la producción de ambos estados finales. Esto está apoyado por el modelo de reagrupamiento de quarks que hace predicciones concretas sobre el comportamiento de estas dos reacciones (26, 27).

El antiguo modelo de reagrupamiento de quarks (26) supone que los seis quarks presentes en el estado inicial de una interacción antiprotón-protón se reagrupan dos a dos (quark-

antiquark) dando lugar a estados finales de tres mesones.^(*) Estos pueden a su vez desintegrarse en otros explicando así la existencia de estados finales con cuatro o mas partículas. Un reagrupamiento puro de quarks, por no considerar la aniquilación y creación de pares quark-antiquark, no explica la posible presencia de partículas extrañas en el estado final y por lo tanto las predicciones de este modelo están muy lejos de los resultados experimentales. Sin embargo, el modelo no deja de ser sugestivo en cuanto que la relación entre los valores predichos para estados finales sin partículas extrañas están en bastante acuerdo con la experiencia.

Estos problemas desaparecen en el nuevo modelo (27). Este, de acuerdo con la regla de OZI (28), admite procesos en que tiene lugar la aniquilación-creación de pares quark-antiquark. Este proceso está desfavorecido frente al simple reagrupamiento de quarks que sigue siendo el mecanismo principal responsable de la interacción. Podemos representar estos procesos por diagramas de la forma



El diagrama T1 domina sobre un diagrama del tipo T2 y éste sobre uno del tipo T3. Suponemos la coherencia de los procesos de tal forma que la amplitud total de una reacción se

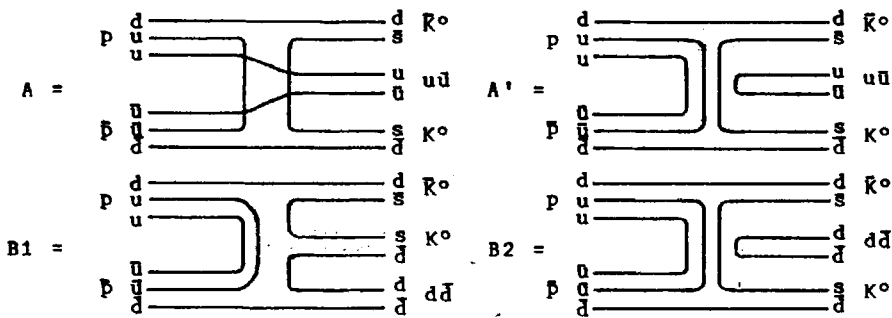
(*) El modelo solo considera interacciones en el estado de onda s. La amplitud de reagrupamiento en los mesones $m_1 m_2 m_3$ viene dada por

$$A = (2s + 1) \frac{1}{3!} \sum_{\substack{m_1 m_2 \\ m_3}} \Sigma' \langle m_1 m_2 m_3 | s s_z \rangle$$

$\Sigma' = \text{suma de permutaciones}$

obtiene como suma de las amplitudes correspondientes a todos los posibles diagramas responsables.

Las reacciones $\bar{p}p + K_S^0 K_S^0 \rho$ y $\bar{p}p + K_S^0 K_S^0 \omega$ pueden estar mediadas por los siguientes diagramas



Llamamos

$$A = A + A' \quad (\bar{p}p + K_S^0 K_S^0 u\bar{u})$$

$$B = B1 + B2 \quad (\bar{p}p + K_S^0 K_S^0 d\bar{d})$$

En virtud de la composición en quarks de los mesones ρ y ω , las amplitudes para los procesos que estudiamos son

$$T(K_S^0 K_S^0 \rho) = \frac{1}{\sqrt{2}} (A - B)$$

$$T(K_S^0 K_S^0 \omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} (A + B)$$

Puesto que la amplitud A domina sobre B esperamos en un primer orden que ambas reacciones sean iguales en sus características. Las diferencias que observemos experimentalmente nos permitirán calcular el grado de supresión de B respecto de A.

Las características mas importantes que esperamos coincidan entre ambas reacciones son:

- a) Sección eficaz parcial

b) Sección eficaz diferencial

c) Polarización del mesón vectorial

La sección eficaz parcial del canal $K_S^0 K_S^0 \rho$ ya ha sido estudiada en el capítulo III pero haremos aquí una determinación mas precisa con objeto de compararla con la obtenida para $K_S^0 K_S^0 \omega$ en ref. 30

La determinación de la sección eficaz diferencial presentada en la reacción $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \rho$ es una dificultad insalvable. El mesón ρ es de gran anchura y se produce en el canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ acompañado de un importante ruido de fondo (fig. V.1.a). Por otro lado es muy difícil hacer predicciones sobre la forma del fondo en la sección eficaz diferencial para restar su contribución. Aunque el estudio de la reacción $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \omega$ es en este sentido mucho mas simple por la alta relación resonancia/fondo (fig. V.1.b), la imposibilidad de realizar la comparación lo hacen innecesario.

La polarización de una resonancia se puede determinar a partir de su distribución angular de desintegración. Ya veremos la íntima relación existente entre ambas. El estudio de la distribución angular no presenta los problemas que, relativos al fondo, presenta la distribución angular de producción. A nuestra energía esperamos que el fondo $\pi\pi$ se encuentre fundamentalmente en onda s, lo que se refleja en una distribución uniforme en su desintegración, fondo facilmente separable. Para resonancias de espín unidad mostraremos que un único parámetro es suficiente para definir completamente su estado de polarización. La comparación de polarizaciones de los mesones ρ y ω se hace entonces inmediata. La polarización del mesón ω ya ha sido estudiada en otro trabajo que mas adelante comentaremos por lo que estudiaremos aquí la correspondiente al mesón ρ .

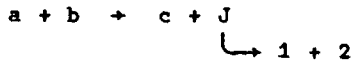
Los valores de las secciones eficaces parciales de los canales comentados y la polarización de los mesones ρ y ω nos

permitirán comprobar de forma experimental las predicciones del nuevo modelo de reagrupamiento de quarks.

V.2. Polarización del mesón ρ

V.2.1. Parametrización

Sea una reacción de la forma



en donde ambas flechas indican procesos fuertes. Sea λ_i la helicidad de la partícula i , J y Λ el espín y la helicidad de la resonancia J y w_0 la energía total en el centro de masas de la reacción. Llamamos matriz densidad a la familia de valores

$$\rho_{AA}^J, \omega \int d\Omega_0 \sum_{\lambda_a \lambda_b \lambda_c} \langle \bar{p}_f \lambda_c \Lambda | T(w_0) | \bar{p}_i \lambda_a \lambda_b \rangle \langle \bar{p}_f \lambda_c \Lambda' | T(w_0) | \bar{p}_i \lambda_a \lambda_b \rangle^*$$

\bar{p}_i y \bar{p}_f son los momentos de la partícula a y de la resonancia J respectivamente en el sistema centro de masas. $\Omega_0 = (\phi_0, \theta_0, 0)$ es el ángulo de producción de J en el mismo sistema cuando la partícula a incide según el ángulo $(0, 0, 0)$. $T(w_0)$ informa sobre la producción estando relacionado con la matriz S por

$$S(w_0) = I + i T(w_0)$$

ρ_{AA}^J , está normalizada según

$$\sum_A \rho_{AA}^J = 1$$

y presenta las siguientes propiedades:

a) ρ_{AA}^J , es una matriz hermitica y por ello:

- a1) Para n posibles valores de Λ ó Λ' , solo existen $n(n+1)/2$ términos independientes
- a2) Los términos diagonales son reales
- b) Si el eje de cuantificación se encuentra en el plano de producción, como es nuestro caso pues estamos trabajando en la base de helicidad, la conservación de paridad en la producción conduce a la expresión

$$\rho_{\Lambda\Lambda'}^J = (-1)^{\Lambda-\Lambda'} \rho_{-\Lambda-\Lambda'}^J$$

que impone nuevas relaciones entre los elementos de la matriz densidad.

El significado de los términos diagonales de la matriz densidad es inmediato. $\rho_{\Lambda_i\Lambda_i}^J$ representa la probabilidad de que la resonancia J se produzca en el estado de helicidad Λ_i .

Para el caso de resonancias con $J = 1$, caso de los mesones ρ y ω , los estados de helicidad posibles son $-1, 0$ ó $+1$. De los términos diagonales solo uno es independiente, pues los tres están ligados por las dos ecuaciones

$$\begin{aligned}\rho_{11}^1 &= \rho_{-1-1}^1 \\ \rho_{00}^1 &= 1 - 2\rho_{11}^1\end{aligned}$$

El valor de solamente uno de ellos, ρ_{11}^1 por ejemplo, nos da toda la información sobre la polarización de la resonancia. Los valores típicos posibles son los siguientes:

$\rho_{11}^1 = 0$. Entonces $\rho_{00}^1 = 1$ y la resonancia se produce con helicidad $\Lambda = 0$ ó transversalmente polarizada.

$\rho_{11}^1 = \frac{1}{3}, \rho_{00}^1 = \frac{1}{3}$. La resonancia tiene la misma probabilidad de producirse en cualquiera de los estados de helicidad.

Decimos que se produce no polarizada.

$\rho_{11}^1 = \frac{1}{2} \rho_{00}^1 = 0$. La resonancia se produce con helicidad $A = \pm 1$ ó longitudinalmente polarizada.

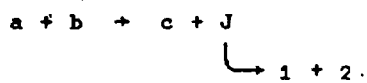
Los valores de ρ_{11}^1 comprendidos entre los comentados indican polarizaciones parciales en uno u otro sentido.

V.2.2. Métodos experimentales

Los métodos nos son especialmente útiles para determinar la polarización de una resonancia a partir de un conjunto de datos experimentales

A) Estudio de la distribución angular de desintegración

Sea nuevamente la reacción



La distribución angular de desintegración de la resonancia J en reposo está relacionada con su polarización a través de la expresión (28)

$$I(\Omega) = \left(\frac{2J+1}{4\pi}\right) \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \rho_{\lambda_1 \lambda_2}^J D_{\lambda_1 \lambda_2}^{J*}(\phi, \theta, 0) D_{\lambda_1 \lambda_2}^J(\phi, \theta, 0) g_{\lambda_1 \lambda_2}^J$$

que está normalizada a

$$\int I(\Omega) d\Omega = 1$$

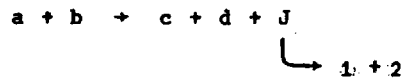
cuando

$$\sum_{\lambda} \rho_{\lambda \lambda}^J = 1 \quad \text{y} \quad \sum_{\lambda_1 \lambda_2} g_{\lambda_1 \lambda_2}^J = 1$$

$\Omega = (\phi, \theta, 0)$ es el ángulo de producción de la partícula 1 en

el sistema de reposo de J y $D_{\lambda\lambda}^J$ son las matrices de Wigner, representación del grupo de rotaciones. $g_{\lambda_1\lambda_2}^J$ está relacionada con la probabilidad de desintegración de J^1 en las partículas 1 y 2 con helicidades λ_1 y λ_2 respectivamente.

Para una reacción del tipo



la distribución angular de desintegración de J adopta una expresión semejante a la comentada. La propiedad b de la matriz densidad no ha de ser cierta cuando c y d no están contenidas en el plano de producción de J , como es el caso general, salvo que el momento angular total del sistema cd sea perfectamente conocido.

El desarrollo de la distribución angular comentada anteriormente proporciona, para una resonancia con $J = 1$, la expresión explícita siguiente

$$I(\phi, \theta) = \frac{3}{4\pi} [\rho_{11} \sin^2 \theta + (1 - 2\rho_{11}) \cos^2 \theta - \rho_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin^2 \theta \cos \phi]$$

Observamos que la distribución depende únicamente de la parte real de los elementos de la matriz densidad, lo que es extensible para cualquier valor de J .

B) Estudio de los momentos

Llamamos momentos $H(LM)$ a los valores medios experimentales de las matrices $D_{M0}^L(\phi, \theta, 0)$, (*) es decir

(*) Las matrices de Wigner están relacionadas con los armónicos esféricos por la relación

$$D_{m0}^{l*}(\phi, \theta, 0) = \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Y_m^l(\phi, \theta, 0)$$

$$H(LM) = \langle D_{M_0}^L(\phi, \theta, 0) \rangle = \int I(\Omega) D_{M_0}^L(\Omega) d\Omega$$

Como ya hemos visto, $I(\Omega)$ presenta una dependencia respecto la producción resonante y otra respecto de la desintegración, dependencia que podemos separar en los momentos factorizándolos de la forma

$$H(LM) = t_{LM}^{J*} f_L^J$$

donde

$$t_{LM}^{J*} = \sum_{\Lambda\Lambda'} \rho_{\Lambda\Lambda'}^J [JA' LM|JA]$$

son los llamados parámetros multipolares, relacionados con la producción y

$$f_L^J = \sum_{\lambda_1\lambda_2} g_{\lambda_1\lambda_2}^J [J\lambda L_0|J\lambda]$$

son factores relacionados con la desintegración.

Sus principales propiedades son

a) Por definición

$$t_{LM}^{J*} = 0 \quad \text{si } J > 2L$$

$$f_L^J = 0 \quad \text{si } J > 2L$$

b) Si el eje de cuantificación está contenido en el plano de producción y la paridad se conserva en la producción

$$t_{LM}^{J*} = (-1)^2 t_{LM}^J$$

c) Si se conserva paridad en la desintegración

$$f_L^J = 0 \quad \text{para } L \text{ impar}$$

Como consecuencia de estas propiedades, cuando se cumplen todas las condiciones, los momentos presentan las siguientes características

- i) $H(LM)$ es real
- ii) $H(00) = k$ con $k = \int I(\Omega) d\Omega$
- iii) $H(LM) = 0$ si $L > 2J$
- iv) $H(LM) = 0$ si L es impar
- v) $H(LM) = (-1)^M H(L-M)$

Vemos que los momentos nos proporcionan la información elaborada de manera útil. La producción en onda S da lugar a momentos nulos en todos los órdenes, excepto $H(00)$. El comportamiento de los momentos en distintos intervalos de masa permite detectar estados intermedios con $L > 1$ como pueden serlo resonancias o interferencias.

En el caso que nos ocupa, el mesón ρ posee espín $J = 1$. Quiere esto decir que, en virtud de las propiedades comentadas para los momentos, solamente tres de ellos son independientes; sean $H(20)$, $H(21)$ y $H(22)$. Estos momentos están relacionados con la matriz densidad a través de los parámetros multipolares. El desarrollo de esta relación, teniendo en cuenta que $\rho_{00}^1 = 1$, nos lleva a las expresiones siguientes

$$\begin{aligned}\rho_{11} &= -\frac{5}{6} H(20) + \frac{1}{3} \\ \rho_{1-1} &= -\frac{5}{\sqrt{6}} H(22) \\ \text{Re } \rho_{10} &= \frac{5}{2\sqrt{3}} H(21)\end{aligned}$$

El conocimiento de los tres momentos señalados nos permite determinar inmediatamente la polarización de la resonancia.

V.2.3. Determinación experimental

El estudio del mesón ρ en el canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ (1948 sucesos) presenta algunas dificultades debidas principalmente a tratarse de una resonancia de gran anchura y que se produce en la parte superior del espacio de fases. La forma del fondo es entonces difícil de estimar (fig. V.1.a). Hemos evitado en gran medida el primer problema haciendo el corte en la masa del sistema $K\bar{K}$

$$M(K\bar{K}) < 1.15 \text{ GeV}$$

Los sucesos fuera de este corte disponen de muy poca energía en el sistema $\pi\pi$ y éste se produce generalmente en forma de espacio de fases. Con dicha selección el mesón ρ se hace pues, mucho mas nítido y de mas fácil estudio (fig. V.1.a).

Un estudio previo del comportamiento de los momentos nos ha mostrado la existencia de efectos en la zona de bajas masas del sistema $\pi\pi$ probablemente debidos a reflexiones de canales competitivos. Hemos eliminado dicho efecto mediante el corte

$$M(\pi\pi) < .5 \text{ GeV}$$

obteniendo finalmente una muestra de 596 sucesos.

Hemos determinado la polarización del mesón ρ mediante un ajuste por máxima verosimilitud (9) a la muestra experimental. Hemos construido para ello la amplitud de probabilidad total como suma incoherente de una amplitud correspondiente a la producción del mesón ρ mas una amplitud de producción de fondo no resonante de la forma siguiente:

$$A = A_\rho(M, \Omega) + A_F(M, \Omega)$$

Cada una de estas amplitudes ha sido construida, como ya explicamos en el apartado III.3 en base a considerar los

términos correspondientes a la producción, la propagación y la desintegración. Esta dependencia en la desintegración la suponemos en ambos casos independiente de la masa del sistema $\pi\pi$. Para el caso de la producción mediada por el mesón ρ , el cuadrado de la amplitud de desintegración representa la distribución angular de desintegración, $I(\Omega)$, que como hemos visto en este mismo capítulo podemos parametrizar en términos de la matriz densidad. Para el fondo suponemos su distribución angular de desintegración constante.

Sea α la porción de muestra que tiene lugar a través del mesón ρ . La probabilidad de tener lugar un cierto suceso puede escribirse

$$P(M, \Omega) = \alpha \cdot BW(M, M_\rho, \Gamma_\rho) \cdot I(\Omega) + (1-\alpha) \frac{1}{4\pi} P_n(M, M_\rho)$$

siendo M la masa invariante del sistema $\pi\pi$, Ω el ángulo que forma la dirección de los dos π en el centro de masa $\pi\pi$ y P_n un polinomio de grado n en $(M-M_\rho)$.

Puesto que nuestra reacción tiene lugar a relativa baja energía, estamos en condiciones de suponer que el momento angular orbital entre los dos mesones K , que acompañan al ρ , es $L = 0$. Puesto que el mesón K es de espín cero, el momento angular total de ambos está bien determinado, $J = 0$. Podemos entonces utilizar para la distribución angular de desintegración de la resonancia ρ la misma expresión relacionada con la matriz densidad que se deduce en una producción cuasidoscuerpos, que es

$$I(\phi, \theta) = \frac{3}{4\pi} [\rho_{11} \sin^2 \theta + (1-2\rho_{11}) \cos^2 \theta - \rho_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin^2 \theta]$$

Para la distribución de Breit-Wigner hemos utilizado en los cálculos una expresión con anchura dependiente de la energía de la forma

$$BW(M, M_\rho, \Gamma_\rho) = \frac{M\Gamma}{(M^2 - M_\rho^2)^2 + M^2\Gamma^2}$$

con
$$\Gamma = \Gamma_\rho \left(\frac{q}{q_\rho}\right)^3$$

siendo

q , momento de uno de los π en el centro de masas $\pi\pi$
 y q_ρ , momento de uno de los π en el centro de masas $\pi\pi$
 cuando $M(\pi\pi) = M_\rho$.

El número de parámetros desconocidos en la expresión de la probabilidad son cuatro (ρ_{11} , ρ_{1-1} , $\text{Re } \rho_{10}$ y α) mas los necesarios para el fondo polinómico.

La función de verosimilitud se construye como

$$L = \prod_{i=1}^N P(M_i, \Omega_i)$$

donde N es el número de sucesos. Se han calculado los parámetros que la hacen máxima mediante la determinación del mínimo de $-\ln L$, realizado mediante el programa MINUIT(8). En el cálculo se ha prescindido a priori de aquellas familias de parámetros que no permitían la verificación de las llamadas condiciones de positividad (*) de la matriz de densidad.

Hemos realizado varios ajustes sobre distintos intervalos de masa del sistema $\pi\pi$ centrados en la masa del mesón ρ .

(*) Estas condiciones vienen impuestas por la condición hermitica de la matriz $\rho_{\Lambda\Lambda}$, y su carácter probabilístico como producto normalizado de amplitudes. Para el caso de espín $J = 1$ son las siguientes (29)

$$\begin{aligned} \rho_{11} &\geq |\rho_{1-1}| \\ \rho_{00}(\rho_{11} - \rho_{1-1}) &\geq 2 |\rho_{10}|^2 \end{aligned}$$

Un intervalo estrecho presenta una relación de sucesos resonancia/fondo superior a la de uno ancho pero el ajuste del fondo puede presentar ambigüedades. En un intervalo ancho, el fondo puede ser mejor determinado pero precisaría de una interpretación mas rigurosa lo que dificulta el ajuste. Los resultados mas sobresalientes se han obtenido en el intervalo de masa $\pi\pi$ (.6 GeV, .92 GeV) utilizando un polinomio de primer grado para el fondo

$$P_1(M, M_\rho) = 1 + \beta(M - M_\rho)$$

Las características del ajuste son las siguientes:

Nº de sucesos = 462

$$\alpha = .64 \pm .09 \quad (296 \pm 42 \text{ sucesos})$$

$$\beta = .36 \pm .09 \quad (166 \pm 42 \text{ sucesos})$$

$$\rho_{11} = .5 \pm .03$$

$$\rho_{1-1} = -.04 \pm .05$$

$$\text{Re } \rho_{10} = -.01 \pm 2.$$

La fig. V.2 muestra la interpretación que estos resultados dan del espectro de masa $\pi\pi$ y de las distribuciones angulares polar y acimutal de desintegración. En cada gráfica se muestra el valor de χ^2 entre los espectros experimental y teórico sobre el número de grados de libertad.

Los resultados muestran claramente que la producción del mesón ρ tiene lugar con polarización longitudinal. Esta es la idea que podría esperarse del aspecto experimental de la distribución angular polar de desintegración del sistema $\pi\pi$, estudiando la expresión $I(\theta, \phi)$ en los casos típicos.

V.3. Comparación de resultados

V.3.1. Secciones eficaces

Las secciones eficaces de los dos procesos que estudiamos han sido ya determinadas mediante análisis globales de los canales con estado final en cuatro cuerpos comentados en el capítulo III de este trabajo y de canales con estado final en cinco cuerpos en ref. (6), obteniéndose los valores

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \rho) = 29 \pm 6 \text{ } \mu\text{b}$$

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \omega) = 59 \pm 7 \text{ } \mu\text{b}$$

No nos parece conveniente sin embargo comparar estos resultados, pues la baja energía de que en general disponen los sistemas $\pi\pi$ y $\pi\pi\pi$ en ambos casos desfavorece una buena interpretación con los elementos de matriz de los mesones ρ y ω por lo que aquellos valores merecen una credibilidad relativa. Utilizaremos por ello en nuestro trabajo los resultados de los ajustes realizados para el estudio de las polarizaciones de ambos mesones.

Hemos comentado el ajuste realizado para el mesón ρ en el apartado anterior. Hechas las selecciones de sucesos con $M(K\bar{K}) < 1.15 \text{ GeV}$ y $0.6 \text{ GeV} < M(\pi\pi) < .92 \text{ GeV}$ se obtuvieron 296 ± 42 sucesos con producción de mesón ρ . Utilizando el factor $r_\sigma = 0.113 \pm 0.006 \text{ } \mu\text{b/suceso}$ correspondiente al canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ que aparece en la tabla III.2 y corrigiendo por los sucesos perdidos en el corte en masa del sistema $\pi\pi$ obtenemos

$$\sigma_m(\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \rho) = 39.7 \pm 5.9 \text{ } \mu\text{b}$$

El proceso $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \omega$ ha sido estudiado con detalle en ref. (30), trabajo que ya comentaremos. Los resultados allí obtenidos con el mismo corte en la masa del sistema $K\bar{K}$ conduce a la sección eficaz

$$\sigma_m(\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \omega) = 57.6 \pm 3.4 \mu\text{b}$$

donde hemos corregido por todas las desintegraciones no detectadas del mesón ω .

Estas secciones eficaces no son aún así comparables. Aunque ambos mesones son de masas muy parecidas, $\rho(776 \text{ MeV})$ y $\omega(783 \text{ MeV})$, sus características son muy distintas; el mesón ρ es muy ancho ($\sim 160 \text{ MeV}$) siendo el mesón ω muy estrecho ($\sim 10 \text{ MeV}$). Ambos se producen en una zona del espacio de fases de rápida variación lo que los afectará en un principio de forma distinta pudiendo quedar la producción de uno desfavorecida frente a la del otro. Hemos estudiado las correcciones a realizar por este efecto mediante un método Montecarlo (9). Hemos generado para ello sucesos de los canales $K_S^0 K_S^0 \rho$ y $K_S^0 K_S^0 \omega$ a nuestra misma energía y con el corte en la masa del sistema $K\bar{K}$ realizado en las determinaciones experimentales. La relación entre sus integrales de normalización ha sido

$$\alpha = \frac{I(\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \omega)}{I(\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \rho)} = 1.15$$

Comparamos las secciones eficaces experimentales corregidas por este factor obteniendo

$$\frac{\sigma(K_S^0 K_S^0 \rho)}{\sigma(K_S^0 K_S^0 \omega)} = \alpha \frac{\sigma_m(K_S^0 K_S^0 \rho)}{\sigma_m(K_S^0 K_S^0 \omega)} = .79 \pm .13$$

Este valor es compatible con la unidad en 1.5 desviaciones típicas.

V.3.2. Polarizaciones

La polarización del mesón ω ha sido estudiada cuidadosamente en el canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \omega^0$ (1204 sucesos) en ref. (30). Se

utilizaron para ello los dos métodos comentados anteriormente

a) Estudio de la distribución angular de desintegración. El mismo razonamiento realizado para resonancias en dos cuerpos es válida para casos de desintegración en tres cuerpos. En este caso el estudio de la distribución angular se refiere a la normal al plano de desintegración de la resonancia en su sistema de referencia. La distribución angular viene dada en función de la polarización por la expresión

$$I(\Omega) = \left(\frac{2J+1}{4\pi}\right) \sum_{MM'} \rho_{MM'}^J \sum_{\mu} D_{M\mu}^{J*}(\phi, \theta, 0) D_{M, \mu}^J(\phi, \theta, 0) g_{\mu}^J$$

siendo $\Omega = (\phi, \theta)$ el ángulo que define la normal al plano de desintegración de la resonancia J en su sistema de referencia. El significado de g_{μ}^J es análogo al de $g_{\lambda_1 \lambda_2}^J$. μ es un número cuántico invariante bajo rotaciones del sistema y representa la proyección de \vec{J} sobre la normal al plano de las tres partículas. La matriz densidad ρ_{AA}^J , presenta las mismas propiedades de simetría que en el caso de desintegración de J a dos cuerpos.

El desarrollo de la ecuación anterior lleva a la expresión explícita

$$I(\phi, \theta) = \frac{3}{4\pi} \left| \rho_{11} \sin^2 \theta + (1 - 2\rho_{11}) \cos^2 \theta - \rho_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin^2 \theta \cos \phi \right|$$

semejante a la obtenida en el caso del mesón ρ , habiéndose de considerar el distinto significado de los ángulos θ y ϕ en ambos casos.

Un ajuste por máxima verosimilitud a la muestra experimental considerando la producción resonante de mesón ω y un fondo lineal en la masa del sistema 3π y de distribución angular uniforme en el intervalo $700 \text{ MeV} < M(\pi\pi\pi) < 860 \text{ MeV}$ ha conducido a los valores siguientes de la matriz densidad

$$\begin{aligned}\rho_{11} &= 0.36 \pm 0.02 \\ \rho_{1-1} &= -0.08 \pm 0.03 \\ \text{Re } \rho_{10} &= 0.00 \pm 0.02\end{aligned}$$

b) Estudio de los momentos

El estudio de los momentos del proceso $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \omega$ apenas difiere del realizado para $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \rho$. Con la elección comentada de la dirección espacial que nos permite estudiar la distribución angular de desintegración en tres cuerpos, ésta adopta para el mesón ω la misma dependencia respecto la polarización que en el caso del mesón ρ . Las mismas propiedades de simetría siguen siendo válidas con este criterio y las relaciones entre los momentos y la matriz densidad son las mismas en ambos casos.

Se han estudiado los momentos en seis intervalos del espectro $M(\omega\omega)$, uno de ellos centrado en la resonancia. Se han calculado para distintos valores de L siendo todos compatibles con cero excepto en el caso $L = 2$. Los momentos correspondientes a los sucesos resonantes se han determinado a partir de los momentos calculados sustrayéndoles el efecto del fondo que ha sido calculado en los intervalos contiguos al que comprendía la resonancia.

Estos momentos corregidos han sido

$$\begin{aligned}H(20) &= -0.03 \pm 0.02 \\ H(2\pm 1) &= -0.01 \pm 0.02 \\ H(2\pm 2) &= 0.04 \pm 0.02\end{aligned}$$

que nos proporcionan para la matriz densidad los valores

$$\begin{aligned}\rho_{11} &= 0.36 \pm 0.02 \\ \rho_{1-1} &= -0.08 \pm 0.03 \\ \text{Re } \rho_{10} &= -0.00 \pm 0.02\end{aligned}$$

en magnífico acuerdo con los obtenidos con el método anterior y lo que es exponente de la fiabilidad de ambos métodos.

Para obtener resultados en condiciones lo más análoga posible a los del mesón ρ se ha determinado igualmente la polarización del mesón ω prescindiendo de aquellos sucesos con $M(KK) > 1.15$ que ha conducido al valor

$$\rho_{11}(\omega) = 0.38 \pm 0.02$$

Este resultado muestra una ligera polarización longitudinal en la producción del mesón ω compatible con no polarización dentro de tres desviaciones típicas.

En la fig. (V.3) se representan los resultados del ajuste sobre el espectro de masa del sistema $\omega\omega$ y sobre las distribuciones polar y acimutal de desintegración. Se indican en ellos los valores del χ^2 entre los espectros experimental y ajustado junto con el número de grados de libertad en el ajuste.

En el mismo estudio para el mesón ρ obtuvimos

$$\rho_{11}(\rho) = 0.50 \pm 0.03$$

La comparación de ambas polarizaciones muestra una incompatibilidad en más de tres desviaciones típicas.

V.3.3. Comentarios

Hemos comentado en el apartado V.1 como el modelo de reagrupamiento de quarks predice la igualdad en primer orden en las amplitudes de producción de los mesones ρ y ω en los procesos $K_S^0 K_S^0 \rho$ y $K_S^0 K_S^0 \omega$. Esto se debía de traducir en la igualdad de las secciones eficaces de ambos canales y en las polarizaciones de los mesones ρ y ω . Hemos visto como en el primer

caso los resultados son compatibles en 1.6 desviaciones típicas siendo incompatibles en el segundo.

Los dos resultados comentados son sin embargo intrínsecamente muy diferentes. La sección eficaz de un cierto proceso es una característica cuantitativa del mismo mientras que la polarización constituye una característica puramente cualitativa en nuestro caso. Una amplitud de producción doble en un cierto proceso debe de traducirse en una sección eficaz cuadruple, siendo su efecto en la polarización en un principio impredecible. El resultado obtenido en la comparación de las secciones eficaces nos es entonces útil para estudiar el grado de supresión de las amplitudes con doble aniquilación-creación respecto de las de aniquilación y creación simple.

De acuerdo con las amplitudes construidas en el primer apartado del capítulo podemos escribir

$$\begin{aligned}\sigma'(\rho) &= |A + B|^2 \\ \sigma'(\omega) &= |A - B|^2\end{aligned}$$

donde los símbolos prima (') indican que se trata de valores ya corregidos por el correspondiente factor correctivo del espacio de fases, factores de los que nosotros solo hemos determinado su relación.

Aquellas expresiones conducen a

$$\begin{aligned}\sigma'(\rho) &= |A|^2 + |B|^2 + 2|A||B| \cos\phi \\ \sigma'(\omega) &= |A|^2 + |B|^2 - 2|A||B| \cos\phi\end{aligned}$$

siendo ϕ la diferencia de fase entre A y B. Suponiendo $|A| \gg |B|$ se llega inmediatamente a las relaciones

$$\begin{aligned}|A| &= \sqrt{\frac{\sigma'(\rho) + \sigma'(\omega)}{2}} \\ |B| &= \frac{\sigma'(\rho) - \sigma'(\omega)}{4} \frac{1}{|A|} \cos^{-1}\phi\end{aligned}$$

Puesto que solo disponemos de dos ecuaciones para tres valores desconocidos, únicamente podemos determinar dos de los parámetros en función del tercero. Haciendo la hipótesis de que $\cos\phi = -1$, los valores obtenidos para las secciones eficaces en el experimento conducen a

$$\frac{|B|}{|A|} = 0.057 \pm 0.048$$

En el supuesto de que nuestra última hipótesis no sea muy incorrecta este resultado muestra una supresión como mucho del orden del 15% de las amplitudes de los procesos con doble aniquilación-creación de quarks con respecto a los de única aniquilación-creación.

Los resultados comentados no permiten hacer una evaluación clara sobre la validez del nuevo modelo de reagrupamiento. Los valores de las secciones eficaces para ambos procesos son compatibles con las predicciones del modelo y el resultado de la estimación relativa de la supresión de la amplitud de segundo orden es compatible en menos de una desviación típica con la determinada por Logan et al (27) que obtenían el valor 0.13 ± 0.08 . La contribución de las amplitudes discutidas a la polarización de una resonancia no es en principio trivial. Esto impide de momento utilizarlas para ningún tipo de hipótesis.

DESCRIPCION DE FIGURAS

Fig. 1. Espectro de masa invariante de los sistemas $\pi\pi$ y $\pi\pi\pi$ en los canales

$$y \quad \begin{array}{l} K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \\ K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^0 \end{array}$$

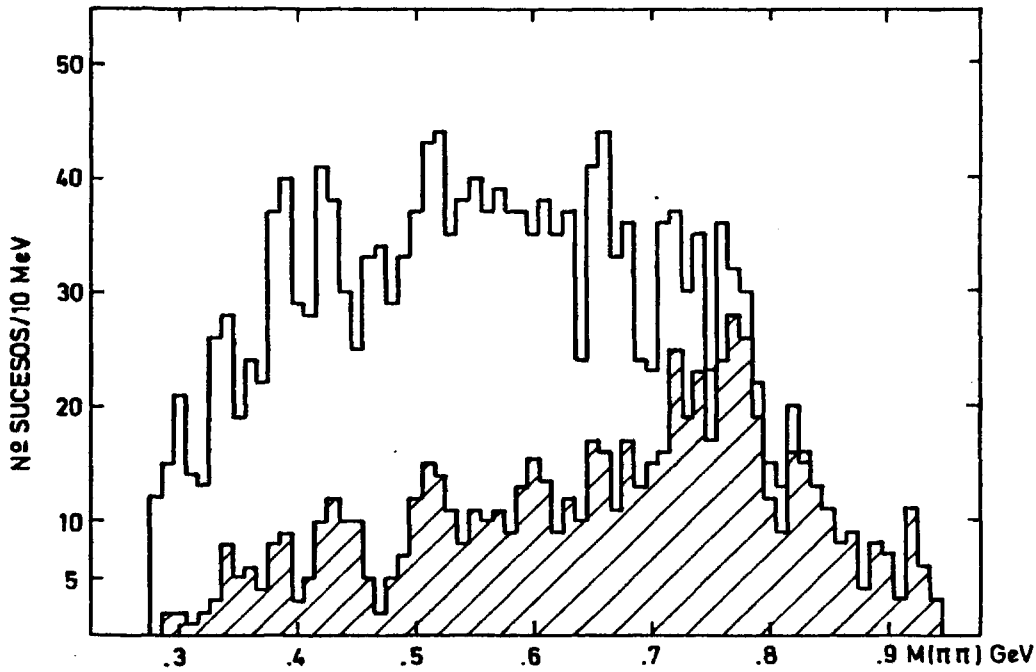
El espectro rayado corresponde a aquellos sucesos que verifican la selección

$$\text{Masa } (K_S^0 K_S^0) < 1.15 \text{ GeV}$$

Fig. 2. Resultados del ajuste descrito en el texto a los espectros de masa invariante, coseno del ángulo polar de desintegración, θ , y ángulo acimutal de desintegración, ϕ , del sistema $\pi\pi$ del canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Sucesos con la selección $M(K_S^0 K_S^0) < 1.15 \text{ GeV}$.

Fig. 3. Misma figura anterior para el sistema $\pi\pi\pi$ del canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ y para sucesos con la misma selección en $M(K_S^0 K_S^0)$. El ajuste está obtenido de ref. (30) y descrito en nuestro texto.

CANAL $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ (1948 SUCESOS)



Canal $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ (1204 sucesos)

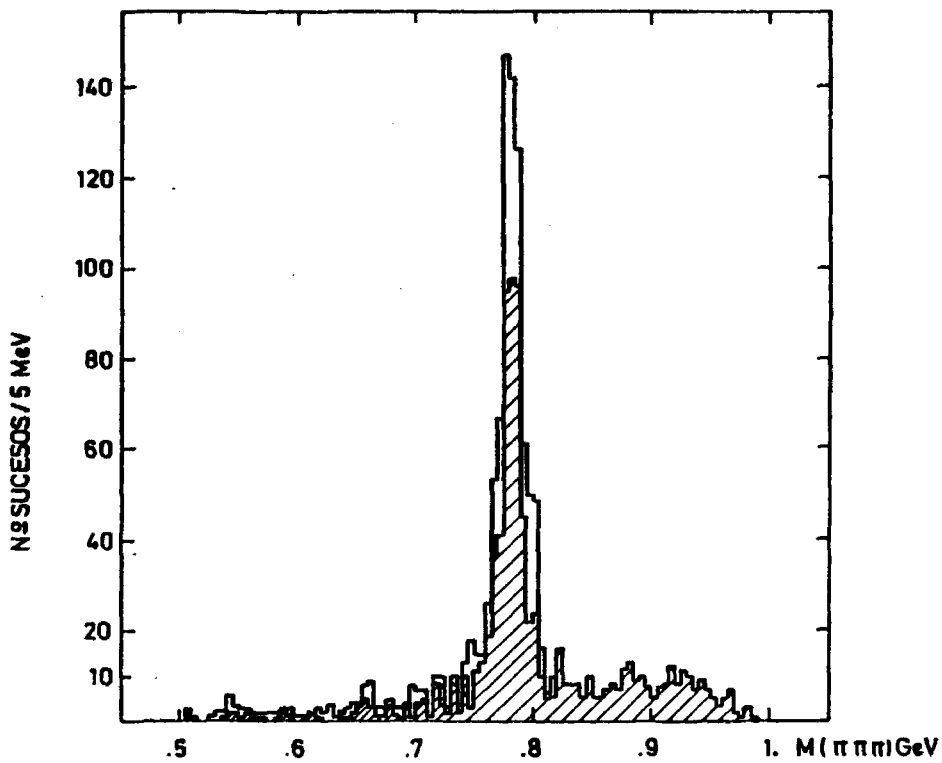
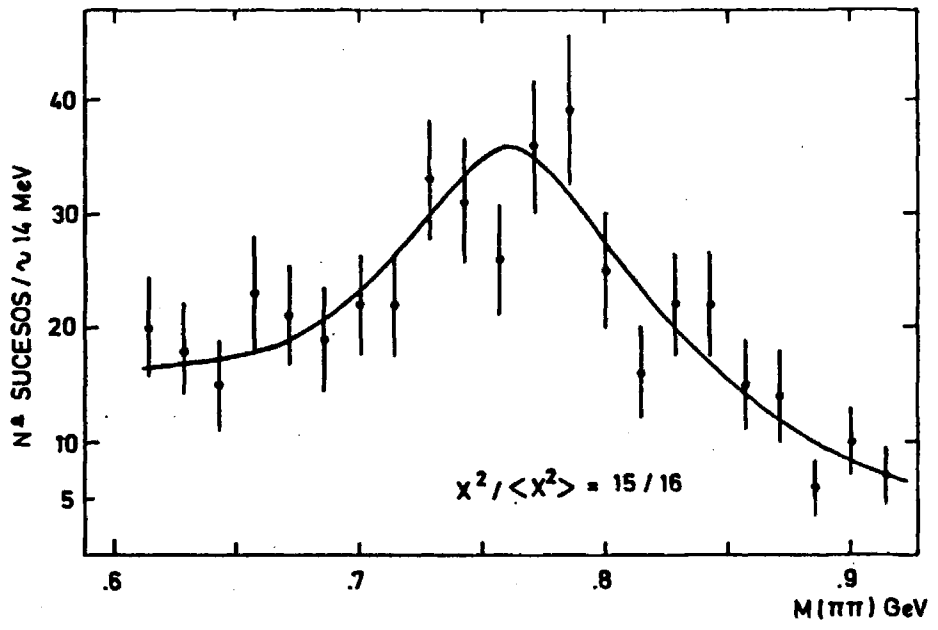


Fig.- V.1

PROCESO $\bar{P}P \rightarrow K_S^0 K_S^0 p \rightarrow \pi^+\pi^-$ (462 SUCECOS)



Desintegración de ρ

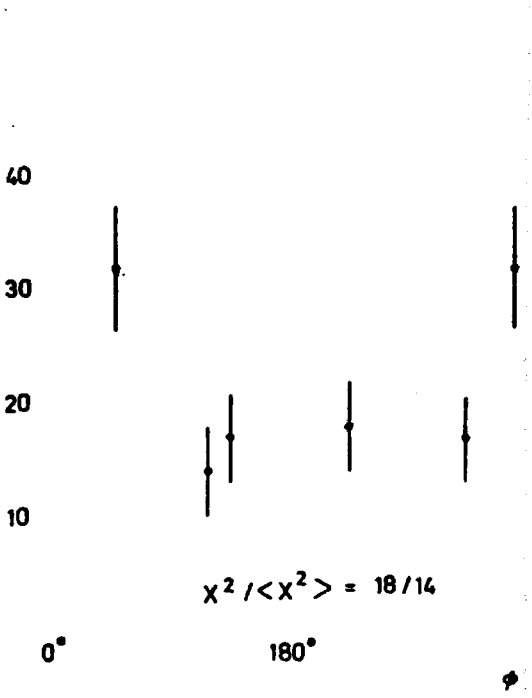
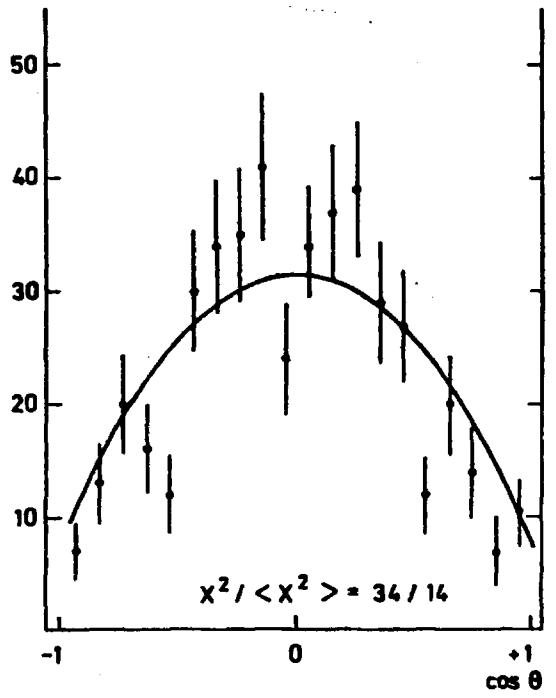
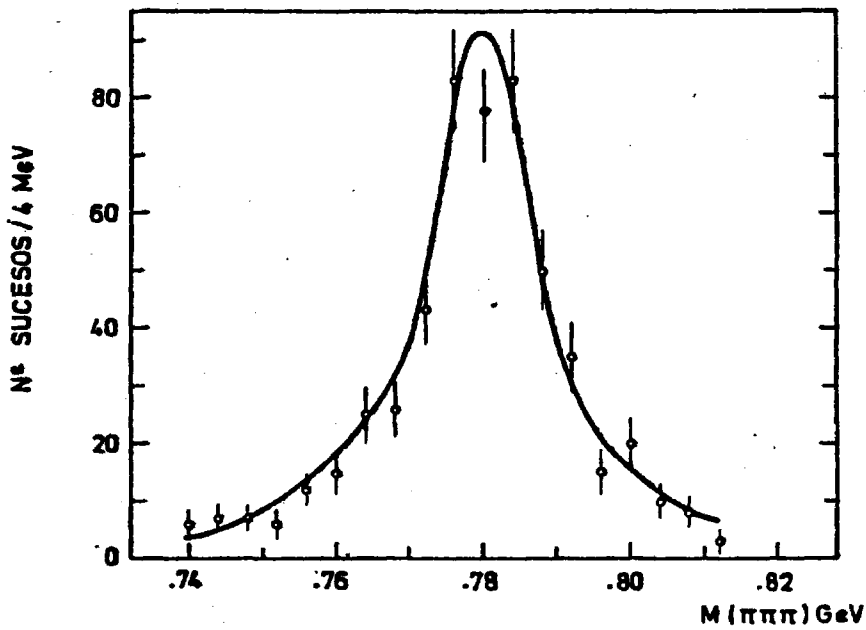


Fig..V. 2

PROCESO $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \omega$ (538 SUCEOS)
 $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$



Desintegración de ω

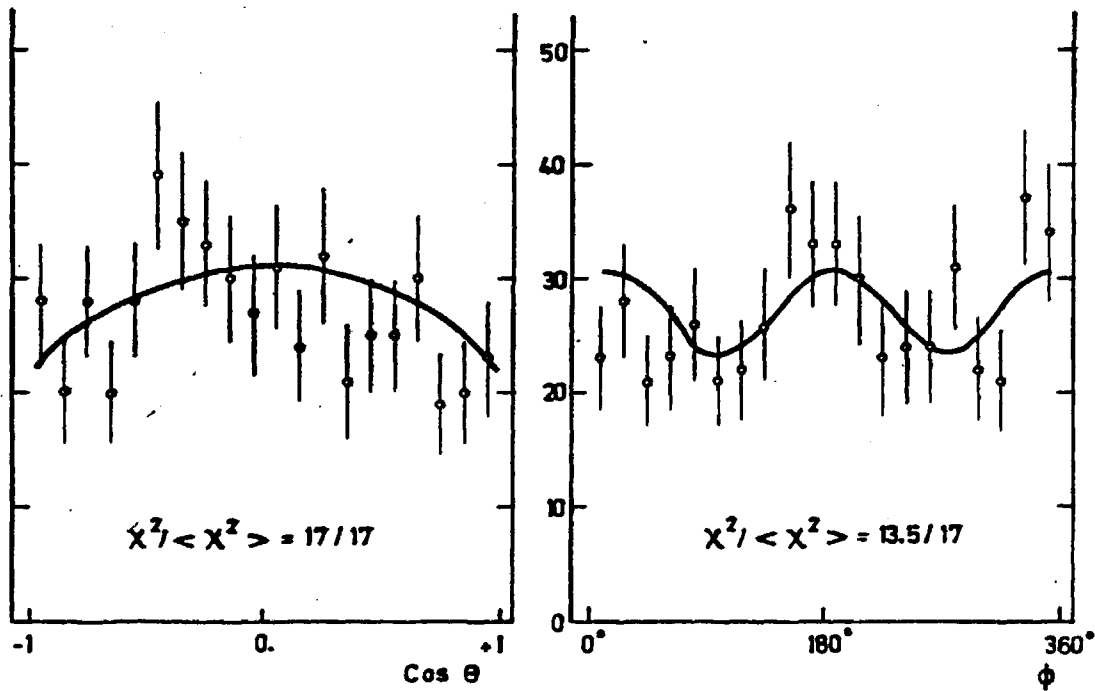


FIG. V.3

CAPITULO VI

ESTUDIO DE LA SIMETRIA CP EN INTERACCIONES FUERTES

VI.1. Introducción

El estado experimental actual del comportamiento de las distintas interacciones fundamentales frente a las simetrías mas importantes se pueden resumir en el cuadro siguiente (34). "c" indica que la interacción conserva la simetría correspondiente y "nc" que no la conserva (*).

PARTICULAS	ESQUEMAS TEORICOS	INTERACCIONES	SIMETRIAS APROX.				
		NOMBRE	SU(3)	I	I ₃ , S, P, C	PC	
Leptones ν_e, ν_μ e, μ	Acoplamiento V-A	Muy débil	nc	nc	nc	nc	
		Débil	nc	nc	nc	c	
Fotón	QED	Electro-magnética	nc	nc	c	c	
Hadrones bariones mesones	Corrientes hadrónicas						Fuerte
		Difracción I. Regge Dualidad	Muy fuerte	c	c	c	c

Este cuadro está elaborado desde el punto de vista puramente experimental y su principal interés es el de destacar los distintos grupos de conservación de las simetrías. Queremos con ello señalar que la existencia de interacciones muy débiles y muy fuertes no está comprobada ni es generalmente aceptada.

La segunda columna muestra los principales esquemas

(*) No están incluidas en la tabla las simetrías debidas a los números cuánticos correspondientes a los últimos quarks necesarios (encanto y posiblemente, belleza). Parece probable que estas simetrías hubiesen de encuadrarse en la sexta columna.

teóricos para explicar las interacciones entre los distintos tipos de partículas, esquemas que se pueden concretar aún más. De hecho, la teoría de acoplamiento V-A en interacciones débiles y la electrodinámica cuántica, QED, son englobadas con éxito por la teoría gauge local de Weinberg y Salam sobre la base de cuatro quarks y cuatro leptones. En esta teoría aparecen de forma natural tres bosones vectoriales W^+ , W^- y Z^0 como responsables de las interacciones débiles y el fotón como responsable de las electromagnéticas. La posible existencia de 6 parejas quark-antiquark podría explicar la violación de CP en las interacciones muy débiles dando lugar a una mayor unificación de las interacciones mostradas en la tabla.

La interpretación de las interacciones fuertes es más problemática y como vemos existen diversos esquemas para su estudio. El motivo de esta diversidad es el interpretar como interacciones entre hadrones lo que son interacciones entre quarks. La cromodinámica cuántica, QCD, constituye un marco prometedor para la interpretación de éstas. Al igual que en el modelo de Weinberg y Salam se trata de una teoría gauge local. Los bosones del campo son ocho gluones sin masa portadores de un nuevo número cuántico llamado color. La cromodinámica cuántica tiene la particularidad de ser asintóticamente libre lo que hace que el cálculo perturbativo sea posible en condiciones solamente alcanzables en experimentos profundamente inelásticos donde la teoría ha cosechado sus primeros éxitos predictivos.

El éxito de las teorías gauge locales ha llevado a ver cercana una posible superunificación de las tres fuerzas sobre la hipótesis de la existencia de una posible interacción hiperdébil que transformase los quarks en leptones, una de cuyas principales consecuencias sería la inestabilidad del protón.

El cuadro anterior no es ni mucho menos definitivo. El descubrimiento de nuevas cantidades conservadas hará necesaria la existencia de nuevas simetrías ó permitirá encuadrar

las conocidas en grupos de transformación de orden superior. Por otro lado es posible que sea necesaria la reconsideración de alguna de las simetrías supuestamente conservadas según las evidencias que en el futuro suministren los experimentos.

VI.2. Simetrías en interacciones fuertes

Concretándonos en interacciones fuertes que son el marco de nuestro experimento su principal característica es el conservar casi todas las simetrías. Solamente rompen $SU(3)$, efecto observable en la diferencia de masas existente entre las partículas dentro del múltiplete. La conservación del resto de las simetrías está comprobada experimentalmente con cotas diversas. Falta por saber si, al igual que en las interacciones débiles, alguna simetría pudiese ser rota en alguna manifestación particular de la interacción. Las propiedades de las simetrías discretas más importantes así como su estado experimental actual respecto las distintas interacciones se muestran en el Apéndice 1.

La simetría CP merece mayor atención. Los datos experimentales con los que se cuenta actualmente no son excesivos. La mejor evidencia de conservación está en la ausencia de momento dipolar eléctrico en el neutrón que los datos experimentales acotan por bajo del valor $4 \cdot 10^{-24}$ cm.e.

Desde el punto de vista de algunas teorías el comportamiento de las interacciones fuertes frente a CP es ligeramente conflictivo. El posible acoplamiento de varios gluones (por ser estos portadores de la carga del campo) motiva la presencia en el lagrangiano fuerte de un término que lleva implícita la violación de CP. Para compensar este término de forma rigurosa se ha llegado a hipotetizar (38) la existencia de un bosón pseudoescalar de masa inferior a 2 MeV. Experimentalmente la

posible existencia de esta partícula no está totalmente descartada en cuanto que sus características pueden no ser exactamente las actualmente esperadas.

En cualquier caso es interesante el estudio de CP en otro tipo de procesos. En ref. (32) se ha estudiado la conservación de CP en las reacciones

$$\begin{aligned}\bar{p}p &\rightarrow K^*K && (355.3 \text{ sucesos}) \\ \bar{p}p &\rightarrow K^*K\pi && (3102.9 \text{ sucesos}) \\ \bar{p}p &\rightarrow K^*K\pi\pi && (339.3 \text{ sucesos})\end{aligned}$$

Se compararon para ello las distribuciones angulares de producción de distintas partículas ó sistemas de partículas en canales conjugados de carga obteniendo para una posible amplitud de violación el valor

$$V_{CP} = (0.4 \pm 1.0) \times 10^{-2}$$

El experimento que estudiamos ofrece una magnífica muestra para el estudio del comportamiento de CP en interacciones fuertes. La estadística disponible en nuestro experimento, 34178 sucesos (aunque no utilizaremos todos en nuestro estudio), nos permitirá detectar efectos de una magnitud hasta del 1%. Lo que es más importante, podemos estudiar la conservación de CP en función de las variables de producción pues, caso de existir violación, podría tener dependencia en dichas variables.

Debido al buen conocimiento que se tiene sobre la conservación de P en interacciones fuertes, el resultado del análisis nos proporcionará información semidirecta de la conservación de C con precisión superior a la de experimentos anteriores del mismo tipo.

VI.3. Estudio de CP

VI.3.1. Método experimental

Veamos qué predicciones sencillas implica la conservación de CP en una reacción $\bar{p}p$ de tal forma que nos permitan el estudio de esta simetría en nuestro experimento (33).

Sea la reacción en vuelo

$$\bar{p}p \rightarrow 12 R$$

donde 1 y 2 representan dos partículas definidas y R indica cualquier número de otras partículas. Supondremos que en la aniquilación tanto el haz como el blanco están no polarizados. Es evidente que el primer miembro de la reacción es un autoestado de la simetría PR donde R indica un giro de 180° alrededor de cualquier eje perpendicular a la dirección $\bar{p}p$. Nosotros lo consideraremos además perpendicular al plano definido por $(\bar{p}, 1)$. Llamemos

$$W(1, E_1, \theta_1; 2, E_2, \theta_2, \phi)$$

a la probabilidad de encontrar la partícula 1 (2) con una energía E_1 (E_2) y formando un ángulo θ_1 (θ_2) respecto \bar{p} . ϕ representa el acimut de la partícula 2 relativo al plano $(\bar{p}, 1)$. La conservación de PR implica

$$W(1, E_1, \theta_1; 2, E_2, \theta_2, \phi) = W(1, E_1, \theta_1; 2, E_2, \theta_2, -\phi)$$

Sea la reacción conjugada de carga de la anterior

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{1} \bar{2} \bar{R}$$

El primer miembro no es en general autoestado de C por ser mezcla de distintos estados de espín. Si es sin embargo autoestado de CR

$$CR |\bar{p}p \bar{s} s_z\rangle = (-1)^{s+s_z} |\bar{p}p \bar{s} s_z\rangle$$

Representando por \bar{W} la probabilidad definida anteriormente referente a las antipartículas, la conservación de CR implica

$$W(1, E_1, \theta_1; 2, E_2, \theta_2, \phi) = \bar{W}(\bar{1}, E_1, \pi-\theta; \bar{2}, E_2, \pi-\theta_2, \pi-\phi)$$

Puesto que C, P y R conmutan y $R^2 = I$, la conservación de CP predice

$$W(1, E_1, \theta_1; 2, E_2, \theta_2, \phi) = \bar{W}(\bar{1}, E_1, \pi-\theta; \bar{2}, E_2, \pi-\theta_2, \pi+\phi)$$

Integrando sobre la energía y sobre el ángulo acimutal se obtiene la expresión mas sencilla

$$W(1, \theta_1, 2, \theta_2) = \bar{W}(1, \pi-\theta_1, \bar{2}, \pi-\theta_2)$$

VI.3.2. Determinación experimental

Con base en la relación anterior hemos estudiado el comportamiento de la simetría CP en nuestra muestra. Hemos utilizado para ello los canales

$$K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$$

$$K_S^0 K^+ \pi^- \quad (3267 \text{ sucesos})$$

$$K_S^0 K^- \pi^+ \quad (3311 \text{ sucesos})$$

$$K_S^0 K_{\pi^+ \pi^0}^{\pm}$$

$$K_S^0 K_{\pi^+ \pi^0}^+ \quad (4455 \text{ sucesos})$$

$$K_S^0 K_{\pi^+ \pi^0}^- \quad (4321 \text{ sucesos})$$

$$K_S^0 K_{\pi^+ \pi^-}^{\pm}$$

$$K_S^0 K_{\pi^+ \pi^-}^+ \quad (515 \text{ sucesos})$$

$$K_S^0 K_{\pi^+ \pi^-}^- \quad (506 \text{ sucesos})$$

y

$$K_S^0 K_{\pi^+ \pi^-}^{\pm}(\pi)$$

$$K_S^0 K_{\pi^+ \pi^-}^+(\pi) \quad (8237 \text{ sucesos})$$

$$K_S^0 K_{\pi^+ \pi^-}^-(\pi) \quad (8138 \text{ sucesos})$$

donde en el último canal reunimos los tres anteriores. Excepto en el segundo canal que ha sufrido un ajuste 1C, los otros dos han sido ajustados imponiendo 4 ligaduras pues todas las partículas son observables y conocemos su momento. Como comentamos en el capítulo segundo, este tipo de ajuste proporciona los errores mas pequeños y hace mas fiable la identificación de las partículas de su estado final siendo los canales mas apropiados para el estudio que pretendemos. Respecto del segundo canal ya hemos comentado en el cuarto capítulo sus problemas de ambigüedades con el canal $K_S^0(K^0)\pi^+\pi^-$ que en un principio no esperamos afecten en exceso a nuestros cálculos. Aquellos tres canales conjuntamente suponen mas de la mitad de la estadística del experimento y nos permiten una precisión del orden hasta del 1%.

La integración sobre los ángulos θ_1 y θ_2 de la relación obtenida en el apartado anterior predice la igualdad de las secciones eficaces parciales para canales conjugados de carga, lo que se traduce en la igualdad del número de sucesos para dichos canales. Medimos la significación de las diferencias por la expresión

$$r_i = \frac{|N^\circ \text{ sucesos (canal } i) - N^\circ \text{ sucesos (canal } i \text{ conjugado)}|}{N^\circ \text{ sucesos (canal } i) + N^\circ \text{ sucesos (canal } i \text{ conjugado)}}$$

Los resultados en nuestros canales son

$$r_{K\bar{K}\pi} = 0.007 \pm 0.01$$

$$r_{K\bar{K}\pi\pi} = 0.015 \pm 0.01$$

$$r_{K\bar{K}\pi\pi\pi} = 0.01 \pm 0.03$$

$$r_{K\bar{K}n(\pi)} = 0.006 \pm 0.008$$

Llamemos T y V a las amplitudes de transición $\bar{p}p$ sin violación y con violación de CP respectivamente. Bajo la hipótesis $|V| \ll |T|$ se verifica para el canal i

$$v_i = \frac{|V_i|}{|T_i|} \cos \phi_i = \frac{1}{2} r_i$$

siendo ϕ_i la diferencia de fase entre las dos amplitudes (*). v_i es un indicador relativo de la violación de CP (depende del comportamiento de ϕ_i). Para la reunión de canales comenta dos arriba se obtiene

$$v = 0.003 \pm 0.004$$

compatible con la no violación de CP, que limita la posible violación a un valor menor del 1% con un nivel de confianza del 95%. El comportamiento de los canales separadamente no muestra ninguna desviación crítica respecto del valor cero.

(*) Suponemos que V y T no tienen dependencia explícita en el momento angular y en el espín del estado $\bar{p}p$ inicial. Igualmente suponemos que el módulo de las amplitudes y su fase relativa no varían significativamente con θ .

VI.3.3. Comportamiento respecto las variables de producción

Por tratarse el nuestro de un experimento con haz y blanco no polarizados es de esperar la producción simétrica de cualquier proceso en torno a la dirección $\bar{p}p$. Hemos prescindido por ello del estudio respecto del ángulo acimutal ϕ , limitándonos al estudio respecto del ángulo polar θ . Este se ha realizado comparando las distribuciones angulares de producción en procesos conjugados de carga e integrados sobre el ángulo ϕ .

Se han utilizado las distribuciones angulares siguientes

- A. Distribución del K^0 respecto del protón $\theta(p, K^0)$.
- B. Distribución del \bar{K}^0 respecto del antiprotón $\theta(\bar{p}, \bar{K}^0)$.
- C. Distribución del K^+ respecto del protón $\theta(p, K^+)$.
- D. Distribución del K^- respecto del antiprotón $\theta(\bar{p}, K^-)$.

De acuerdo con los argumentos indicados en VI.3.1, bajo conservación de CP han de ser iguales los pares de distribuciones (A, B) y (C, D).

La fig. VI.1. muestra las distribuciones anteriores para los cuatro canales que estudiamos. Los sucesos se han reunido en intervalos de $\cos\theta$ de anchura 0.2. Se han determinado así mismo las diferencias de las distribuciones anteriores, resultados que aparecen en la parte inferior de la misma figura.

En todos los canales, los diagramas diferencia, lejos de estar mas ó menos distribuidos alrededor del valor cero, muestran una clara estructura de aspecto tal vez sinusoidal. La estructura es similar en todos los casos excepto en los procesos a cinco cuerpos en que aparece en sentido inverso en las distribuciones correspondientes a los K cargados. Estos resultados indican una clara violación de CP para valores de $\cos\theta$ próximos a +1 y -1. El resultado resulta sorprendente, no solo

por lo que esto supone en el conocimiento actual de las interacciones fuertes sino también por el hecho de que un efecto de dicha magnitud no hubiese sido detectado en experimentos anteriores.

Para estudiar el alcance de estos efectos se han determinado las distribuciones angulares $\theta(p, \pi^+)$ y $\theta(\bar{p}, \pi^-)$ para los canales objeto principal de este trabajo

$$\begin{aligned} & K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \\ & K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^- \\ & K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0 \end{aligned}$$

Los resultados junto con sus correspondientes diagramas diferencia se muestran en la fig. VI.2. Los histogramas muestran una distribución alrededor del valor cero sin grandes desviaciones, excepto quizás en el segundo canal objeto de ajuste 1C, todas explicables como fluctuaciones estadísticas. Estos resultados son compatibles con la conservación de CP.

Debido a esta divergencia de resultados y para aclarar el origen de los efectos arriba comentados hemos profundizado en el estudio de las distribuciones angulares de los mesones K. Un paso inmediato ha sido el utilizar sucesos asignandoles los pesos definidos en el capítulo II. Se pretende con ello compensar los sucesos perdidos por desintegración del K_S^0 muy cerca del vértice de la interacción ó fuera del volumen fiducial, dando mayor peso a aquellos sucesos con mas probabilidad de haber podido no ser detectados por las causas anteriores. Los mismos diagramas de la fig. VI.1. utilizando sucesos pesados se muestran en la fig. VI.3. Se observa que el efecto se potencia aún mas llegando en algún canal a una significación de unas 20 desviaciones típicas.

Hemos pensado en qué posibles errores sistemáticos pueden

ser origen de los efectos observados llegando a las siguientes conclusiones

1^a. El efecto aparece en la distribución angular de los K neutros. El histograma diferencia de las distribuciones angulares $\theta(\bar{p}, \bar{K}^0) - \theta(p, K^0)$ es positivo para valores de $\cos\theta(\bar{p}, \bar{K}^0)$ próximos a +1 y negativo para valores de $\cos\theta(\bar{p}, \bar{K}^0)$ próximos a -1. Caso de existir una pérdida sistemática de sucesos, ésta ha de corresponder a aquellos con

$$\begin{array}{l} \cos\theta(\bar{p}, \bar{K}^0) \text{ próximo a } -1 \\ \text{ó} \\ \cos\theta(p, K^0) \text{ próximo a } +1 \end{array}$$

Valores de $\cos\theta(\bar{p}, \bar{K}^0)$ próximos a -1 corresponden a sucesos con el \bar{K}^0 producido en dirección cercana a la del antiprotón y sentido contrario. Cuando su momento es suficientemente alto, en el sistema del laboratorio aparece con momento bajo y con gran probabilidad de desintegrarse cerca del vértice. El mismo razonamiento para $\cos\theta(p, K^0)$ indica que las posibles pérdidas han de corresponder a K^0 de momentos altos y con trayectoria próxima y de igual sentido a la del protón y por tanto, posiblemente con bajo momento en el laboratorio. La desintegración de un K^0 ó \bar{K}^0 cerca del vértice es indistinguible de dos π provenientes de la aniquilación por lo que el suceso se pierde.

También es posible la pérdida de sucesos por desintegración del K neutro fuera del volumen fiducial. En este caso los efectos son contrarios pues las pérdidas están favorecidas para valores de $\cos\theta(\bar{p}, \bar{K}^0)$ y $\cos\theta(p, K^0)$ próximos a +1 y -1 respectivamente.

Sabemos de estos dos tipos de pérdidas, pérdidas que se intentan compensar con la asignación de pesos. El sentido del efecto que se observa muestra que las primeras son mas importantes que las segundas. Sin embargo los pesos no corrigen el

efecto sino que lo refuerzan. Veamos posibles razones.

a) Las pérdidas por desintegración del K neutro cerca del vértice están infravaluadas. Recordemos que para compensar estas pérdidas en el peso de un suceso se tuvo en cuenta la probabilidad de producirse el K^0 a menos de 0.2 cm. de la interacción, distancia por bajo de la cual es imposible medir el suceso. Sin embargo también se pierden sucesos en que aquella distancia es mayor, pero su proyección en la foto es inferior a los 2 mm. comentados y por tanto irreconstruibles.

b) Las pérdidas por desintegración del K neutro cerca del límite del volumen fiducial están sobrevaluadas. El peso para corregir estas pérdidas depende fundamentalmente de la elección de volúmenes fiduciales INVOL e INLITE (ver apartado II.6) realizada. Si los límites de ambos volúmenes son muy próximos habrá un número relativamente grande de sucesos con el K neutro cerca del límite seleccionados. Este puede ser nuestro caso aunque habría que estudiar la elección de los volúmenes fiduciales realizado por cada laboratorio. Por otra parte sucesos con el K neutro muy cerca del límite pueden dar lugar a pesos exageradamente altos. Puesto que estas pérdidas dan lugar a un efecto contrario al observado si las corregimos en exceso su efecto se invierte y el observado se potencia. Esto es evitable prescindiendo de aquellos sucesos con pesos excesivamente altos.

Con el fin de realizar una selección de sucesos con pesos razonables hemos estudiado la asignación de pesos en cada laboratorio por separado. Dichos pesos se muestran en la fig. VI.4. Se observa inmediatamente que los sucesos correspondientes al CDF presentan un comportamiento anómalo con pesos excesivamente altos. Optamos por ello a prescindir de los sucesos de este laboratorio en el resto de los análisis. En el resto de los laboratorios seleccionamos aquellos sucesos con peso inferior a 2. para evitarlos de peso exagerado.

2^a. El efecto aparece en la distribución angular de los K cargados. En los canales de tres y cuatro cuerpos el diagrama diferencia de las distribuciones de $\theta(\bar{p}, K^-)$ y $\theta(p, K^+)$ evidencia que existe defecto de sucesos con altos valores de $\cos\theta(\bar{p}, K^-)$ y bajos valores de $\cos\theta(p, K^+)$. Esto refleja la pérdida de sucesos con alto momento de los K cargados en el laboratorio. El hecho de que este efecto también se potencie cuando utilizamos sucesos pesados nos hace pensar en que su razón debe de ser la misma que el efecto en los K neutros. En efecto, en canales con pequeño número de partículas la producción en el laboratorio de sucesos con un mesón K de momento muy bajo supone la presencia en el mismo suceso de un K de momento preferentemente alto. La pérdida de sucesos por bajo momento del K neutro implica la pérdida de sucesos con alto momento de los K cargados.

El efecto aparece en el canal de cinco cuerpos con sentido inverso. Su motivo ha de ser distinto entonces al de los canales anteriores por lo que evidencia la pérdida de sucesos con bajos momentos de los K cargados en el laboratorio. Estas pérdidas pueden admitir explicación directa. En esta canal, puesto que contamos con mas partículas en el estado final, el momento de los K salientes es en general mas bajo que en los canales anteriores. Entonces, la probabilidad de desintegrarse cerca del vértice tanto en los K cargados como en los neutros es superior. En los primeros, trazas muy cortas impiden medir su momento que no es calculable a partir del π cargado de la desintegración y el suceso se pierde. La fig. VI.5 muestra la distancia media que recorre un K cargado de un cierto momento en el hidrógeno de la cámara antes de detenerse. Para cada momento, el alcance real del K es inferior pues éste se desintegra generalmente antes de llegar al reposo. De acuerdo con nuestra experiencia en el experimento hemos considerado perdidos todos aquellas K con desintegración antes de recorrer unos 4 cms distancia mas ó menos límite de una buena medida. Dicha

distancia corresponde a mesones K de momento inferior a unos 132 MeV.

Hemos generado sucesos de cinco cuerpos como los estudiados mediante un método de Montecarlo estimando el número de sucesos con momento del K inferior a aquel valor y su dependencia con $\cos\theta$. El resultado se muestra en la siguiente tabla:

<u> cosθ </u>	<u>% Pérdidas</u>
(1., .8)	~7
(.8, .6)	~2.5
(.6, .4)	~1.
(.4, .0)	~0.

Las pérdidas se refieren al total de sucesos del canal y habremos de corregirlas en el diagrama diferencia.

VI.3.4. Resultados

La fig. VI.6 muestra los resultados de nuestro estudio introduciendo las correcciones siguientes:

- 1^a. Prescindir de todos los sucesos de la muestra del CDF.
- 2^a. Eliminar los sucesos con pesos superiores a 2.
- 3^a. Corrección debida a los K cargados no medidos en los canales de cinco cuerpos.

Los resultados con la 3^a corrección se muestran en negro. La compatibilidad con una distribución uniforme en los distintos canales es razonable. El efecto ha desaparecido en la mayoría de los estados finales y en el resto sus huellas son

atribuibles a la dificultad de estimar correcciones que corrijan fielmente, con alta precisión, los sesgos experimentales.

VI.4. Conclusiones

La comparación del número de sucesos en canales conjugados de carga en nuestro experimento impone para la posible violación de CP en interacciones $\bar{p}p$ la cota

$$v = 0.003 \pm 0.004$$

que equivale a decir que es inferior a un 1.1% con un 95% de nivel de confianza.

El estudio del comportamiento de la amplitud de violación respecto de la variable θ , ángulo polar de producción, muestra ciertos efectos sistemáticos todos ellos explicables por la inevitable pérdida de sucesos cuando un mesón K se de sintegra muy cerca del vértice de interacción o fuera del vo lumen fiducial. La asignación de pesos para corregir estas pérdidas no es suficiente para evitar ciertos comportamientos cualitativos como los observados. Una selección adecuada de sucesos con pesos variables hace desaparecer casi totalmente dichos comportamientos. Los resultados son entonces compatibles con la no violación de CP para cualquier valor del ángulo polar θ . La simetría de los sesgos que interpretan el efecto respecto valores de $\cos\theta$ negativos y positivos evita toda influencia de dicho efecto en nuestra determinación anterior de la amplitud de violación.

DESCRIPCION DE FIGURAS

Fig. 1. Distribuciones angulares

$$\theta(p, K^0)$$

$$\theta(\bar{p}, \bar{K}^0)$$

$$\theta(\bar{p}, K^-)$$

$$\theta(p, K^+)$$

para los procesos

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

$$\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^+ \pi^+ \pi^0$$

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

$$\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^+ n(\pi)$$

Bajo cada dos distribuciones se muestra la correspondiente diferencia

Fig. 2. Distribuciones angulares

$$\theta(p, \pi^+)$$

$$\theta(\bar{p}, \pi^-)$$

para los procesos

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

$$\bar{p}p \rightarrow K_S^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^+ \pi^+ \pi^0$$

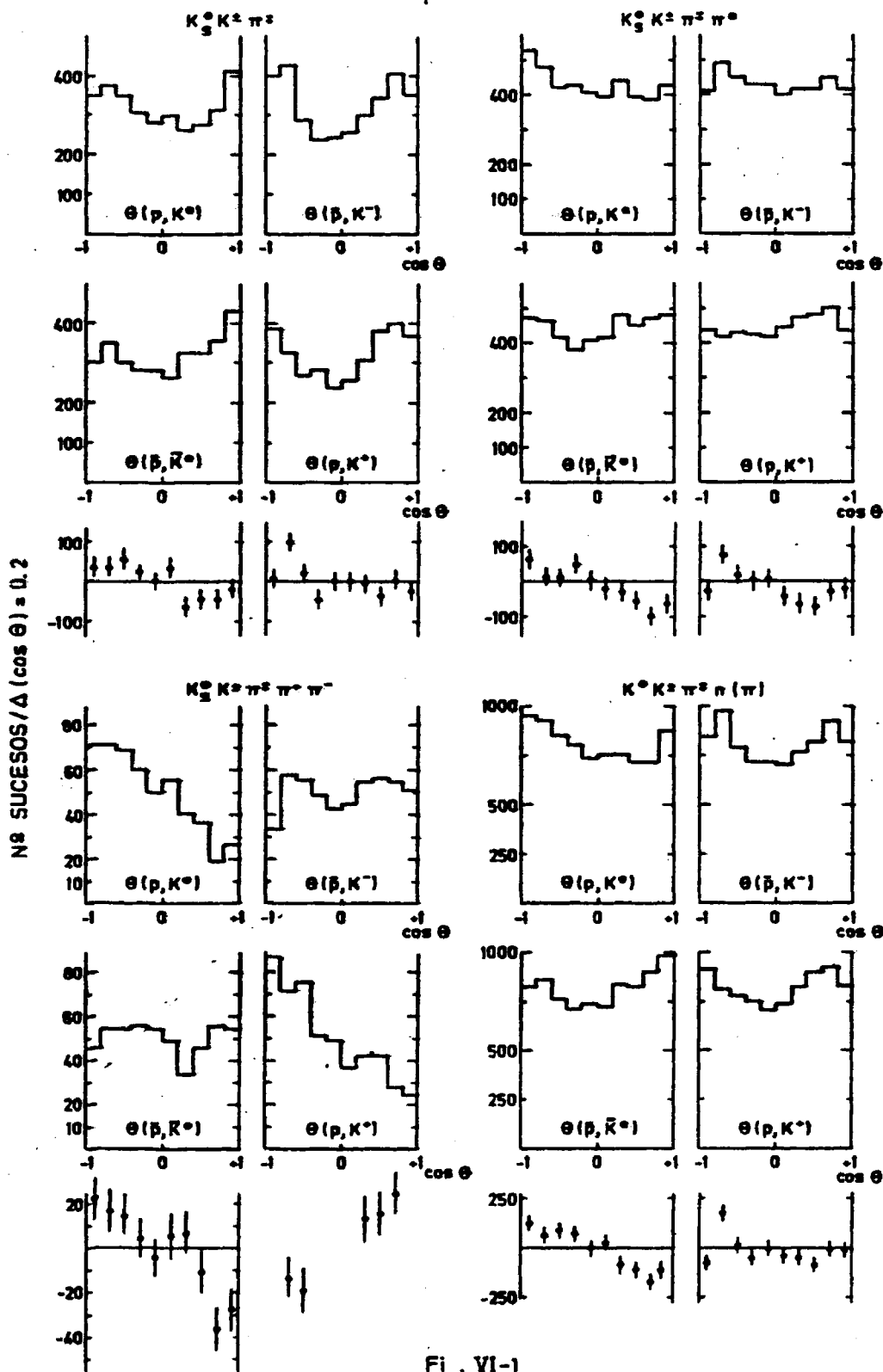
junto con su correspondiente diferencia

Fig. 3. Semejante a la figura 1. con sucesos pesados

Fig. 4. Histograma de pesos para los cuatro laboratorios colaboradores en el experimento.

Fig. 5. Distribución del rango ó alcance de un K cargado en hidrógeno líquido en función del momento.

Fig. 6. Semejante a la figura 1, prescindiendo de los sucesos con peso $W > 2$ y únicamente para los laboratorios TIB, CERN y GAE. En la diferencia de distribuciones de los K cargados en el canal de cinco cuerpos se indican en negro los valores obtenidos tras la corrección indicada en el texto.



Fi. VI-1

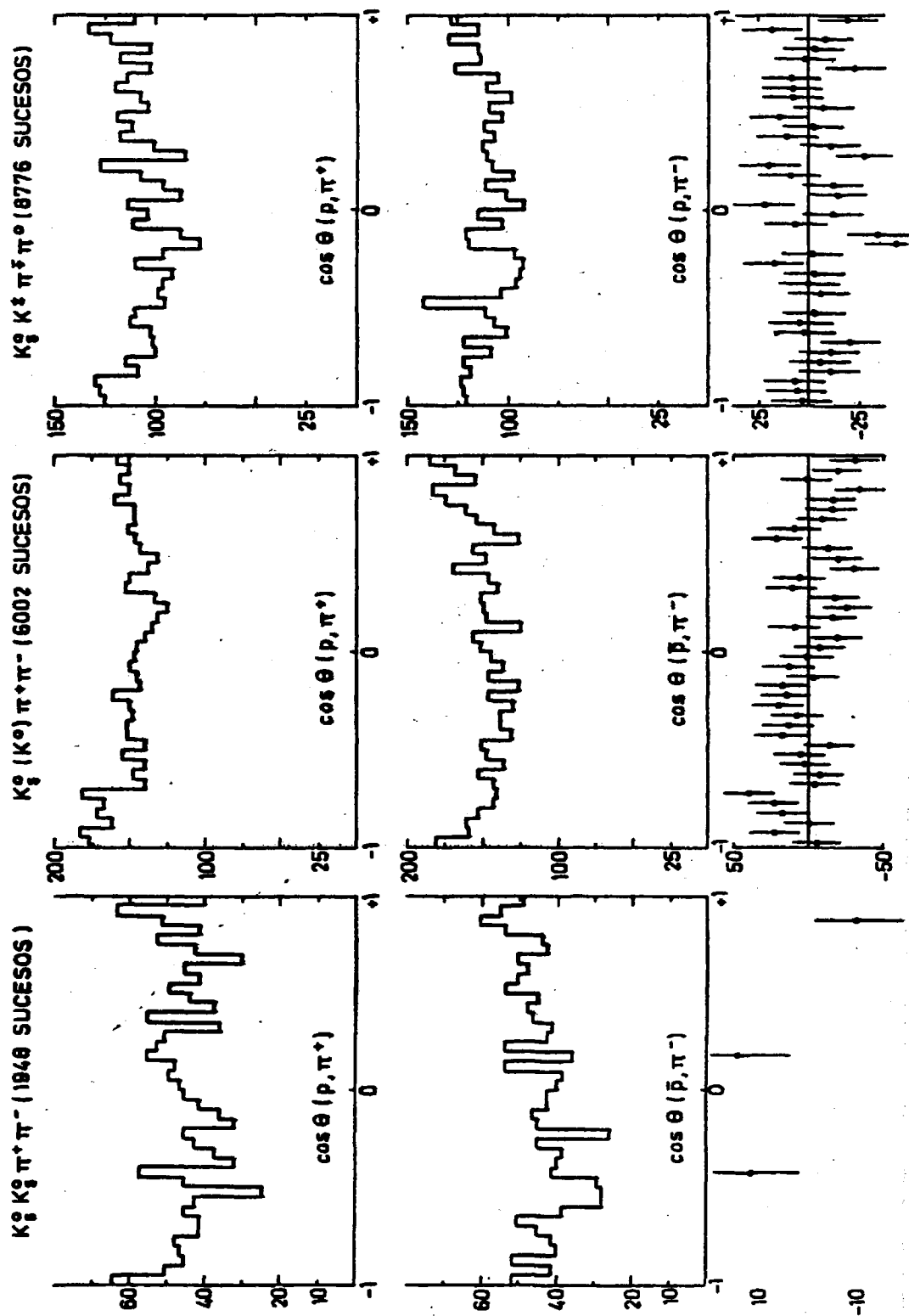


Fig. VI-2

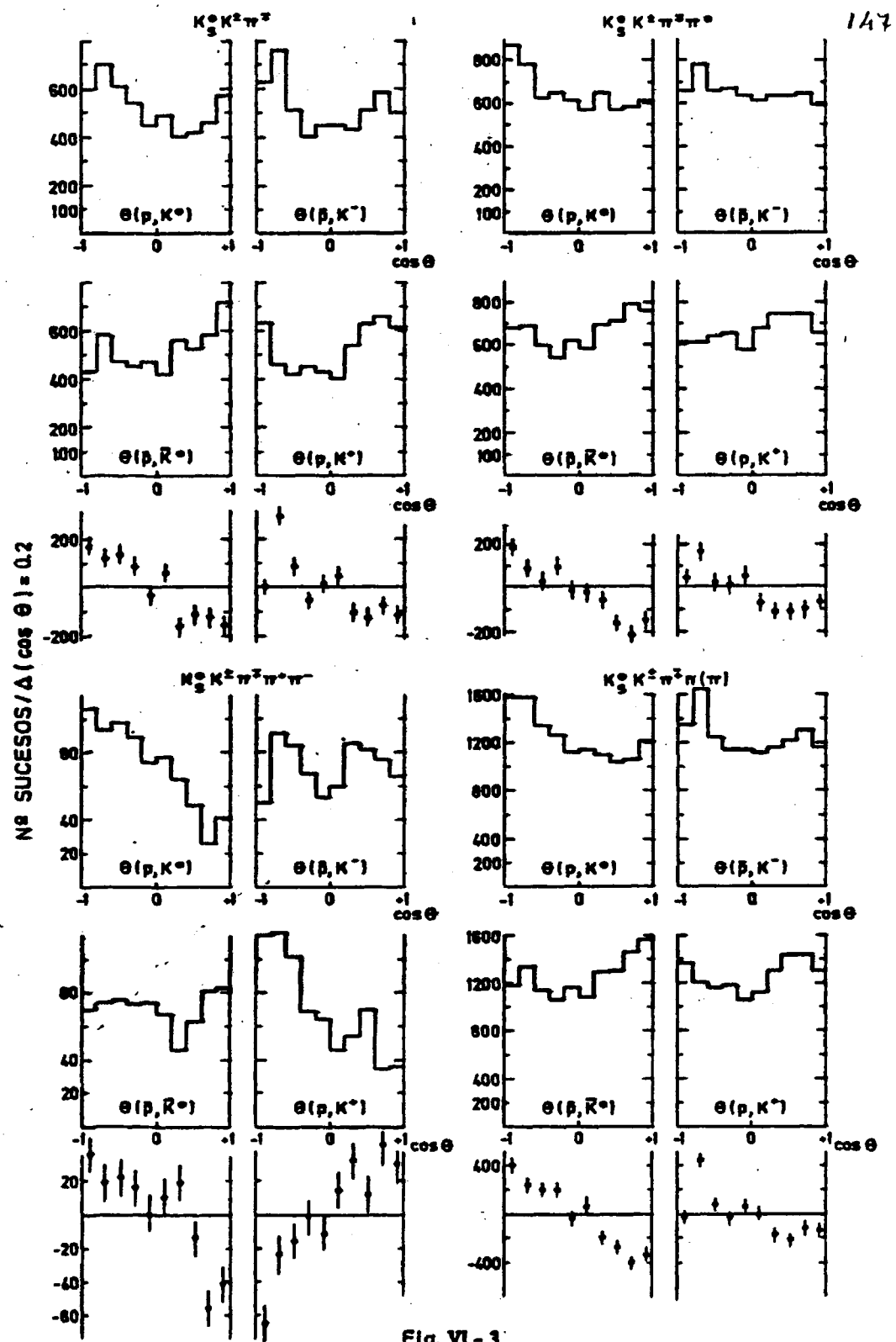


Fig. VI - 3

DISTANCIA INTERACCION-VERTICE K_3^0
 CANALES $K_3^0 K^2 n(\pi)$ 16375 SUCESOS

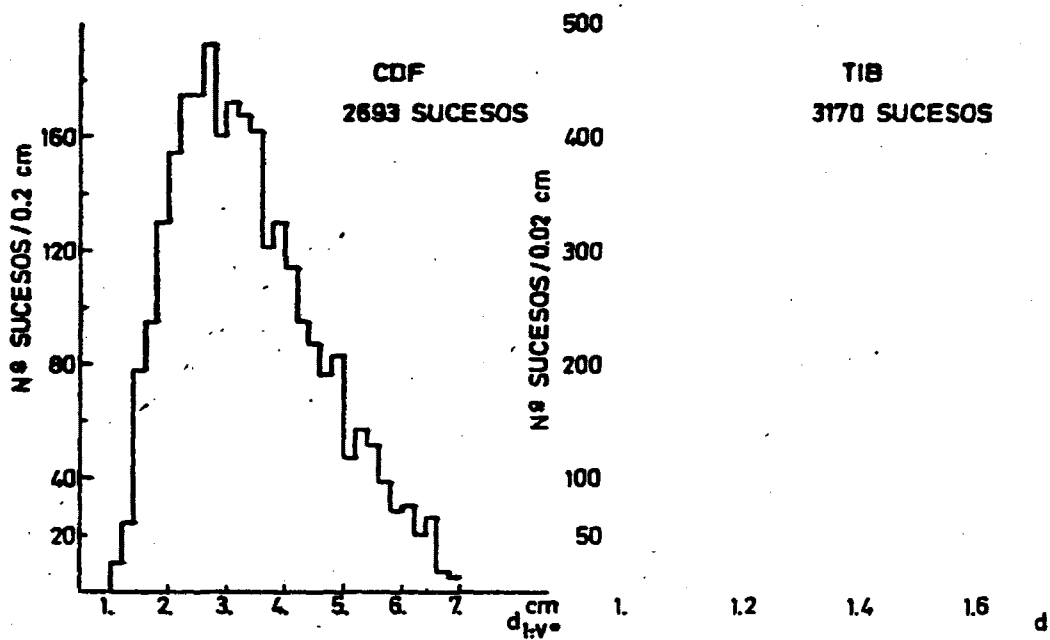
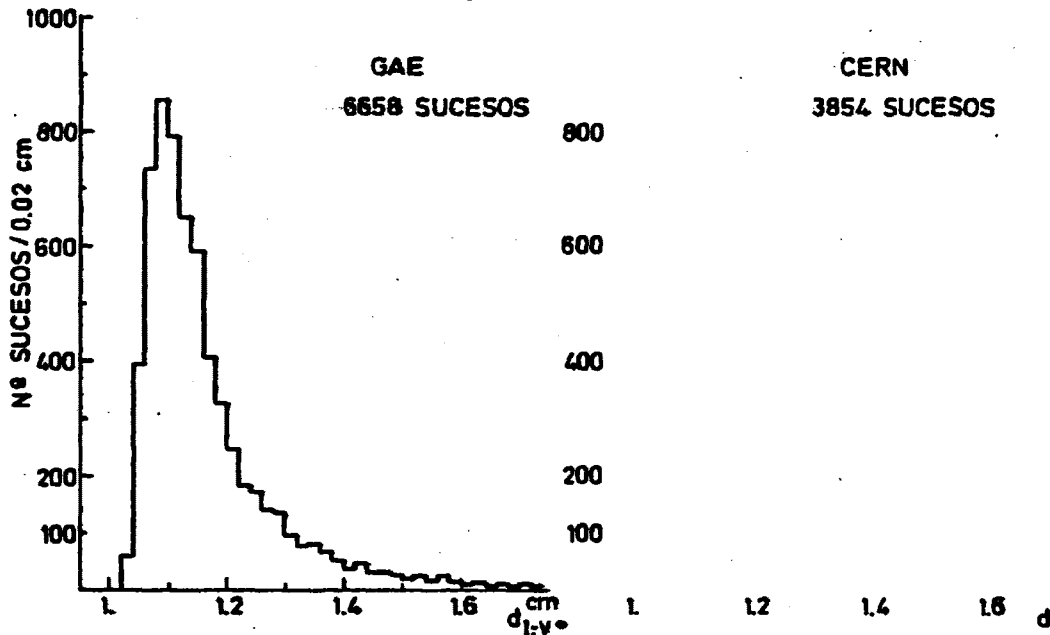


Fig. VI-4

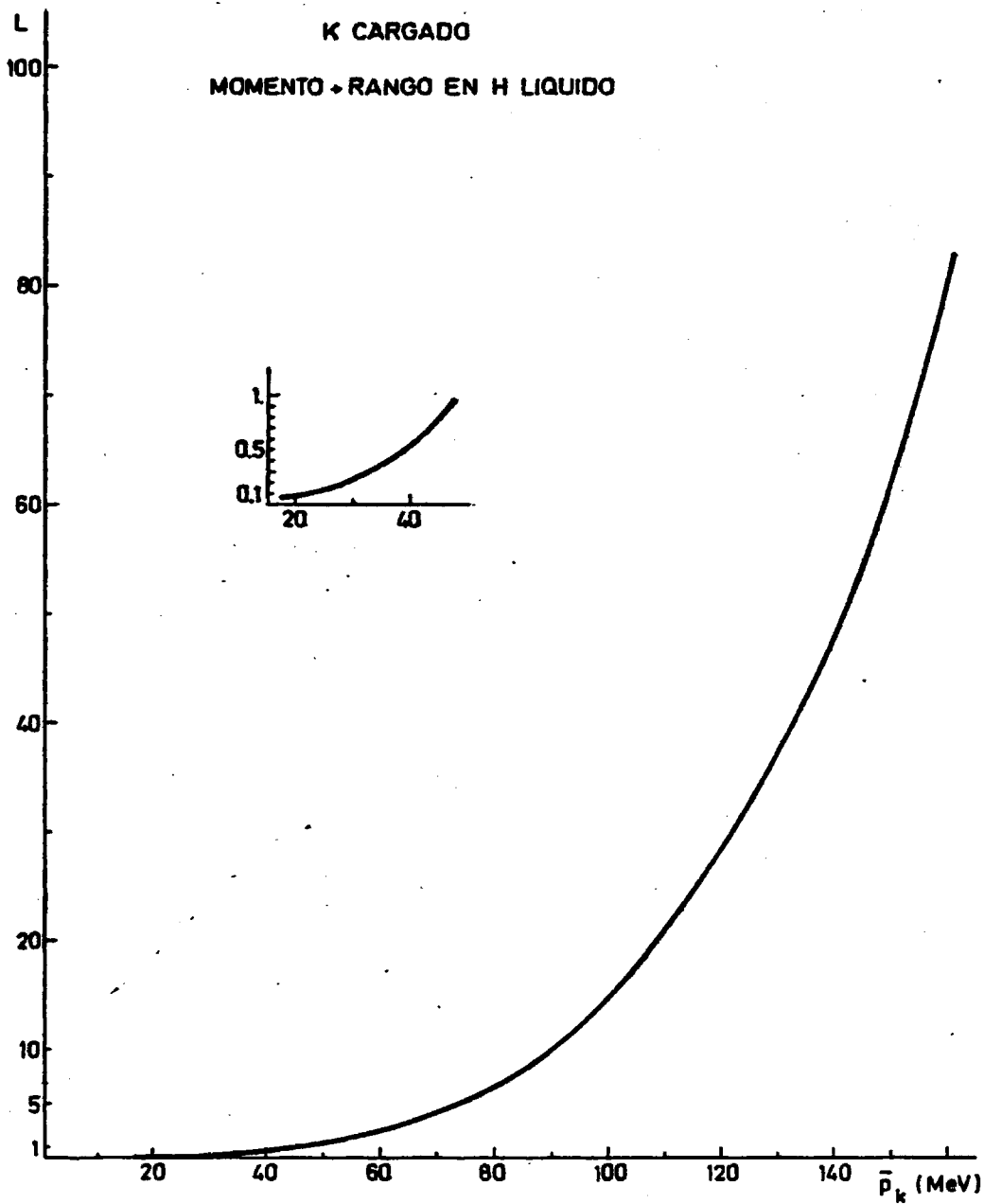


Fig. VI -5

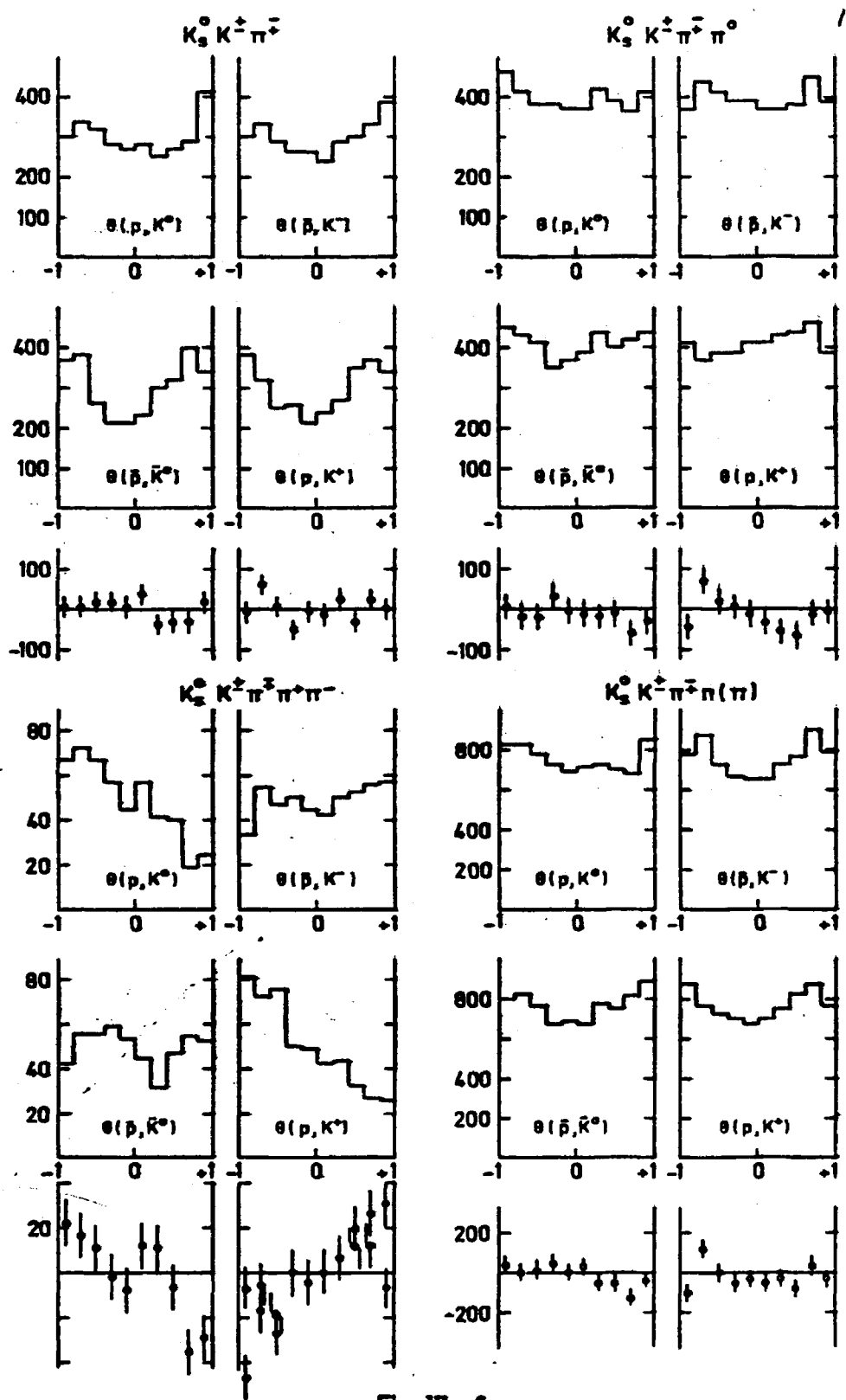


FIG. VI - 6

CAPITULO VII

CONCLUSIONES

Los resultados mas importantes del trabajo descrito son los siguientes

1. Hemos determinado los estados intermedios presentes en las siguientes aniquilaciones $\bar{p}p$ a cuatro cuerpos con partículas extrañas en el estado final

$$\begin{aligned}\bar{p}p &+ K^0_S K^0_S \pi^+ \pi^- \\ \bar{p}p &+ K^0_S (K^0) \pi^+ \pi^- \\ \bar{p}p &+ K^0_S K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0\end{aligned}$$

calculando la intensidad relativa de su producción y sus correspondientes secciones eficaces.

2. Utilizando las reacciones referidas hemos determinado la sección eficaz diferencial de los procesos cuasi dos cuerpos

$$\begin{aligned}\bar{p}p &+ K^{*+} K^{*-} \quad (1) \\ \bar{p}p &+ K^{*0} \bar{K}^{*0} \quad (2)\end{aligned}$$

El análisis de dichas secciones eficaces diferenciales nos ha permitido concluir que para explicar la transición en la reacción 1 se necesita de altos momentos angulares orbitales del sistema inicial $\bar{p}p$, $L \geq 3$. Este efecto ha sido observado en algunos otros procesos cuasi dos cuerpos del mismo experimento, $\bar{p}p + K^{*+} K^{\mp}$, y está en desacuerdo con estimaciones de experimentos precedentes. El comportamiento de la diferencia de las secciones eficaces diferenciales para las reacciones 1 y 2 sugiere la presencia de procesos de intercambio incluso a las bajas energías de nuestro experimento.

3. Hemos estudiado la identidad del mesón F_1 de las

siguientes características

$$\begin{aligned}M &= 1540 \pm 5 \\ \Gamma &= 40 \pm 15 \\ I, J^P &= 1, (1^+, 2^-)\end{aligned}$$

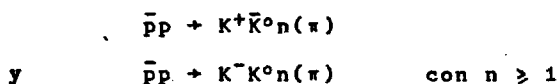
La única evidencia firme de su existencia la proporcionaban los canales cuatro cuerpos con partículas extrañas de la aniquilación $\bar{p}p$ a 700 MeV/c. El mismo experimento a 760 MeV/c disponiendo de una estadística tres veces superior no muestra señal alguna para la existencia de dicha partícula. Hemos estudiado las razones de la discrepancia referida y hemos encontrado que la señal observada en el experimento de 700 MeV/c era consecuencia de un error sistemático cometido en la identificación de los estados finales 4 cuerpos. Puesto que el resto de las evidencias en favor de la existencia de dicho mesón no son estadísticamente significativas pensamos que debe de ser excluido de las tablas de resonancias y partículas.

4. Hemos estudiado las secciones eficaces totales y polarizaciones de mesones ρ y ω producidos en las reacciones



Las secciones eficaces son compatibles con las predicciones del nuevo modelo de reagrupamiento de quarks. Las polarizaciones sin embargo están en claro desacuerdo, aunque es difícil estimar un índice de la validez del modelo en base a los resultados obtenidos.

5. Hemos realizado un test de la conservación de CP en interacciones fuertes comparando las secciones eficaces de los canales



Los resultados indican que la violación de CP es menor del 1% con 95% de nivel de confianza. Un estudio detallado del comportamiento de la posible violación de CP con el ángulo polar de producción del K no muestra efectos que no puedan ser interpretados como sesgos experimentales.

APENDICE 1

ESTADO EXPERIMENTAL DE ALGUNAS SIMETRIAS DISCRETAS

Simetrías C, P, T, CPT y CP

Definimos simetría S como aquella transformación que conserva la probabilidad de transición entre dos estados cuánticos. Es decir:

$$\begin{aligned} & |\psi\rangle \xrightarrow{S} |S\psi\rangle \\ \text{y} \quad & |\langle\psi'|\psi\rangle|^2 = |\langle S\psi'|S\psi\rangle|^2 \end{aligned}$$

Toda transformación de simetría es representable por un operador unitario ó antiunitario

$$|S\psi\rangle = u_s |\psi\rangle \quad (*)$$

Las características mas importantes de las principales simetrías que nos interesan son las siguientes

P. Inversión de coordenadas espaciales

Realiza la transformación

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$$

y actúa sobre los distintos observables de un estado de la

(*) u_s unitario $u_s u_s^\dagger = I$
 u_s antiunitario $u_s = v_s \cdot A$ v_s unitario
A antilineal $A(\alpha_1 |\lambda_1\rangle + \alpha_2 |\lambda_2\rangle) = \alpha_1^* A|\lambda_1\rangle + \alpha_2^* A|\lambda_2\rangle$

Por comodidad representaremos los operadores por el mismo símbolo que la simetría.

forma

$$(\bar{r}, \bar{p}, \bar{J}) \rightarrow (-\bar{r}, -\bar{p}, \bar{J})$$

El efecto de la transformación de paridad sobre una partícula A es

$$P |A \bar{p} \bar{J}\rangle = \eta_p |A -\bar{p} \bar{J}\rangle$$

donde η_p es un número cuántico interno definido para los hadrones y el fotón y que llamamos paridad intrínseca. P es un operador unitario y puesto que $P^2 = I$ los valores posibles de la paridad intrínseca de una partícula son +1 y -1. En los bosones coinciden las paridades intrínsecas de una partícula y su antipartícula siendo opuesta en el caso de los fermiones.

El efecto sobre un sistema de dos partículas A y B es

$$P |A B \bar{p} \bar{J} \bar{M} \bar{L} \bar{s}\rangle = \eta_{pA} \eta_{pB} (-1)^L |A B -\bar{p} \bar{J} M \bar{L} \bar{s}\rangle$$

El término $\eta_{pA} \eta_{pB}$ recibe el nombre de paridad del sistema y se conserva en aquellos procesos invariantes bajo la inversión de coordenadas espaciales.

La conservación de paridad se viola de forma máxima en las interacciones débiles. Hay de ello numerosas evidencias experimentales. En interacciones electromagnéticas y fuertes la paridad constituye una simetría exacta. La amplitud relativa de violación de P en interacciones fuertes está medida en la no existencia del proceso

$$p + F^{19} + Ne^{20*} (J^P = 1^+) + O^{16} (J^P = 0^+) + a (J^P = 0^+)$$

y es $A_v < 10^{-12}$

C. Conjugación de carga

Realiza la transformación de una partícula en su anti-

partícula conservando el resto de los números cuánticos. Su efecto es pues

$$C |A \bar{p} \bar{s}\rangle = \eta_c |\bar{A} \bar{p} \bar{s}\rangle$$

C invierte el signo de la carga eléctrica por lo que solamente las partículas neutras pueden ser autoestados de este operador o autoconjugadas (*). Se trata al igual que en el caso anterior de un operador unitario y $C^2 = I$ por lo que su espectro lo constituyen los valores +1 y -1. η_c recibe generalmente el nombre de paridad de carga.

El efecto de C sobre un par partícula-antipartícula es

$$C |A \bar{A} \bar{J} M \bar{L} \bar{s}\rangle = (-1)^{L+S} |A \bar{A} \bar{J} M \bar{L} \bar{s}\rangle$$

El mismo autovalor se obtiene para el caso de un sistema formado por igual número de partículas que de antipartículas y cualquier número de partículas autoconjugadas.

C se viola en interacciones débiles. En interacciones electromagnéticas y fuertes la comprobación no es fácil por la evidente dificultad de conseguir suficiente estadística de reacciones conjugadas de carga. Hay que resumir por ello a reacciones con autoestados de C. En interacciones electromagnéticas se han estudiado las simetrías de las desintegraciones

1. $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
 2. $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$
- y

(*) Solamente los mesones neutros sin extrañeza y con los números cuánticos asociados a los nuevos quarks cero y el fotón coinciden con su propia antipartícula por lo que solamente ellos y por extensión (G paridad) sus correspondientes partículas cargadas tienen este número cuántico definido.

obteniéndose los resultados (11)

$$A_1 = 0.11 \pm 0.19 \%$$

$$A_2 = 0.81 \pm 0.45 \%$$

En interacciones fuertes se han estudiado las reacciones

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

y $\bar{p}p \rightarrow K^*K\pi$

En el primer caso se han comparado las distribuciones angulares de los dos π cargados y en el segundo se ha estudiado la compatibilidad de las distribuciones angulares de distintas partículas en canales conjugados. Ambos procesos muestran la conservación de C con una precisión del 1%.

T. Inversión de coordenadas temporales

Realiza la transformación

$$t \rightarrow -t$$

siendo su acción sobre los observables de un estado

$$(\bar{r}, \bar{p}, \bar{J}) \rightarrow (\bar{r}, -\bar{p}, -\bar{J})$$

Su efecto sobre una partícula A es

$$\tau |A \bar{p} \bar{J}\rangle = k |A -\bar{p} -\bar{J}\rangle$$

donde k es el operador de conjugación compleja (*). No existen

(*) $k\psi = \psi^*$
 $kAk = A^*$

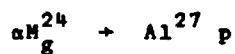
autoestados de T por lo que a este operador no le corresponde ningún número cuántico conservado. Esto hace que en general su comprobación experimental sea mas difícil que en los casos de C y P.

Existen evidencias de violación de T en interacciones débiles en la desintegración $K_2^0 \rightarrow \pi\pi$ como consecuencia del teorema CPT. En interacciones electromagnéticas y fuertes las mejores determinaciones se han realizado por el método del balance detallado comparando las amplitudes en los dos sentidos de una reacción.

El proceso electromagnético



muestra la conservación de T con una precisión de aproximadamente un 20%. En interacciones fuertes el proceso



muestra la conservación de T con precisión inferior al 0.5%.

Teorema CPT

En ciertas teorías de campos que suponen unicamente interacciones locales es demostrable que la composición de las simetrías C, P y T constituye una simetría exacta. Como consecuencia, la violación de alguna de las tres simetrías implica la violación del producto de las otras dos. Igualmente la violación de dos de ellas implica la violación de la tercera. Otra consecuencia de este teorema es la predicción de la igualdad de masas y vidas medias de una partícula y su correspondiente antipartícula.

Al igual que en T el estudio de CPT no es fácil por no conservar ningún número cuántico. En interacciones electromagnéticas las masas del e^+ y del e^- coinciden hasta la quinta

cifra significativa. En interacciones fuertes la comparación de las masas del K^0 y del \bar{K}^0 proporciona

$$\frac{M(K^0) - M(\bar{K}^0)}{M(K)} = \frac{M(K_L^0) - M(K_S^0)}{M(K)} = 0.7075 \pm 0.0029 \times 10^{-14}$$

que constituye una cota muy estricta sobre la validez del teorema.

CP.

Es la simetría producto de C y P. Su violación supone por el teorema CPT la violación de T.

CP se viola en interacciones débiles. Evidencia de ello es la desintegración $K_2^0 \rightarrow \pi\pi$ (*) pues $\pi\pi$ es autoestado de CP con autovalor +1. Los resultados muestran

$$\frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} = 5.73 \pm 0.87 \times 10^{-6}$$

$$\frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} = 2.273 \pm 0.023 \times 10^{-3}$$

(*) Llamamos K_1^0 y K_2^0 a los estados mezcla de K^0 y \bar{K}^0 , autoestados de CP con autovalores +1 y -1 respectivamente. Puesto que

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$$

$$CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$$

aquellos se pueden expresar

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$$

Los estados observables no son (K^0, \bar{K}^0) ni (K_1^0, K_2^0) sino

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (|K_1^0\rangle + \epsilon|K_2^0\rangle)$$

$$\text{y } K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (\epsilon|K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle) \text{ con } \epsilon = 1$$

Existen mas huellas de violación en las desintegraciones

$$\begin{array}{l} K_L^0 \rightarrow \mu \nu \\ \text{y} \quad K_L^0 \rightarrow e \nu \end{array}$$

Puesto que P se conserva con gran precisión en las interacciones electromagnéticas la comprobación de CP lo es también de C y T. La mejor cota experimental hasta el momento lo constituye el valor del momento dipolar eléctrico del neutrón. De conservarse CP, aquel ha de ser estrictamente cero siendo su mejor estimación

$$\mu_{\text{el.dip}}(n) = (0.05 \pm 0.15) \times 10^{-23} \text{ e.cm}$$

En interacciones fuertes no existen resultados concluyentes sobre CP. Sin embargo una de las características de QCD es el de explicar roturas de simetrías hasta cierto orden en interacciones débiles. Como consecuencia, la existencia de efectos débiles que diesen lugar a un momento dipolar eléctrico no nulo del neutrón informarían a su vez sobre la violación de CP en interacciones fuertes. El valor conocido hasta ahora de dicho momento dipolar constituye la mejor cota sobre conservación de CP en estas interacciones.

REFERENCIAS

1. T.C. Program Library. CERN.
2. Marcos Cerrada. Tesis. Universidad Complutense de Madrid.
3. Enrique Fernández. Tesis. Universidad Complutense de Madrid.
4. M. Aguilar-Benítez y otros. *Analés de Física* 70 (1974), 231.
5. Juan A. Garzón. Memoria de Licenciatura. Universidad Complutense de Madrid (Informe JEN 375).
6. Eugenio Gil. Tesis. Universidad Autónoma de Madrid. (Informe JEN 406).
7. R. Nacash y otros. *Nuclear Physics B135* (1978), 203.
8. CERN. Computer Program Library.
9. Sixto Ríos. *Métodos estadísticos* (Ediciones del Castillo, Madrid 1973).
J.A. Rubio. Notas relativas a teoría de errores y tratamientos de datos. (Informe JEN 432).
W.T. Eadie y otros. *Statistical Methods in Experimental Physics*. (North-Holland, Amsterdam and London, 1971).
10. J.D. Jackson. *Il Nuovo Cimento XXXIV* (1964), 1644.
11. Review of Particle Properties. Particle Data Group (Lawrence Berkeley Laboratory and CERN, 1976 y 1978).
12. A. Astier y otros. *Physics Letters* 25B (1967) 294.
D. Morgan. Argonne Conference 45 (1975).
S.M. Flatte. *Physics Letters* 63B (1973) 224.
13. Eugenio Gil. Tesina. Universidad Autónoma de Madrid. (Informe JEN 333).
14. R. Nacash y otros. *Nuclear Physics B135* (1978) 203.
15. Bergen-CERN-College de France-Madrid-Stockholm Collaboration. CERN/EP/PHYS 77-32. Comunicación a la Conferencia Europea de Física de Partículas. Budapest. Hungría 4-9 Julio 1977.

16. M. Aguilar-Benitez y otros. Physics Letters 29B (1969) 379.
17. M. Aguilar-Benitez y otros. Nuclear Physics B14 (1969) 195.
18. O.I. Dahl y otros. Physical Review Letters 163 (1967) 357.
A. Astier y otros. Nuclear Physics B10 (1969) 65.
J. Barlow y otros. Il Nuovo Cimento 50A (1967) 701.
V.E. Barnes y otros. Physical Review Letters 19 (1967) 962.
R. Ammar y otros. Physical Review Letters 19 (1967) 1071.
B.R. French y otros. Il Nuovo Cimento 52A (1967) 438.
C. Baltay y otros. Physical Review 142 (1966) 932.
19. M. Aderholz y otros. Nuclear Physics B11 (1969) 259.
20. J. Duboc y otros. Physics Letters 34B (1971) 343.
J. Duboc y otros. Nuclear Physics B46 (1972) 429.
21. J.W. Chapman y otros. Nuclear Physics B42 (1972) 1.
22. V. Bakken y otros. Nuclear Physics B90 (1975) 227.
23. P. Minnaert y otros. Nuclear Physics B132 (1978) 88.
24. P.G.O. Freund y otros. Nuclear Physics 13B (1969), 237.
L.N. Bogdanova y otros. Annals of Physics 84 (1974), 261.
J.L. Rosner y otros. Physics Letters 11C (1974), 189.
V. Chaloupka y otros. Physics Letters 61B (1976), 487.
M.R. Pennington. Nuclear Physics B137 (1978), 77.
L. Montanet CERN/EP/PHYS 77-22 (CERN 1977).
U. Gastaldi. Lecture given at the First International School on Exotic Atoms and Related Topics. Erice (Italy).
Abril 1977. CERN $\bar{p}p$ Note 13, 1977.
Chan Hong-Mo. TH 2388 (CERN 77).
H. Högaasen. TH2500 (CERN 78).
H. Högaasen. TH2531 (CERN 78).
25. Bombay-CERN-Paris-Madrid Collaboration
Proceedings of the 5th International Winter Meeting on Fundamental Physics. Instituto de Estudios Nucleares. Madrid 1977, 307.

26. H.R. Rubinstein and H. Stern. Physics Letters 21 (1966) 447.
J. Kirz. Physics Letters 22 (1966), 524.
27. Logan y otros. Canadian Journal of Physics 55 (1977) 2059.
28. U.S. Chung. Spin Formalisms. CERN Report. CERN 71-8.
29. M. Aguilar-Benítez y otros. Brookhaven National Laboratory.
BNL 16535.
30. B. Adeva. Memoria de Licenciatura. Universidad Complutense.
Madrid.
B. Adeva. (Comunicación privada de las determinaciones
realizadas con $M(K\bar{K}) < 1.15$ MeV).
31. Observation of the $E(1420)$ meson. CERN-College de France-
Madrid-Stockholm.
Collaboration CERN/EP/PHYS 78. Comunicación a la XIX
Conferencia de Física de Altas Energías. Tokyo. Japón
23-30 Agosto 1978.
32. L. Dobrzynski. Thèses. Universidad de Paris. Centro D'Orsay.
33. A. Pais. Physical Review Letters 3 (1959) 242.
34. L. Van Hove. High-Energy Physics 25 years after the Dis-
covery of the π meson. CERN Report. CERN 72-18.
35. M. Aguilar-Benítez y otros. Nuclear Physics B141 (1978) 101.
36. A. De Rújula y otros. Physical Review D12 (1975) 147.
37. M.C. Fernández. Tesina. Universidad Complutense. Madrid.
38. S. Weinberg. Physical Review Letters 40 (1978) 223.
J. Ellis. Proceedings of Summer Institute on Particle
Physics. Stanford Linear Accelerator Center (Nov. 1978)
SLAC-215.
J. Ellis y M.K. Gaillard. Physics Letters 74B (1978) 374.
J. Ellis y M.K. Gaillard. Nuclear Physics B150 (1979) 141.