

**UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA  
FACULTAD DE INGENIERIA  
ESCUELA DE CIENCIAS**



**DETERMINACIÓN DE LA VIDA MEDIA DE  $K_0$**

**Tesis  
Presentada a la Junta Directiva  
de la  
Facultad de Ingeniería**

**POR**

**ZAIDA DEL ROSARIO URRUTIA DEL CID**

**Al conferírsele el título de**

**LICENCIADA EN FÍSICA APLICADA**

**GUATEMALA, OCTUBRE DE 1997**

PROPIEDAD DE LA UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA  
Biblioteca Central

08  
7(4097)  
C.4

**UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA  
FACULTAD DE INGENIERÍA  
ESCUELA DE CIENCIAS**



**MIEMBROS DE JUNTA DIRECTIVA**

Decano:	Ing. Herbert René Miranda Barrios
Vocal 1:	Ing. Miguel Ángel Sánchez Guerra
Vocal 2:	Ing. Jack Douglas Ibarra Solórzano
Vocal 3:	Ing. Juan Adolfo Echeverría Méndez
Vocal 4:	Br. Víctor Rafael Lobos Aldana
Vocal 5:	Br. Wagner Gustavo López Cáceres
Secretaria:	Inga. Gilda Marina Castellanos de Illescas

**TRIBUNAL QUE PRACTICÓ EL EXAMEN GENERAL PRIVADO**

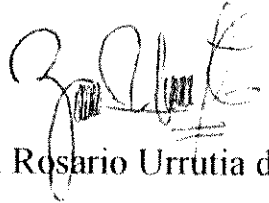
Decano:	Ing. Herbert René Miranda Barrios
Examinador:	Lic. Oscar Castañeda Taracena
Examinador:	Lic. Carlos Antonio Castellanos Santos
Examinador:	Lic. Marco Antonio Huertas Chacón
Secretaria:	Inga. Gilda Marina Castellanos de Illescas

## **HONORABLE TRIBUNAL EXAMINADOR**

Cumpliendo con los preceptos que establece la ley de la Universidad de San Carlos de Guatemala, presento a su consideración mi trabajo de tesis titulado:

### **DETERMINACIÓN DE LA VIDA MEDIA DE $K_s^0$**

tema que me fuera asignado por la Coordinación de la Licenciatura en Física Aplicada, y aprobado por la Dirección de la Escuela de Ciencias de la Facultad de Ingeniería con fecha 11 de septiembre de 1996, No. Ref. E.C.107/96



Zaida del Rosario Urrutia del Cid

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS  
DE GUATEMALA



**FACULTAD DE INGENIERIA**

Escuelas de Ingeniería Civil, Ingeniería  
Mecánica Industrial, Ingeniería Química,  
Ingeniería Mecánica Eléctrica, Técnica  
y Regional de Post-grado de Ingeniería  
Sanitaria.

Ciudad Universitaria, zona 12  
Guatemala, Centroamérica

Guatemala, 4 de agosto de 1997

Señor Director  
Ing. Herbert Mendía  
Escuela de Ciencias  
Facultad de Ingeniería

Sr. Director:

Me dirijo a usted para informarle que he realizado las revisiones pertinentes al trabajo de tesis titulado **DETERMINACIÓN DE LA VIDA MEDIA DE  $K_s^0$** , de la estudiante Zaida del Rosario Urrutia del Cid. Considerando que cumple con los objetivos de la carrera de Física Aplicada, me permito aprobarla.

Sin otro particular, me suscribo de usted.

Atentamente,

ID Y ENSEÑAD A TODOS

Lic. Oscar Castañeda Taracena  
Coordinador  
Licenciatura en Física Aplicada

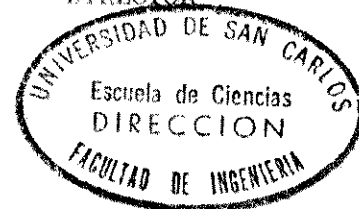


**FACULTAD DE INGENIERIA**

Escuelas de Ingeniería Civil, Ingeniería Mecánica Industrial, Ingeniería Química, Ingeniería Mecánica Eléctrica, Escuela Técnica, Ingeniería en Sistemas Ingeniería Electrónica, Escuela Regional de Ingeniería Sanitaria y Recursos Hidráulicos y Escuela de Posgrado Maestría en Sistemas Mención Construcción y Mención Ingeniería Vial.  
Apartado Postal 217-I-01-907, Guatemala  
Ciudad Universitaria, Zona 12  
Guatemala, Centroamérica

El Director de la Escuela de Ciencias, después de conocer el dictamen del Asesor y del Coordinador de la Licenciatura en Física Aplicada, Lic. Oscar Castañeda Taracena, al trabajo de tesis de la estudiante *ZAIDA DEL ROSARIO URRUTIA DEL CID*, titulado **DETERMINACION DE LA VIDA MEDIA DE  $K_s^0$** , da por este medio su aprobación a dicha tesis.

  
Ing. Herbert Mendia Alarcón  
DIRECTOR



Guatemala, octubre de 1997.

HMA/csdc

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS  
DE GUATEMALA

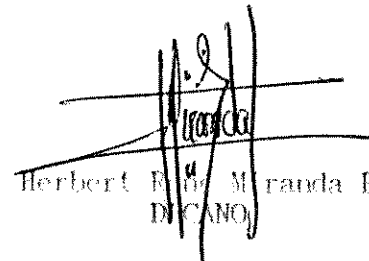


**FACULTAD DE INGENIERIA**

Escuelas de Ingeniería Civil, Ingeniería Mecánica  
Industrial, Ingeniería Química, Ingeniería Mecánica  
Eléctrica, Escuela Técnica, Ingeniería en Sistemas  
Ingeniería Electrónica, Escuela Regional de Inge-  
niería Sanitaria y Recursos Hidráulicos y  
Escuela de Posgrado Maestría en Sistemas  
Mención Construcción y Mención Ingeniería Vial.  
Apartado Postal 217-1-01-907, Guatemala  
Ciudad Universitaria, Zona 12  
Guatemala, Centroamérica

El Decano de la Facultad de Ingeniería, luego de conocer la autorización por parte del Director de la Escuela de Ciencias, Ing. Herbert Mendía Alarcón, al trabajo de tesis DETERMINACION DE LA VIDA MEDIA DE  $K_s$ , de la estudiante *ZAIDA DEL ROSARIO URRUTIA DEL CID*, procede a la autorización para la impresión de la misma.

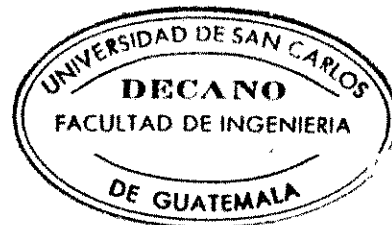
IMPRIMASE:



Ing. Herbert R. Miranda Barrios  
DECANO

Guatemala, octubre de 1997

HRMB/csdc



*A los tres seres más importantes en mi vida:*

*LUIS ENRIQUE URRUTIA RODRÍGUEZ,*

*mi padre y más admirado maestro.*

*(Vives en mi alma, en mis pensamientos y en mis acciones,  
hoy, y siempre...Dios te bendiga papito lindo!)*

*MERCEDES DEL CID DE PAZ DE URRUTIA,*

*mi adorada madre y mi dulce ángel de la guarda en la tierra.*

*MARIO RANFERÍ GUTIÉRREZ MORALES,*

*mi amado esposo, mi compañero de equipo y mi mejor amigo.*

## AGRADECIMIENTOS

Este trabajo de investigación, no hubiese sido posible, sin la colaboración de varias personas que trabajan por el desarrollo de las ciencias básicas en nuestro país, en particular, y en Latino América, en general.

Agradezco al Instituto de Física de la Universidad de Guanajuato, a la Universidad de San Carlos de Guatemala, al Proyecto USAC-UTRECHT, a la Organización Internacional para las Migraciones (O.I.M.), al Centro Latinoamericano de Física en México, y al Dr. Víctor Urrutia, quienes proporcionaron los recursos necesarios para el desarrollo de esta investigación.

También quisiera agradecer al Dr. Julián Félix Valdez, quien asesoró este trabajo con gran seriedad y con buena voluntad, manifestando en todo momento su preocupación porque el mismo culminara en éxito.

Finalmente, agradezco a mis familiares y amigos, que aunque a distancia, me manifestaron constantemente su cariño y apoyo moral. Y por supuesto, también agradezco a Dios, que me ha dado la oportunidad de dar un paso más en mi carrera.



# ÍNDICE GENERAL

*pág.*

LISTA DE ILUSTRACIONES.....	iii
LISTA DE SÍMBOLOS.....	vi
GLOSARIO.....	ix
INTRODUCCIÓN.....	xiii
<b>1. VIDA MEDIA DE PARTÍCULAS Y RESONANCIAS</b>	
1.1. Introducción.....	1
1.2. Fuerzas en la naturaleza.....	2
1.3. Producción de las partículas.....	3
1.4. Detección de las partículas.....	4
1.4.1. Cámaras de burbujas.....	4
1.4.2. Cámaras de chispas.....	5
1.4.3. Cámaras multialámbricas o de deriva.....	5
1.5. Selección de los eventos.....	6
1.6. Identificación de las partículas.....	6
1.7. Vida media de las partículas.....	7
1.8. Vida media de las resonancias.....	8
1.8.1. Espectroscopía.....	9
1.8.2. Efecto Primakoff.....	9
1.9. El teorema CPT.....	10
<b>2. VIDA MEDIA DE <math>K_s^0</math></b>	
2.1. Introducción.....	12
2.2. Antecedentes.....	13
2.3. Técnicas para medir $\tau_{K_s}$ .....	16
2.3.1. El método Maximun Likelihood (ML).....	16
2.3.2. Estudio de la interferencia $K_s^0 - K_L^0$ y el sistema $K^0 - \bar{K}^0$ .....	18
<b>3. EL EXPERIMENTO BNL-E766</b>	
3.1. Introducción.....	21
3.2. Procesos de disociación difractiva.....	22
3.3. El haz.....	23
3.4. El blanco.....	24
3.5. El espectrómetro.....	25
3.5.1. El campo magnético.....	26
3.5.2. Las cámaras de deriva.....	28

3.5.3. Los detectores de centelleo.....	30
3.5.3.1. El contador del blanco.....	30
3.5.3.2. El contador de veto.....	30
3.5.3.3. El hodoscopio central y el hodoscopio posterior.....	31
3.5.4. El contador Cherenkov.....	32
3.6. El sistema de adquisición de datos.....	33
3.7. El análisis de datos.....	34
3.7.1. Paso 1: reconstrucción de trayectorias.....	34
3.7.2. Paso 2: reconstrucción de vértices.....	35
3.7.3. Paso 3: identificación de partículas.....	37
3.7.3.1. La identificación directa.....	38
3.7.3.2. La identificación indirecta.....	38
4. DETERMINACIÓN DE $\tau_{K^0}$	
4.1. Introducción.....	40
4.2. Selección de la muestra.....	41
4.3. Distribución de masas de $K^0$ .....	44
4.4. Medición de tiempos propios de decaimiento.....	47
5. RESULTADOS Y DISCUSIONES	
5.1. Introducción.....	51
5.2. Resultados.....	51
5.3. Efectos de la aceptación del detector.....	53
5.4. Fuentes de error sistemático.....	55
5.5. Verificación de resultados.....	56
CONCLUSIONES.....	xv
RECOMENDACIONES.....	xvi
REFERENCIAS.....	xvii
BIBLIOGRAFÍA.....	xxii
APÉNDICES.....	xxiii
A. Clasificación de partículas.....	xxiii
B. El método de <i>Maximum Likelihood</i> (ML).....	xxix
C. Transformaciones de Lorentz.....	xxxii

# LISTA DE ILUSTRACIONES

## FIGURAS

	<i>pág.</i>
Figura 3.1. Espectro de la componente z del momento del haz de protones.....	24
Figura 3.2. El espectrómetro de multipartículas utilizado en el BNL E766 .....	26
Figura 3.3. Vista lateral del espectrómetro E766, y diagrama de la componente vertical del campo magnético, a lo largo del eje z.....	27
Figura 3.4. Efecto Cherenkov.....	32
Figura 4.1. Vista esquemática de las trayectorias de las partículas en un evento típico de la muestra de estudio.....	42
Figura 4.2. Distribución de la masa invariante para 56,131 eventos $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , y curva de ajuste a una gaussiana.....	45
Figura 4.3. Distribución de la masa invariante para 577 eventos $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , y curva de ajuste a una gaussiana.....	46
Figura 4.4. Distribución de distancias de decaimiento para $K_s^0$ medidas en el marco de referencia del laboratorio.....	49
Figura 4.5. Distribución de momentos de $K_s^0$ medidos en el marco de referencia del laboratorio.....	50
Figura 5.1. Distribución de tiempos propios de decaimiento para $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , y ajuste de la distribución a una función exponencial, por el método de mínimos cuadrados.....	52
Figura 5.2. Distribución de tiempos propios de decaimiento para una submuestra de 577 eventos, y curva de ajuste a una función exponencial, por el método de mínimos cuadrados.. ..	54

**Figura 5.3.** Se muestra la distribución de tiempos propios de la Figura 5.1, y la curva de mejor ajuste por el método de *Maximum Likelihood*.....57

**Figura 5.4.** Comparación del resultado de esta investigación con los resultados reportados en las Referencias 2 a la 8.....58

**Figura C.1.** Marcos de referencia  $\mathcal{K}$  y  $\mathcal{K}'$ , que se mueven con una velocidad relativa  $\vec{\beta}$ .....xxxii

# TABLAS

	<i>pág.</i>
Tabla 1.1. Interacciones, sus partículas portadoras y algunas de sus propiedades.....	3
Tabla 2.1. Características de $K_s^0$ .....	12
Tabla 2.2. Resumen de las publicaciones consideradas en la estimación del promedio anual para el valor de $\tau_{K_s}$ .....	14
Tabla 2.3. Resumen de las publicaciones listadas por PDG, pero no consideradas para la estimación del promedio anual de $\tau_{K_s}$ .....	15
Tabla 3.1. Dimensiones de las cámaras de deriva del espectrómetro E766.....	28
Tabla 3.2. Orientación respecto a la vertical, de los alambres en cada uno de los planos ánodos de una cámara del espectrómetro BNL E766.....	29
Tabla 5.1. Valores obtenidos para la vida media de $K_s^0$ , a alta y baja estadística, utilizando los métodos de mínimos cuadrados y de <i>Maximum Likelihood</i> .....	58
Tabla A.1 Características de los leptones.....	xxiv
Tabla A.2 Interacciones y algunas de sus propiedades.....	xxv
Tabla A.3 Los quarks conocidos y sus propiedades.....	xxv
Tabla A.4 Algunos bariones y sus principales propiedades .....	xxv
Tabla A.5 Algunos bariones y su estructura.....	xxv
Tabla A.6 Algunos mesones y sus principales propiedades .....	xxv
Tabla A.7 Algunos mesones y su estructura.....	xxv

## LISTA DE SÍMBOLOS

$e^-$	electrón
$e^+$	positrón
$\nu$	neutrino
$\mu$	muón
$q$	quark
$u$	quark <i>up</i>
$d$	quark <i>down</i>
$s$	quark <i>strange</i>
$c$	quark <i>charm</i>
$b$	quark <i>bottom</i>
$t$	quark <i>top</i>
$K^0$	mesón <i>K</i> neutro, o kaón cero
$\bar{K}^0$	antipartícula de $K^0$ , o antikaón cero
$K_s^0$	kaón cero de vida corta (o, <i>K-short</i> )
$\bar{K}_s^0$	antipartícula de $K_s^0$
$K_L^0$	kaón cero de vida larga (o, <i>K-large</i> )
$K^+$	kaón positivo
$K^-$	kaón negativo
$\pi^+$	pión positivo
$\pi^-$	pión negativo
$\pi^0$	pión cero
$p$	protón
$n$	neutrón
$\Lambda^0$	lambda cero
$\bar{\Lambda}^0$	antipartícula de $\Lambda^0$ , o antilambda cero
$\Sigma^+$	sigma positiva
$\Sigma^{*+}$	sigma asterisco positiva (resonancia)
$\Sigma^{*0}$	sigma asterisco cero (resonancia)
$\Xi^+$	xi más
$\Xi^-$	xi menos
$\Omega^-$	omega menos

$s$	número de extrañeza.
$J$	espín
$I$	isoespín
$ e $	carga del electrón
$q$	carga eléctrica de una partícula
$\tau$	vida media
$\tau_{K_s^0}$	vida media de $K_s^0$
$\tau_{\bar{K}_s^0}$	vida media de $\bar{K}_s^0$
$\lambda$	constante o razón de decaimiento
$d$	distancia de decaimiento
$\rho$	densidad
$l$	longitud de interacción nuclear
$\Gamma$	ancho del pico de una resonancia en una distribución de masa invariante
$\hbar$	constante de Planck, dividida entre $2\pi$ ( $6.58 \times 10^{-25} \text{ GeV s}$ )
$Z$	número atómico
$\sigma_d$	sección transversal diferencial
$\theta_c$	ángulo de Cerenkov
$n$	índice de refracción
$\epsilon$	aceptancia o eficiencia de un detector
$\vec{P}$	momento lineal de una partícula
$P_z$	componente $z$ del momento lineal
$P_t$	componente transversal del momento lineal
$P_l$	componente longitudinal del momento lineal
$E$	energía total relativista
$M$	masa invariante
$\vec{v}$	velocidad de una partícula
$c$	rapidez de la luz en el vacío
$c'$	rapidez de la luz en un medio distinto del vacío
$\vec{\beta}$	razón entre $\vec{v}$ y $c$
$\gamma$	definida como $1/\sqrt{1-\beta^2}$ ; o bien, símbolo del fotón
$\prod f_i$	indica el producto entre las funciones $f_i$ , $i=1, 2, \dots$
$\Sigma$	sumatoria
$\sigma$	desviación estándar

$fwhm$	ancho de una distribución, a la mitad del máximo
$\chi^2$	función <i>chi cuadrado</i>
$\mathcal{P}$	función de probabilidad
$\mathcal{L}$	función de <i>Likelihood</i>
$\eta_{+-}$	razón de las amplitudes de decaimiento de $K_L^0$ y $K_S^0$ en el modo de decaimiento $\pi^+\pi^-$
$\eta_{00}$	razón de las amplitudes de decaimiento de $K_L^0$ y $K_S^0$ en el modo de decaimiento $\pi^0\pi^0$
$\Phi_{+-}$	fase de $\eta_{+-}$
$\Phi_{00}$	fase de $\eta_{00}$
$\Phi_{SW}$	fase superdébil ( <i>superweak phase</i> )
C	operador de conjugación de carga eléctrica
P	operador de paridad
T	operador de inversión temporal
ML	método <i>Maximum Likelihood</i>
TOF	sistema de tiempo de vuelo ( <i>time of flight</i> )
PDG	siglas del acrónimo en inglés: <i>Particle Data Group</i>



## GLOSARIO

**Aceptancia:** (o eficiencia de un detector) es la razón entre el número de eventos detectados y el número de eventos generados, en una muestra Monte Carlo.

**Ambigüedad cinemática:** ambigüedad que tiene lugar cuando dos o más soluciones de un evento, cumplen con todas las leyes de conservación y además con los cortes impuestos a lo largo del análisis de datos.

**Ancho a la mitad del máximo:** ancho de una distribución, medida a la semialtura del punto máximo. Es también nombrada por las siglas *fuwm*, de su acrónimo en inglés (*full with half maximum*).

**Bariones:** hadrones con espín semientero ( $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$ ), por lo que obedecen el principio de exclusión de Pauli. Se encuentran constituidos de 3 quarks. Ejemplos de bariones son:  $n$ ,  $p$ ,  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^{++}$ , etc.

**Bin:** uno de los intervalos de clase en que se agrupan los datos de una distribución.

**Corte:** restricción o condición impuesta a los eventos en la muestra de estudio, durante las distintas etapas del proceso de análisis de datos.

**Decaimiento:** proceso mediante el cual una partícula inestable se desintegra, dando origen a dos o más nuevas partículas.

**Distancia de decaimiento de una partícula:** es la distancia, medida en el marco de referencia del laboratorio, entre el punto en el que se origina una partícula y el punto en el que decae.

**Estados degenerados:** estados con el mismo eigenvalor de energía.

**Estados estacionarios:** estados cuyos eigenvalores no cambian en el tiempo.

**Evento:** conjunto de mediciones tomadas por un detector, generadas en la mayoría de los casos por la interacción de una partícula del haz y una partícula del blanco.

**Evento inclusivo:** reacción de la forma  $a + b \rightarrow c + X$ , en donde se estudia  $c$  y se ignora el resto de la reacción,  $X$ .

**Evento exclusivo:** reacción de la forma  $a + b \rightarrow c + d_1 + d_2 + \dots + d_n$ , en donde se estudia  $c$  en el canal específico del conjunto de partículas  $d_1, d_2, \dots, d_n$ .

**Extrañeza:** número cuántico conservado durante las interacciones fuertes y electromagnéticas, no así en las interacciones débiles.

**Hadrones:** partículas que interactúan a través de la fuerza fuerte. Los hadrones cargados interactúan también a través de la fuerza electromagnética. Se subdividen en bariones y mesones.

**Hodoscopio:** conjunto de detectores de centelleo que registran el paso de una partícula.

**Kaon cero:** nombre abreviado para el mesón  $K$  con carga eléctrica neutra.

**Masa invariante:** energía en el centro de masa de una partícula inestable; es igual a la energía en reposo de esa partícula.

**Mesones:** hadrones con espín entero. Se encuentran constituidos de un quark y un antiquark. Ejemplos de mesones son:  $K^0$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ , etc.

**Quarks:** son partículas fundamentales cuyos estados ligados forman todos los bariones y mesones.

**Regeneración:** técnica experimental utilizada en los estudios de la interferencia entre  $K_S^0$  y  $K_L^0$ . Consiste en hacer incidir un haz de  $K_L^0$  sobre un blanco situado a varios metros de la región de producción. Como producto de las interacciones en el blanco, se obtiene la regeneración de mesones  $K_S^0$ .

**Resonancia:** estado excitado de un hadrón. Decae vía la interacción fuerte. Su vida media es del orden de  $10^{-23}s$ .

**Teorema CPT:** proposición de que un sistema físico permanece invariante ante el producto de las transformaciones de conjugación de carga, de paridad y de inversión temporal.

**Solución a un evento:** conjunto de identidades de partículas que se asignan a sendas trazas o trayectorias asociadas con un evento. Esta solución debe cumplir con todas las leyes de conservación y con los cortes impuestos durante las distintas etapas del proceso de análisis de datos.

**Tiempo propio de decaimiento:** intervalo que transcurre entre la creación y el decaimiento de una partícula, medido en un marco de referencia en el que la partícula que decae está en reposo.

**Vértice:** lugar en donde dos o más trayectorias de partículas se interesectan.

**Vértice primario:** lugar donde ocurre la interacción entre un protón del haz y un protón del blanco.

**Vértice secundario:** vértice asociado al decaimiento de una partícula.

**Vida media:** intervalo de tiempo necesario para que, de un conjunto de  $N$  partículas, decaigan aproximadamente el 63% de ellas .

# INTRODUCCIÓN

Una de las propiedades más estudiadas de las partículas es su vida media. El orden de magnitud del valor de la vida media de las partículas está relacionada con los mecanismos involucrados en su desintegración o decaimiento. En esta disertación se presenta el resultado de medir la vida media del mesón  $K_s^0$  (o *k-short*, como se le conoce en la literatura).  $K_s^0$  decae vía la interacción débil, según: ( $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) en  $\sim 68.6\%$  de los casos [1].

El estudio del sistema de kaones neutros,  $K^0 - \bar{K}^0$ , es de particular interés en la física de altas energías, debido a que exhiben características que no se observan en otras partículas. Existen dos estados observados del sistema de kaones neutros:  $K_s^0$  y  $K_L^0$ . Estos dos estados difieren muy poco en masa, pero difieren considerablemente en sus vidas medias (la vida media de  $K_L^0$  es aproximadamente mil veces mayor que la correspondiente de  $K_s^0$ ).

La vida media y demás propiedades de  $K_s^0$ , han sido ampliamente estudiadas. A lo largo de los últimos treinta años, ha habido varios experimentos en los que se ha determinado el valor de la vida media de  $K_s^0$  ( $\tau_{K_s^0}$ ) [2-14]. En la mayoría de estos experimentos se mide el valor de  $\tau_{K_s^0}$ , como parte de estudios fenomenológicos de la interferencia entre los estados  $K_s^0$  y  $K_L^0$ . El objetivo central de tales experimentos, es el de verificar las predicciones de modelos particulares (como el modelo *superdébil*), o bien el de verificar experimentalmente la validez de la simetría fundamental CPT (conjugación de carga, paridad y tiempo, aplicadas en cualquier orden).

El objetivo de esta investigación es determinar el valor de la vida media de  $K_s^0$ , en el modo de decaimiento dominante, en independencia de alguna predicción teórica particular.

La vida media de  $K_s^0$ , se obtiene en esta investigación, directamente del estudio de los tiempos propios de decaimiento en una muestra de alta estadística, selec-

cionada de los datos recabados por el experimento 766 del Brookhaven National Laboratory (BNL E766), llevado a cabo en 1986. El Dr. Julián Félix Valdez proporcionó el acceso a los datos y la asesoría para la presente investigación.

En la muestra seleccionada, se consideran eventos inclusivos; es decir, eventos de la forma:  $p + p \rightarrow K_s^0 + X$ , en donde  $X$  representa a otros productos de la interacción que no son de interés para este estudio. Se ha considerado que la contribución a la muestra, de decaimientos  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , es nula.

A lo largo de esta tesis se describen detalladamente los procedimientos seguidos en la obtención, selección y análisis de los datos en la muestra. En el capítulo 1, se muestran las técnicas empleadas en la determinación de la vida media de partículas y resonancias. En el capítulo 2, se resumen los resultados obtenidos y los procedimientos seguidos por distintos grupos de investigadores, a lo largo de las últimas tres décadas. En el capítulo 3, se hace una descripción del experimento BNL E766, y de las etapas iniciales en el proceso de análisis de datos. En el capítulo 4, se describe la forma en la que fue seleccionada la muestra de estudio y el procedimiento empleado para determinar los tiempos propios de decaimiento de cada evento. En el capítulo 5, se presentan y discuten los resultados obtenidos. Finalmente, se exponen las conclusiones derivadas de esta investigación.

Como resultado de esta investigación, se ha encontrado que la vida media de  $K_s^0$ , tiene el valor de  $(0.893 \pm 0.006) \times 10^{-10}$  s; donde el error reportado corresponde al error estadístico. Se estima que la aceptación del detector no afecta significativamente al resultado obtenido. Este resultado coincide, dentro de los límites de error experimental, con el valor mundialmente aceptado.

Considerando la validez del teorema CPT, se concluye que la vida media de  $\bar{K}_s^0$  coincide con el obtenido para la vida media de  $K_s^0$ .

# 1. VIDA MEDIA DE PARTÍCULAS Y RESONANCIAS

## 1.1 Introducción

Se define la *vida media* de una partícula elemental, como el intervalo de tiempo necesario para que de una muestra de  $N$  de esas partículas, decaigan  $N'$ :

$$N' = N(1 - e^{-1}). \quad (1.1)$$

La vida media de una partícula es, por tanto, el tiempo necesario para que aproximadamente el 63 % de ellas decaigan en otras partículas [15].

En este capítulo se describe la forma en la que se ha determinado experimentalmente la vida media de partículas y resonancias.

Atendiendo al orden de magnitud de la vida media de las partículas, se considera que son partículas estables aquellas partículas con vidas medias mayores que el intervalo de tiempo promedio de duración de la vida humana. De acuerdo con esto, de todas las partículas elementales conocidas, solamente cuatro son estables. Estas cuatro partículas son:

- el electrón ( $e^-$ ),
- el protón ( $p$ ),
- el fotón ( $\gamma$ ),
- el neutrino ( $\nu$ ).

Para determinar experimentalmente la vida media de una partícula, se estudia el tiempo que transcurre entre el instante en que se produce y el instante en que decae, o bien, lo que es equivalente, se estudia la distancia que recorre en ese tiempo (su *distancia de decaimiento*). Muchas veces se expresa la vida media de una partícula en unidades de longitud. Así por ejemplo, se dice que la partícula  $\Lambda^0$  vive alrededor de 3 pulgadas (que equivalen aproximadamente a  $2.5 \times 10^{-10}$  s de viaje, a una velocidad cercana a la de la luz).

El orden de magnitud de la vida media de una partícula, está relacionada con del tipo de interacción que participa en su decaimiento; en la sección 1.2 se indica cómo se relaciona el valor de la vida media con las distintas fuerzas en la naturaleza.

La determinación experimental de la vida media, requiere de tecnología especializada, en lo que se refiere a la producción, detección e identificación de las partículas. Estos aspectos se describen en las secciones 1.3 a 1.6. Las técnicas específicas que se han utilizado para la determinación de la vida media de las partículas se describen en la sección 1.7.

No todas las partículas viven el tiempo suficiente para dejar una traza de longitud medible; se identifica a estas partículas como *resonancias*. Las resonancias son consideradas como estados excitados de los hadrones y viven aproximadamente  $10^{-23}$  s, que equivale a distancias de decaimiento del orden de  $10^{-15}$  m. Por tanto, la determinación de la vida media de una resonancia requiere de otras técnicas. Las técnicas empleadas, hasta ahora, en la medición de la vida media de las resonancias, se discuten en la sección 1.8.

Finalmente, en la sección 1.9, se describen brevemente las implicaciones del teorema CPT, y su relación con la vida media de las antipartículas.

## 1.2 Fuerzas en la naturaleza

Una de las formas de identificar el tipo de interacción que tiene lugar en el decaimiento de una partícula, es atendiendo al orden de magnitud de su vida media.



Ha sido observado a lo largo de un gran número de experimentos, que cada una de las cuatro fuerzas conocidas en la naturaleza, se puede caracterizar por su radio de acción y por el tiempo que toma la interacción misma. En la teoría cuántica de campos se asigna a cada fuerza una partícula de intercambio que actúa durante las interacciones. En la tabla 1.1 se listan las principales características de las distintas interacciones, y sus portadores.

Tipo de interacción	Partícula de intercambio	Masa (GeV)	Carga ( e )	Tiempo típico
Gravitacional	gravitón	0	0	$10^{45}$ s
Electromagnética	fotón ( $\gamma$ )	0	0	$10^{-18}$ s
Débil	bosón $W^-$	80.33	-1	$10^{-10}$ s
"	bosón $W^+$	80.33	1	"
"	bosón $Z^0$	91.187	0	"
Fuerte	gluón	0	0	$10^{-23}$ s

Tabla 1.1 Interacciones, algunas partículas portadoras y algunas de sus propiedades [1,16].

A la fecha, no existe evidencia experimental de la existencia del gravitón, y la existencia del gluón necesita ser confirmada.

Partículas con vidas medias del orden de  $10^{-10}$  s, como el kaón cero ( $K_s^0$ ) y lambda cero ( $\Lambda^0$ ), decaen débilmente;  $\Sigma^{*0}$  decae electromagnéticamente, y las resonancias, con vidas medias del orden de  $10^{-23}$  s, decaen vía la interacción fuerte.

### 1.3 Producción de las partículas

Las partículas elementales se producen mediante colisiones provocadas en el laboratorio. La energía disponible para la colisión es suministrada mediante aceleradores que dan a las partículas que interactúan, la energía cinética suficiente para observar la creación de nuevas partículas. La energía proporcionada por estos aceleradores, ha variado desde algunos GeV en los sesentas, hasta miles de

GeV en la última década [16].

## 1.4 Detección de las partículas

A su paso por un medio material, una partícula puede interactuar con los átomos del mismo, en diferentes formas: por ionización, dispersión coulombiana, absorción de energía, etc. Es precisamente la interacción de las partículas con el material del detector, lo que nos permite advertir su presencia. Por lo general, se detectan partículas cargadas, por la ionización que producen a su paso por el material del detector. Esta interacción implica que cierta fracción de la energía de la partícula se *pierda* en otros procesos (dispersión coulombiana, radiación de frenado o *bremstrahlung*, etc). En los detectores más modernos, la energía perdida por la partícula suele ser pequeña comparada con su energía total (véase sección 1.4.3).

Si el detector es colocado en un campo magnético de valor conocido, las partículas seguirán una trayectoria con una curvatura característica de su carga y de su momento. Una técnica general para la detección de las partículas consiste en estudiar sus trayectorias, si viven lo suficiente para producir una traza en el detector, o en caso contrario, en estudiar las masas de los productos de su decaimiento [16].

Algunos de los detectores de trazas más empleados en el estudio de la vida media de las partículas, se describen a continuación, a manera de un breve recuento histórico.

### 1.4.1 Cámara de burbujas

En una cámara de burbujas, una partícula ionizante que se mueve a través del líquido supercalentado en el interior del detector, deja una traza de iones que sirven como centros para la formación de burbujas de algunos micrómetros de radio y que permanecen por aproximadamente 50 milisegundos. Con el equipo fotográfico apropiado, se puede captar las trazas dejadas por las partículas desde distintos ángulos, para luego reconstruirlas en tres dimensiones. Otros detalles sobre este

tipo de detectores, pueden consultarse en las referencias 16 y 17.

#### 1.4.2 Cámaras de chispa

Éstas consisten en una serie de delgadas láminas metálicas (planos) sujetas a grandes diferencias de potencial, e inmersas en un gas. Cuando una partícula cargada atraviesa el detector, los iones producidos en el gas causan chispas de luz visible entre los planos. De esta forma se puede ver y fotografiar la traza producida. En la referencia 17, aparece una descripción más detallada de estas cámaras.

#### 1.4.3 Cámaras multialámbricas o de deriva

Al igual que las cámaras de chispa, las cámaras de deriva consisten de una serie de planos sujetos a una diferencia de potencial e inmersos en un gas, que se ioniza al paso de una partícula cargada. La diferencia consiste en que, en lugar de las láminas delgadas, cada plano está constituido por un conjunto de finos alambres conductores separados por unos cuantos milímetros. Los electrones producto de la ionización del gas se dirigen a los alambres de los planos cargados positivamente, luego se puede detectar en los alambres una corriente que es proporcional a la ionización inicial. El paso de las partículas a través de varios planos en una cámara y luego a través de otras cámaras, permite reconstruir las trayectorias de las mismas.

La eficiencia lograda en una cámara de deriva es muy alta, aproximadamente del 99%. Son muy empleadas en la actualidad por su eficiencia y por que se diseñan de forma que la cantidad de material empleada en su construcción sea mínima. En el capítulo 3 se amplía la descripción de estos dispositivos.

Un detector completo consta de un detector de trazas, más un sistema de detectores de centelleo y otros que realizan la tarea de determinar el tiempo de vuelo, la velocidad y la identidad de las partículas (véanse las secciones 3.5.3 y 3.5.4).

## 1.5 Selección de los eventos

Una primera selección de los eventos, consiste en eliminar aquellos eventos que escapan del detector antes de haber sido completamente caracterizados. Generalmente se utilizan sistemas electrónicos de disparo (o *triggers*, en inglés), capaces de realizar esta primera selección a altas velocidades. Hecho esto, se obtiene una muestra que incluye a los eventos que se desea estudiar, junto a otros eventos considerados espurios: el fondo (o *background*, en inglés). Para eliminar el fondo de una muestra de eventos, es necesario el buen conocimiento de las reacciones que pudieran producirse junto a las reacciones de interés; sobre la base de este conocimiento, se imponen cortes o restricciones que se ejecutan mediante programas en el sistema de adquisición y procesamiento de datos.

## 1.6 Identificación de las partículas

La forma más directa para identificar una partícula es determinando su masa. En el caso de las partículas cargadas, su masa puede ser calculada a partir de su momento y de su velocidad con la información suministrada por los distintos elementos en un espectrómetro. En el caso de partículas neutras, que decaen dentro del detector, la identificación se realiza a través de sus productos de decaimiento. La masa invariante de la partícula que decae se puede reconstruir a partir de las energías y momentos de sus productos de decaimiento (véase la expresión (C.9) en el apéndice C).

Se completa la identificación de una partícula determinando el valor de su carga, su extrañeza, espín, número bariónico, etc.

## 1.7 Vida media de las partículas

El procedimiento más frecuentemente empleado hasta ahora para determinar, experimentalmente, la vida media de una partícula, consiste en estudiar la dis-

tribución de *tiempos propios de decaimiento* (véase sección 4.4) de una muestra de partículas.

Se sabe que la probabilidad de que una partícula decaiga en un tiempo  $t$ , medido a partir del momento de su creación, está dada por [18]:

$$\mathcal{P}(t) = Ce^{-\lambda t}, \quad (1.2)$$

donde  $C$  es una constante y  $\lambda$  es la razón de decaimiento, relacionada con la vida media ( $\tau$ ), mediante la expresión:

$$\lambda = \frac{1}{\tau}. \quad (1.3)$$

El valor de la constante  $C$  puede ser determinado introduciendo la condición de normalización, sobre el dominio de  $t$ . Para un detector de dimensiones infinitas:

$$\int_0^{\infty} \mathcal{P}(t) dt = 1, \quad (1.4)$$

$$\int_0^{\infty} Ce^{-\lambda t} dt = 1, \quad (1.5)$$

de donde se obtiene que:

$$C = \lambda.$$

Una vez conocida la función de probabilidad que corresponde a la distribución de los tiempos propios de las partículas, se procede a estimar el valor más probable para el parámetro  $\lambda$ . Este corresponde al inverso de la vida media ( $\tau$ );  $\tau$  es la media de una distribución exponencial de tiempos propios de decaimiento. Los procedimientos estadísticos más empleados para la estimación de  $\tau$ , son descritos con más detalle en el capítulo 2 y en el apéndice B, de esta tesis.

Previo al tratamiento estadístico de la distribución de tiempos propios, se debe tomar en cuenta la corrección de los valores medidos por la eficiencia geométrica o en general, por la aceptación del detector. Se define la aceptación ( $\epsilon$ ) como [19]:

$$\epsilon \equiv \frac{\text{número de eventos detectados}}{\text{número de eventos generados}}, \quad (1.6)$$

es decir, como la razón entre el número de eventos registrados por el detector y el número de eventos producidos, hayan sido detectados o no. La aceptación de un detector se estima mediante programas que simulan todas las características del detector y de los eventos que constituyen la muestra (modelo de producción). Al conjunto de tales programas se les denomina *simulación Monte Carlo*.

## 1.8 Vida media de las resonancias

La vida media de una resonancia puede ser determinada a partir de la distribución de su masa invariante. Se expone brevemente este procedimiento en la sección 1.8.1. En la sección 1.8.2, se describe un procedimiento distinto para la determinación de la vida media de resonancias que decaen vía interacción electromagnética.

### 1.8.1 Espectroscopía

Para medir la vida media de una resonancia  $B$ , se construye la distribución de su masa invariante. El ancho de esta distribución,  $\Gamma_B$ , tiene unidades de energía y se encuentra relacionado con la vida media  $\tau_B$  de la resonancia, de acuerdo al principio de incertidumbre de Heisenberg [18]:

$$\tau_B \geq \frac{\hbar}{\Gamma_B} \quad (1.7)$$

De modo que, una vez medida  $\Gamma_B$ , puede determinarse directamente la vida media de la resonancia  $B$ .

### 1.8.2 Efecto Primakoff

Las técnicas experimentales utilizadas en los sesentas, no permitían medir el *ancho* del pico de la resonancia en el espectro de la masa invariante. Dreitlein y Primakoff [20] en 1962, encontraron una forma indirecta de medir la vida media de la resonancia  $\Sigma^{*0}$ . Sigma cero decae electromagnéticamente, en  $\sim 100\%$  de los casos, según:



Haciendo incidir un haz neutro sobre un material de número atómico  $Z$ , Primakoff y sus colaboradores encontraron que, en la reacción  $\Lambda^0 + Z \rightarrow \Sigma^{*0} + Z$ , el campo coulombiano del núcleo  $Z$  provee el fotón para la reacción inversa:



A este mecanismo se le dio el nombre de *efecto Primakoff*. Se encontró además, que la sección transversal diferencial ( $\sigma_d$ ) de la reacción anterior, es directamente proporcional a  $Z^2$ , e inversamente proporcional a la vida media de  $\Sigma^{*0}$ . Esto es:

$$\sigma_d \propto \frac{Z^2}{\tau_{\Sigma^{*0}}}. \quad (1.10)$$

La constante de proporcionalidad en (1.10) es una función del factor de formación del núcleo  $Z$  y del momento transferido durante la reacción [21].

La relación expresada en (1.10) entre la sección eficaz diferencial y la vida media de  $\Sigma^{*0}$ , es característica del decaimiento electromagnético de esta resonancia. Tanto  $\sigma_d$  como la constante de proporcionalidad, se pueden determinar experimentalmente. Así, que la vida media de  $\Sigma^{*0}$  se determina despejando directamente  $\tau_{\Sigma^{*0}}$ .

## 1.9 El teorema CPT

El CPT es uno de los teoremas fundamentales en la física, y afirma que los sistemas físicos son invariantes bajo la acción combinada de las operaciones de: paridad (P), conjugación de la carga (C) e inversión temporal (T) [22]. Se explicará brevemente en qué consiste cada una de estas operaciones.

Como se sabe, en mecánica cuántica, las partículas están descritas por funciones de onda,  $\psi(\vec{r}, t)$ . El operador de paridad (P) actúa sobre la función de onda de una partícula, cambiando  $\vec{r}$  por  $-\vec{r}$ ; es decir:

$$P\psi(\vec{r}, t) = \psi(-\vec{r}, t). \quad (1.11)$$

En 1956, Lee y Yang puntualizaron que no había base experimental para sustentar la conservación de la paridad en general [22]. Mientras que las interacciones electromagnéticas y fuertes conservan paridad, se halló en 1957 que las interacciones débiles violaban la conservación de paridad.

Otra transformación o simetría es la conjugación de carga, que consiste en invertir el signo de la carga de las partículas que participan en un proceso; el operador asociado con esta transformación se denota por C. Las interacciones electromagnéticas y fuertes son invariantes bajo la conjugación de carga.

Finalmente, la transformación de inversión temporal, cuyo operador asociado se denota por T, actúa sobre la función de onda de una partícula intercambiando  $t$  por  $-t$  en un proceso físico; esto es:

$$T\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}, -t). \quad (1.11)$$

En esencia, el teorema CPT establece que, si se observa que un cierto proceso ocurre en la naturaleza, el proceso que se obtiene como resultado de aplicarle las operación CPT, es un proceso que ocurre con la misma probabilidad que el primero



[23]. Una consecuencia del teorema CPT es que: *la masa y la vida media de partículas y antipartículas, deben ser idénticas.*

Desde 1964 se ha acumulado evidencia experimental de la violación de CP (decaimiento de kaones neutros [18]). A la fecha, no se ha encontrado evidencia de la violación de CPT. Sin embargo, los físicos siguen aún poniendo a prueba la verificación experimental de la invarianza CPT [2]. Por lo anterior, puede considerarse que lo expuesto en este capítulo, respecto a la vida media de partículas y resonancias, es válido también para sus respectivas antipartículas.

## 2. VIDA MEDIA DE $K_s^0$

### 2.1 Introducción

El *kaón cero*  $K_s^0$  (el subíndice proviene del inglés *short*), es un mesón neutro que decae débilmente según [1]:

$$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- , \quad (2.1)$$

$$K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 , \quad (2.2)$$

El modo de decaimiento (2.1) en dos piones cargados, ocurre en el  $(68.61 \pm 0.28)\%$  de los casos, y el modo (2.2) ocurre en el  $(31.39 \pm 0.28)\%$  de los casos. El  $K_s^0$  es una partícula neutra, por lo tanto no se le puede identificar a través de su traza en un detector (no deja traza), sino a través de sus productos de decaimiento:  $\pi^+$  y  $\pi^-$ . Las principales características (exceptuando la vida media) de  $K_s^0$  se resumen en la tabla 2.1.

Propiedad de $K_s^0$	Valor
Masa	$497.672 \pm 0.031 \text{ MeV}$
Carga ( $ e $ )	0
Espín ( $J$ )	0
Isoespín ( $I_z$ )	$+1/2$
Extrañeza ( $s$ )	+1
Estructura ( $q\bar{q}$ )	$d\bar{s}$

Tabla 2.1 Características de  $K_s^0$ . El valor de la masa de  $K_s^0$ , es tomado de la referencia 1. En el renglón de *estructura* se muestra la composición de quarks del  $K_s^0$  (véase apéndice A).

La vida media de  $K_s^0$  ( $\tau_{K_s^0}$ ) ha sido tema de diversos trabajos de investigación [2-14]. El promedio mundial hasta 1996 para la vida media de  $K_s^0$  es:  $(0.8932 \pm 0.0010) \times 10^{-10}$  s [1]. Este promedio está calculado usando resultados obtenidos por distintos grupos, desde 1972 hasta 1995. Los resultados de años anteriores a 1972, pueden ser encontrados en la referencia 24.

Todos los trabajos de investigación listados en *The Particle Data Group* (PDG) de 1996, se describen brevemente en la sección 2.2. En la última sección de este capítulo, se discuten las dos técnicas empleadas, hasta ahora, para la determinación experimental de  $\tau_{K_s^0}$ .

## 2.2 Antecedentes

En las tablas 2.2 y 2.3 se presenta un resumen de las últimas trece publicaciones; en ellas se reporta la medición de la vida media de  $K_s^0$  efectuada por diferentes grupos a lo largo de los últimos treinta años. En cada caso, se indica el año de la publicación, el resultado reportado, y las principales características del experimento.

Dentro de las características de cada experimento, se apunta la información proporcionada por los autores, respecto a: la técnica empleada en la producción de las partículas, el tipo de detector utilizado, el número de eventos en la muestra, los rangos considerados en el momento del kaón y en la distancia de decaimiento.

Los resultados reportados en las referencias 2 a la 8, fueron considerados por el PDG, para el cálculo del promedio mundial de este año. Estos resultados aparecen listados en la tabla 2.2.

En la tabla 2.3 se listan los resultados reportados en las referencias 9 a la 14. Estos resultados no fueron considerados en el promedio mundial; sin embargo, son referencias dadas en el PDG de 1996.

Año [ref.]	$\tau_{K_S^0}$ ( $10^{-10}$ s)	Características del experimento	Observaciones
1995 [2]	$0.8941 \pm 0.0014$ $\pm 0.0009$	Regeneración en $CH_{11}$ Espectrómetro E773* $\sim 1.13 \times 10^6$ eventos $20 \text{ GeV}/c \leq P \leq 160 \text{ GeV}/c$ $d \leq 35.5 \text{ m}$	Estudio de la interferencia $K_S^0 - K_L^0$ .
1993 [3]	$0.8929 \pm 0.0016$	Regeneración en $B_4C$ Espectrómetro E731* $20 \text{ GeV}/c \leq P \leq 160 \text{ GeV}/c$ (a) $40 \text{ GeV}/c \leq P \leq 160 \text{ GeV}/c$ (b) $d \leq 10.5 \text{ m}$ (a); $d \leq 27.0 \text{ m}$ (b)	Estudio de la interferencia $K_S^0 - K_L^0$ , en: (a) $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (b) $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$
1987 [4]	$0.8920 \pm 0.0044$	Colisiones $p + W$ Espectrómetro E621* $\sim 214,000$ eventos $100 \text{ GeV}/c \leq P \leq 350 \text{ GeV}/c$ $9.3 \text{ m} \leq d \leq 27.0 \text{ m}$	Estudio de la interferencia $K_S^0 - K_L^0$ .
1976 [5]	$0.881 \pm 0.009$	Espectrómetro $\sim 26,000$ eventos	Estudio de la interferencia $K_S^0 - K_L^0$ .
1975 [6]	$0.8913 \pm 0.0032$	Regeneración Espectrómetro $4 \text{ GeV}/c \leq P \leq 10 \text{ GeV}/c$	Estudio de la interferencia $K_S^0 - K_L^0$ .
1974 [7]	$0.8937 \pm 0.0048$	Cámara de chispa $\sim 6 \times 10^6$ eventos $5 \text{ GeV}/c \leq P \leq 12.5 \text{ GeV}/c$ $2.2 \text{ m} \leq d \leq 11.6 \text{ m}$	Estudio de la interferencia $K_S^0 - K_L^0$ .
1972 [8]	$0.8958 \pm 0.0045$	Colisiones $K^+ + p$ Cámara de burbujas $\sim 50,000$ eventos $0.3 \text{ cm} \leq d \leq 50.0 \text{ cm}$	Ajuste por ML (Se consideró la rege- neración de $K_L$ en el $H_2$ del detector.)

Tabla 2.2 Resumen de las publicaciones consideradas en la estimación del promedio anual para el valor de  $\tau_{K_S^0}$ ,  $P$  = momento de  $K_S^0$ ,  $d$  = distancia de decaimiento. \*: FERMILAB.

Año [ref.]	$\tau_{K^0}$ ( $10^{-10} s$ )	Características del experimento	Observaciones
1982 [9]	$0.905 \pm 0.007$	Regeneración en $H_2, C, Pb$ Espectrómetro $30 GeV/c \leq P \leq 110 GeV/c$	Estudio de la interferencia $K_S^0 - K_L^0$ .
1973 [10]	$0.867 \pm 0.024$	Colisiones $K^+ + Pt$ Cámara de chispa $\sim 2170$ eventos	Ajuste por ML
1968 [11]	$0.856 \pm 0.008$	Cámara de burbujas $\sim 20,000$ eventos $P \approx 1.2 GeV/c$ $0.2 cm < d < 38.0 cm$	Ajuste por ML
1968 [12]	$0.872 \pm 0.009$	Colisiones $K^+ + d$ Cámara de burbujas $\sim 5000$ eventos $150 MeV/c \leq P \leq 600 MeV/c$ $5 cm < d < 24 cm$	Ajuste por ML
1966 [13]	$0.866 \pm 0.016$	Regeneración en Cu Cámara de chispa $P \approx 2.7 GeV/c$	Estudio de la interferencia $K_S^0 - K_L^0$ .
1966 [14]	$0.843 \pm 0.013$	Aniquilación $p + \bar{p}$ Cámara de burbujas $\sim 5000$ eventos $P \approx 300 MeV/c$ $0.4 cm < d < 12.0 cm$	Ajuste por ML

Tabla 2.3 Resumen de las publicaciones listadas por PDG, pero no consideradas para la estimación del promedio anual de  $\tau_{K^0}$ .  $P$  = momento de  $K_S^0$ ,  $d$  = distancia de decaimiento.

Todos los autores incluyen error estadístico y sistemático en el resultado reportado (excepto O. Fackler *et al* [10], que reportan solamente error estadístico). O. Skejggestad *et al* [8], y D. G. Hill *et al* [12], presentan una discusión detallada.

de las fuentes de error sistemático. El resultado reportado por el grupo de O. Skejgestad *et al*[8], considera la interferencia  $K_S^0 - K_L^0$ , debida a la regeneración de  $K_L^0$  en el hidrógeno de la cámara de burbujas; los otros grupos que utilizaron este tipo de detector, no consideraron la regeneración de  $K_L^0$ . Algunos de los factores que contribuyen al error sistemático en la determinación de  $\tau_{K_S^0}$ , son:

- Error en la medición de las longitudes de decaimiento.
- Errores en el mapeo del campo magnético.
- Contribución de interacciones con el material del detector.
- Contaminación  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  (excepto en los casos en los que se perseguía estudiar la interferencia  $K_S^0 - K_L^0$ ).

Los procedimientos utilizados, hasta ahora, para determinar el valor de  $\tau_{K_S^0}$ , son básicamente dos. En la siguiente sección se describe brevemente cada uno de estos procedimientos.

## 2.3 Técnicas para medir $\tau_{K_S^0}$

El estudio de la distribución de los tiempos propios de decaimiento de  $K_S^0$ , es el procedimiento que permite el cálculo directo de  $\tau_{K_S^0}$  (sección 2.3.1). Este es el procedimiento seguido, cuando el objetivo central de la investigación es la medición de  $\tau_{K_S^0}$ , sin considerar la interferencia  $K_S^0 - K_L^0$ . Cuando se estudia la interferencia  $K_S^0 - K_L^0$  (sección 2.3.2), se persigue, la determinación de un conjunto de parámetros, dentro de ellos  $\tau_{K_S^0}$ , con el objetivo de investigar la violación de simetría CP, o examinar la validez del teorema CPT.

### 2.3.1 El método *Maximum Likelihood* (ML)

El método conocido como *Maximum Likelihood* (o de la *máxima probabilidad*, como se le traduciría al español), es un procedimiento estadístico que se aplica para hallar el valor más probable de un parámetro de una distribución dada. El

ML es aplicable en los casos en que la función densidad de probabilidad de la distribución es conocida.

Sea el conjunto de mediciones  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , y sea  $\theta$  el parámetro de la distribución que se desea estimar. Si  $\mathcal{P}(x|\theta)$ , denota la función de densidad de probabilidad de la distribución, entonces se define la función de *Likelihood* como [19]:

$$\mathcal{L}(x|\theta) \equiv \prod_{i=1}^N \mathcal{P}(x_i|\theta). \quad (2.3)$$

La función  $\mathcal{L}(x|\theta)$  es la probabilidad condicional de  $x$  dado  $\theta$ . En el método ML se estima el valor más probable de  $\theta$ , como el que maximiza (2.3) respecto de  $\theta$  (véase apéndice B). Debido a que  $\mathcal{L}$  y  $\ln \mathcal{L}$  alcanzan su máximo en el mismo valor de  $\theta$ , para simplificar los cálculos se acostumbra maximizar el logaritmo de la función de *Likelihood*.

Para el caso particular del decaimiento de las partículas, la función de probabilidad, en un detector de dimensiones infinitas, fue tratada en la sección 1.6. Para el caso real de un detector de dimensiones finitas, la función de probabilidad está dada por:

$$\mathcal{P}(t|\lambda) = \frac{\lambda e^{-\lambda t}}{e^{-\lambda t_{\min}} - e^{-\lambda t_{\max}}}, \quad (2.4)$$

en donde:  $\lambda = 1/\tau$ ,  $t_{\min}$  y  $t_{\max}$ , son los tiempos empleados por la partícula para alcanzar los límites mínimo y máximo de la región de decaimiento. Escribiendo (2.4) en términos de la vida media  $\tau$ , la función de *Likelihood* para una muestra de  $N$  eventos, está dada por [25]:

$$\mathcal{L}(t|\tau) = \prod_{i=1}^N \left[ \frac{1}{\tau} \left( \frac{e^{-t_i/\tau}}{e^{-t_{(\min)}/\tau} - e^{-t_{(\max)}/\tau}} \right) \right], \quad (2.5)$$

o bien:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \left[ \ln \frac{1}{\tau} - \frac{t_i}{\tau} - \ln(e^{-t_{(\min)}/\tau} - e^{-t_{(\max)}/\tau}) \right]. \quad (2.6)$$

La estimación vía ML, del valor más probable de  $\tau$ , se encuentra entonces maximizando la ecuación (2.6). La ecuación a resolver es por tanto:

$$\tau = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[ t_i + \frac{t_{(max)i} e^{-t_{(max)i}/\tau} - t_{(min)i} e^{-t_{(min)i}/\tau}}{e^{-t_{(min)i}/\tau} - e^{-t_{(max)i}/\tau}} \right]. \quad (2.7)$$

La solución de (2.7) se encuentra por iteración. El método ML se encuentra explicado en detalle en la referencia 19.

El tratamiento estadístico de la distribución de tiempos propios, puede llevarse a cabo por otros métodos. El método de *mínimos cuadrados*, provee una alternativa para la determinación de  $\tau$ , a partir de la distribución de tiempos propios.

### 2.3.2 Estudio de la interferencia $K_s^0 - K_L^0$ y el sistema $K^0 - \bar{K}^0$

El estudio de los kaones neutros, es de particular interés, debido a que exhiben características que no se observan en otras partículas. Por un lado, constituyen un estado ideal para la verificación del principio básico siguiente: una superposición lineal de dos estados es un estado del mismo sistema [26]. Por otro lado, en el sistema de kaones neutros se viola la conservación de la simetría CP.

Existen dos kaones neutros,  $K^0$  y  $\bar{K}^0$ , con extrañeza  $s = 1$  y  $s = -1$ , respectivamente. Estos kaones son estados degenerados (estados con el mismo eigenvalor de energía) de la interacción fuerte, pues tienen la misma masa, y a la vez son estados de la interacción débil, por la forma en que decaen. Sería de esperarse que  $K^0$  y  $\bar{K}^0$  fueran estados estacionarios (estados cuyos eigenvalores no cambian en el tiempo), debido a que la interacción débil es de poca influencia, comparada con la interacción fuerte. Sin embargo, en el caso especial de los kaones neutros, los efectos de la interacción débil no pueden ser despreciados, ya que en tales interacciones no se conserva la extrañeza. La interacción débil causa transiciones entre los estados  $K^0$  y  $\bar{K}^0$ . Los estados observados deben ser entonces, combinaciones lineales de los estados  $K^0$  y  $\bar{K}^0$ .



Existen dos estados observados del sistema de kaones neutros,  $K_s^0$  y  $K_L^0$  ( $K$ -short y  $K$ -large, en inglés). Estos estados observados difieren muy poco en masa y difieren considerablemente en su vida media. Por ejemplo, la vida media de  $K_L^0$  es de  $0.517 \times 10^{-7}$  s [1], aproximadamente 1,000 veces mayor que la vida media de  $K_s^0$ . Mientras que  $c\tau_{K_s^0} \sim 2.68$  cm,  $c\tau_{K_L^0} \sim 15.51$  m [1].

Cuando un haz de kaones se hace incidir sobre un blanco, a varios metros de la región de producción, el estado predominante en el haz es de  $K_L^0$ 's. Empero, luego de que el haz atraviesa el blanco, se encuentra evidencia de una gran cantidad de partículas  $K_s^0$ . A este fenómeno se le llama *regeneración*; es el principio usado por la técnica de regeneración que se utiliza para estudiar la interferencia de  $K_s^0$  y  $K_L^0$  (véanse las tablas 2.2 y 2.3).

Por otro lado, el decaimiento de los kaones neutros viola la conservación de la simetría CP. Si la simetría CP fuera conservada, se esperaría que  $K_L^0$  decayera siempre en el modo de tres piones. Pero, se observan decaimientos según:  $a/ K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , en  $\sim 0.2$  % de los casos, y  $b/ K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , en  $\sim 0.09$  % [26]. La violación de CP en el sistema de kaones neutros, es parametrizada por la razón de las amplitudes de decaimiento  $\eta_{+-}$  (para  $a$ ), y  $\eta_{00}$  (para  $b$ ):

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} = |\eta_{+-}|e^{i\phi_{+-}} ; \quad (2.8)$$

$$\eta_{00} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} = |\eta_{00}|e^{i\phi_{00}} . \quad (2.9)$$

Las vidas medias de  $K_s^0$  y  $K_L^0$ , y la diferencia entre sus masas  $\Delta m$ , se relacionan con los parámetros de la violación de CP, según la siguiente expresión:

$$\Phi_{+-} \approx \Phi_{00} \approx \Phi_{SW} \equiv \arctan \frac{2\Delta m}{(\lambda_s - \lambda_L)} , \quad (2.10)$$

donde  $\lambda_s = 1/\tau_{K_s^0}$ ,  $\lambda_L = 1/\tau_{K_L^0}$ , y  $\Phi_{SW}$  es la llamada *fase superdébil*. Para mayor información acerca de  $\Phi_{SW}$  y su relación con el teorema CPT, consúltense las re-

ferencias 2, 3, y 16.

El número de decaimientos  $\pi\pi$  por unidad de tiempo,  $dN/dt$ , es una función conocida que depende de los términos de interferencia ( $\eta$ ), de  $\Delta m$  y de las vidas medias de  $K_S^0$  y  $K_L^0$  (y de la amplitud de regeneración  $\rho$ , cuando se emplea la técnica de regeneración). El ajuste de la distribución de tiempos propios de los kaones neutros, a la función  $dN/dt$  permite obtener los valores de estos parámetros, dentro de los cuales está ( $\tau_{K_S^0}$ ). A este tipo de investigaciones se les reconoce como estudios fenomenológicos. Es el procedimiento más empleado en los últimos años, para la determinación de la vida media de  $K_S^0$ .

Mientras que la violación de las simetrías C, P y CP está ya establecida, no se ha reportado evidencia de la violación de la simetría CPT (véase sección 1.9). Como una de las consecuencias de la conservación de la simetría CPT, se espera que la vida media de  $\bar{K}_S^0$  sea igual que la vida media de  $K_S^0$ .

## 3. EL EXPERIMENTO BNL E766

### 3.1 Introducción

El experimento E766 fue realizado en el *Brookhaven National Laboratory* (BNL), con la participación de las Universidades de Columbia, Massachusetts, Guanajuato y Texas A&M, y el Laboratorio Acelerador Nacional Fermi (FERMILAB). Este experimento fue propuesto originalmente en 1981 para estudiar la espectroscopía y producción de partículas con extrañeza, encanto y belleza (véase apéndice A, tabla A.3), en colisiones de hadrones a altas energías sobre blancos fijos [27]. La propuesta original fue modificada y el experimento evolucionó a un estudio de la producción de partículas con extrañeza [28].

El experimento no fue motivado por algún modelo o predicción teórica en particular. Su objetivo principal fue estudiar sistemáticamente reacciones exclusivas (i.e., reacciones cuyo estado final es plenamente conocido), particularmente de procesos de disociación difractiva en reacciones *pp*.

El espectrómetro utilizado en el experimento BNL E766, es un detector de alta segmentación, capaz de identificar con precisión las partículas en el estado final de reacciones de alta multiplicidad (hasta 20 partículas cargadas en el estado final) [29]. Este espectrómetro junto a los otros elementos del sistema experimental, fueron diseñados para detectar, medir, reconstruir y grabar estados finales producidos a razones de interacción que exceden de  $10^6$  por segundo [30]. De esta manera, sobre la base del estudio de *evento por evento*, es posible realizar mediciones precisas en muestras de alta estadística. El experimento registró, durante la corrida de 1986, aproximadamente  $3 \times 10^8$  eventos, de los cuales cerca de  $2.7 \times 10^6$ , fueron completamente reconstruidos [31].

En este capítulo se describe de manera general, cada uno de los elementos que constituyen el sistema experimental del BNL E766. También se exponen las principales características del proceso de adquisición de datos y de las primeras tres etapas en el análisis de los mismos. Antes de iniciar la descripción del experimento se hace una breve revisión de los procesos de disociación difractiva.

### 3.2 Procesos de disociación difractiva

Cuando dos hadrones colisionan, la energía de uno de ellos puede ser transferida al otro, excitándolo hacia estados de mayor energía. Los estados excitados corresponden a partículas de masas bien definidas que tienden a decaer en partículas más estables. La disociación difractiva es definida como *la fragmentación coherente de un hadrón en grupos de partículas que tienen los mismos números cuánticos que el hadrón original* [32].

Existen tres posibles procesos de disociación difractiva, representados por las siguientes ecuaciones:

Disociación simple:

$$h_i + h_b \rightarrow h + X. \quad (3.1)$$

Disociación doble:

$$h_i + h_b \rightarrow X + Y. \quad (3.2)$$

Doble intercambio de pomerón:

$$h_i + h_b \rightarrow h_i + h_b + X. \quad (3.3)$$

El hadrón incidente se simboliza por  $h_i$ , el hadrón blanco por  $h_b$ ,  $X$  y  $Y$  simbolizan a los productos de la interacción. En la ecuación (3.1),  $h$  representa el estado final de  $h_i$ , o bien el de  $h_b$ . Se considera que ocurre disociación simple, cuando uno de los hadrones se *rompe* o fragmenta. La disociación doble ocurre cuando ambos hadrones se fragmentan dando lugar a otras partículas. Cuando ninguno de los hadrones se fragmenta durante la interacción, se dice que ocurrió un doble intercambio de pomerón. En la teoría de campos, todas las interacciones son descritas por medio del intercambio de alguna partícula; el pomerón es la partícula de intercambio en los procesos de disociación difractiva.

### 3.3 El haz

El haz de protones empleado en el experimento, fue producido en el AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) del BNL.

El AGS enviaba protones en pulsos de 1.2 s cada 3 s [33], hacia un atenuador de  $\sim 69$  cm de largo, hecho de cobre [29], que reducía la intensidad del haz cerca del nivel buscado ( $\sim 2 \times 10^6$  protones por pulso). El haz atenuado portaba una energía promedio de 27.5 GeV [33].

El haz era conducido hacia el blanco a través de un colimador y dos cuadrupolos magnéticos, antes de ser medido en un espectrómetro compuesto por cuatro pequeñas cámaras de deriva. Al conjunto de elementos que definen y miden el haz, se le da el nombre de *línea del haz*.

La sección transversal del haz que incidía en el blanco, era de forma elipsoidal, con ejes de  $\sim 4.3$  cm en la horizontal, y de  $\sim 5.1$  cm en la vertical [33], y un momento promedio, en la dirección  $Z$  (perpendicular a las cámaras de deriva), de  $\sim 27.5$  GeV/c. El espectro de la componente  $z$  del haz (véase figura 3.1), tiene su máximo en 27.54 GeV/c y tiene un ancho a la mitad del máximo, *fwhm* (siglas en inglés de *full width half maximum*), de  $\sim 390$  MeV/c.

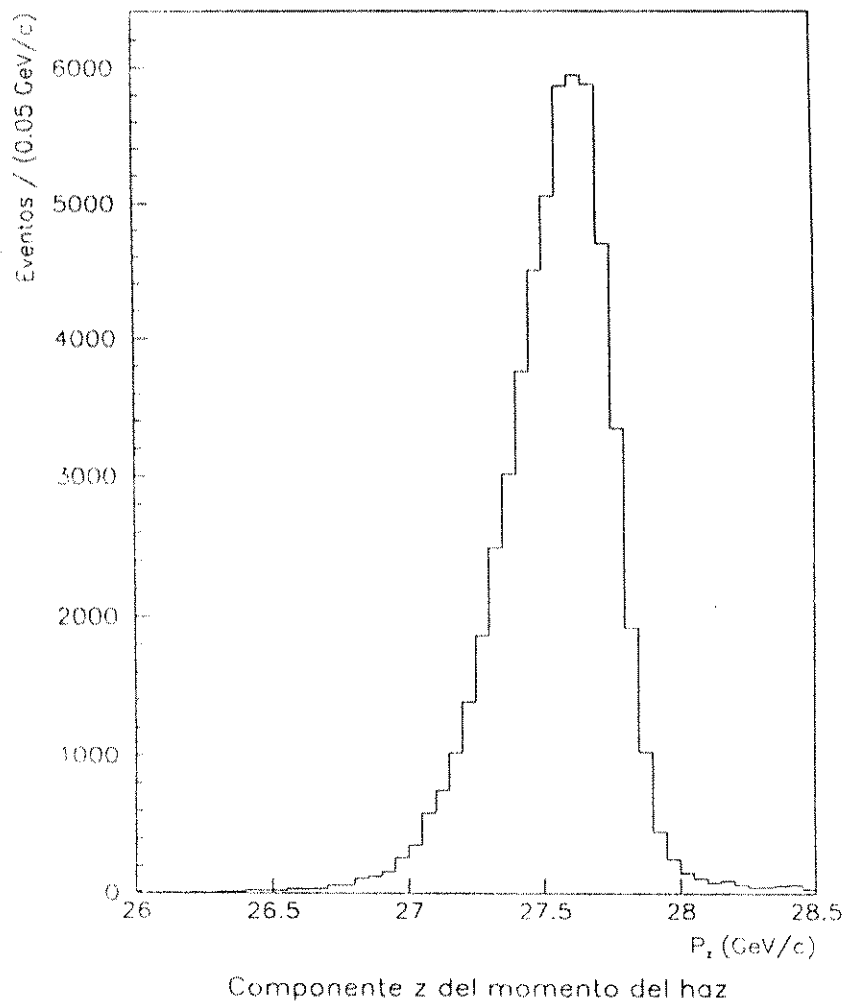


Figura 3.1 Espectro de la componente  $z$  del momento del haz de protones. El máximo corresponde a  $27.54 \text{ GeV}/c$ ,  $fwhm = 390 \text{ MeV}/c$ .

### 3.4 El blanco

El blanco utilizado en el experimento consistió en un recipiente cilíndrico de  $7.62 \text{ cm}$  de diámetro y de  $30.48 \text{ cm}$  de largo, conteniendo hidrógeno líquido aislado térmicamente a  $4.3 \text{ K}$  y a  $1.1 \text{ atm}$ . El recipiente fue construido de 40 capas de Mylar ( $C_{10}H_8O_4$ ) de  $0.00635 \text{ mm}$  de espesor, rodeado por un aislante de Mylar

aluminizado; el espesor total del recipiente era de 12.7 mm [31].

La probabilidad de que un protón del haz interactúe a una distancia  $x$  cm dentro del blanco, está dada por [32]:

$$\mathcal{P}(x) = 1 - e^{-\frac{x}{l}}, \quad (3.4)$$

donde:  $\rho = 0.0708 \text{ g/cm}^3$ , es la densidad del hidrógeno a 4.3 K y 1.1 atm, y  $l = 50.8 \text{ g/cm}^2$ , es la longitud de interacción nuclear en el hidrógeno. Para la longitud total del blanco (30.48 cm), la probabilidad de interacción es de  $\sim 4\%$  [33].

### 3.5 El espectrómetro

El espectrómetro de multipartículas del BNL E766 es capaz de registrar interacciones a altas razones de producción y de reconstruir con eficiencia eventos de alta multiplicidad. Este dispositivo consiste en un sistema de detectores de centelleo, cámaras proporcionales multialámbricas o cámaras de deriva (localizados dentro de un campo magnético no uniforme) y un detector Cherenkov.

Las posiciones, los tiempos de vuelo y los momentos de las partículas que interactúan y sus productos, son registrados y procesados mediante un rápido sistema electrónico de salida y mediante un procesador especializado.

El espectrómetro se caracteriza por poseer gran apertura, alta segmentación y el mínimo de material, para reconstruir de manera rápida y precisa los estados finales de las interacciones, minimizando los efectos de la dispersión múltiple y las interacciones secundarias [29].

Los distintos elementos que constituyen el espectrómetro BNL E766, se muestran en la figura 3.2, y se describen brevemente en las siguientes secciones.

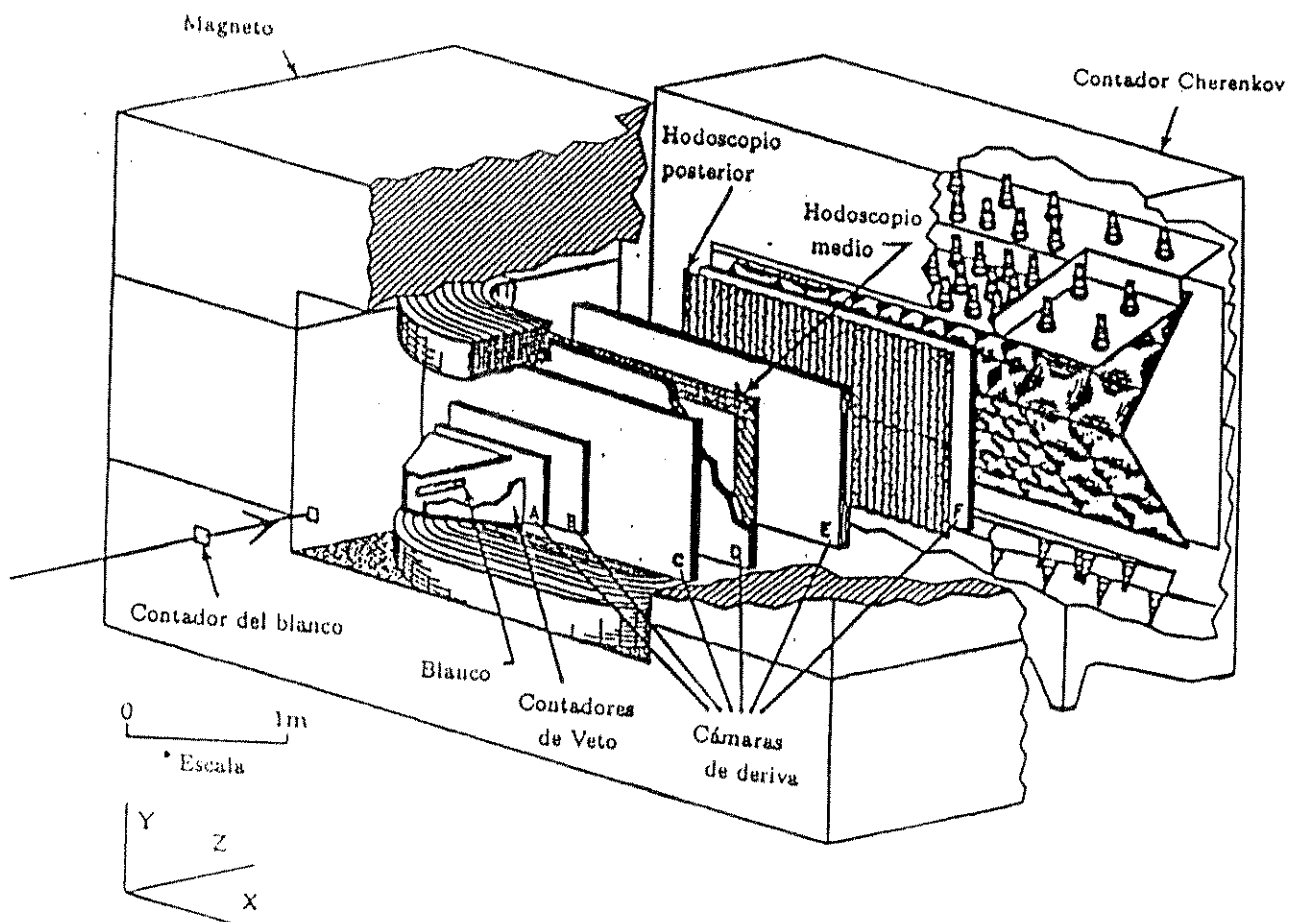


Figura 3.2 El espectrómetro de multipartículas utilizado en el BNL E766.

En la figura 3.2, se muestra la localización del sistema de coordenadas utilizado en el experimento; el origen de éste se fijó en el centro del espectrómetro. Se trata de un sistema izquierdo, como puede apreciarse. La coordenada  $z$  de la posición del centro del blanco en este sistema, es de  $-141.9 \text{ cm}$  ( $-55.85 \text{ pulgadas}$ ) [32].

UNIVERSIDAD DE LA CIENCIA Y LA TECNOLOGIA DE GUATEMALA  
Biblioteca Central



### 3.5.1 El campo magnético

El magneto del espectrómetro (nombrado en inglés como: *Jolly Green Giant Magnet*), es la base estructural del detector. Éste es un magneto dipolar con apertura de aproximadamente  $2.20\text{ m} \times 1.24\text{ m} \times 2.64\text{ m}$  [33], que tiene cuatro bobinas independientes de 64 vueltas; cada bobina transporta una corriente de 1,500 A [32]. El campo magnético dentro de la apertura, no es uniforme; va desde  $\sim 2\text{ kG}$  en los bordes, hasta  $\sim 10\text{ kG}$  en el centro del magneto, proporcionando a las partículas cargadas un momento transversal promedio de  $350\text{ MeV}/c$  [28]. En la figura 3.3 se muestra una vista del espectrómetro, en la que se ha sobrepuesto el perfil del campo magnético.

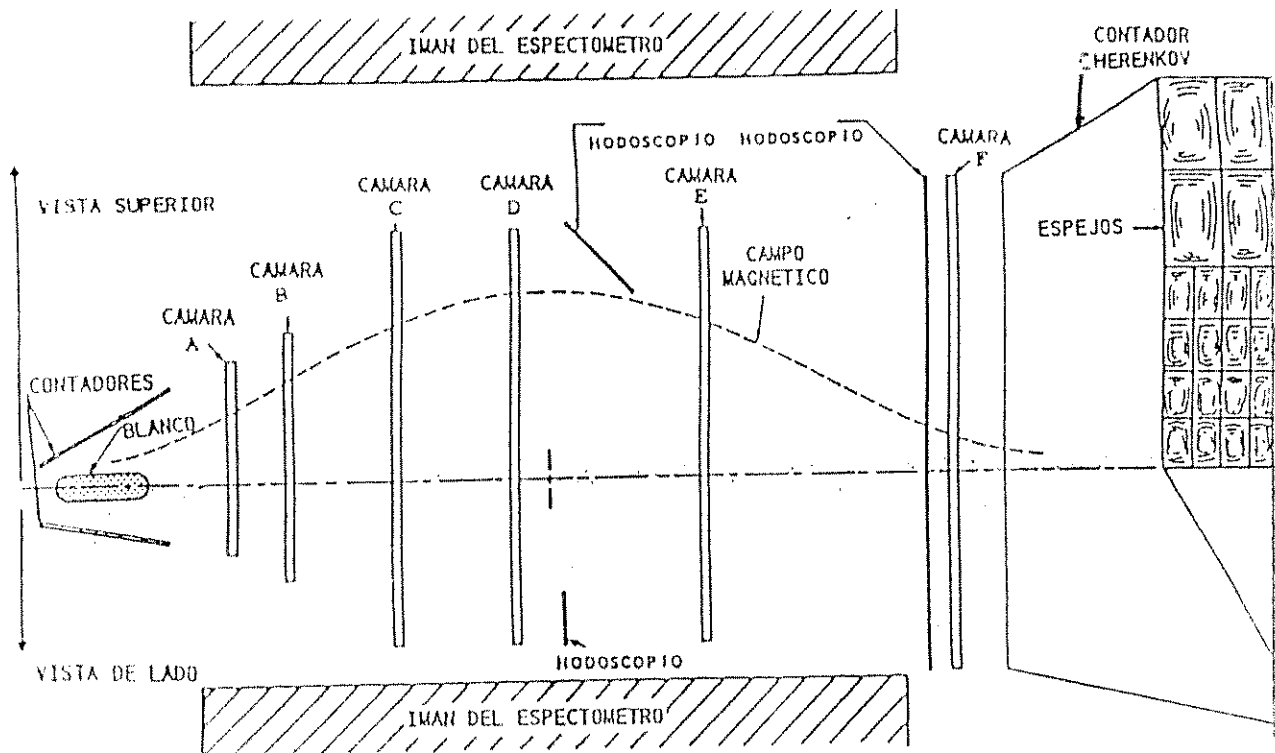


Figura 3.3 Vista lateral y superior del espectrómetro E766. La línea punteada representa la magnitud de la componente vertical del campo magnético, a lo largo del eje z.

### 3.5.2 Las cámaras de deriva

El espectrómetro alojó seis cámaras de deriva de distintas dimensiones (véase figuras 3.2 y 3.3). En la tabla 3.1 se muestran las dimensiones de la apertura de cada cámara, y la posición aproximada de su centro en el eje  $Z$  [32].

Cámara	Dimensión en $X$ ( $cm$ )	Dimensión en $Y$ ( $cm$ )	Posición $Z$ aproximada ( $cm$ )
A	30	18	-100.3
B	36	24	-82.0
C	60	40	-49.3
D	60	40	-11.4
E	60	40	48.0
F	72	48	125.7

Tabla 3.1 Dimensiones de las cámaras de deriva del espectrómetro E766.

El propósito del sistema de cámaras de deriva es detectar el paso de las partículas y medir las trayectorias de todas las partículas cargadas en el estado final.

Cada cámara estaba llena con una mezcla de gases (argón, isobutano y metil). La ionización producida por las partículas a su paso por el gas, era detectada por delgados alambres arreglados en planos paralelos. Cada una de las seis cámaras contenía cuatro planos ánodos, alternados con cinco planos cátodos [31]. Los alambres ánodos, contruidos de tungsteno y recubiertos de oro, tenían entre  $20 \mu m$  y  $25 \mu m$  de diámetro [31]. La separación entre los alambres ánodos, variaba desde  $2 mm$  en los planos de la primera cámara, hasta  $3.5 mm$  en los planos de la última cámara [29]. Los alambres en cada plano ánodo, tenían orientaciones distintas respecto de la vertical; en la tabla 3.2 se muestra la orientación de los alambres en cada plano ánodo de una sola cámara [31]. (Todas las cámaras disponían del mismo arreglo.) En total había aproximadamente 11,264 alambres ánodos, todos ellos electrónicamente instrumentados [33].

Plano No.	orientación
1	21.60°
2	7.93°
3	-7.93°
4	-21.60°

Tabla 3.2 Orientación respecto a la vertical, de los alambres en cada uno de los planos ánodos de una cámara.

La apertura de la última cámara subtendía una aceptación angular de  $\pm 230 \text{ mrad}$  en la dirección  $Y$ , y  $\pm 346 \text{ mrad}$  en la dirección  $X$ , medidos desde el centro del blanco. La aceptación angular máxima, subtendida por la apertura de la tercera cámara (cámara C en la tabla 3.1), era de  $\pm 507 \text{ mrad}$  en la dirección  $Y$  y  $\pm 695 \text{ mrad}$  en la dirección  $X$  [34]. Otra de las características de las cámaras, es su alta eficiencia. Para un solo plano, la eficiencia excedía de 99 % [33]. Esto incrementaba la capacidad de reconstruir las trayectorias de las partículas.

A partir de las mediciones realizadas por las cámaras, se reconstruyeron las trayectorias de las partículas y se determinaron sus cargas y momentos. La posición de las trazas era obtenida midiendo el tiempo que le tomaba a los electrones producidos en la ionización, alcanzar un alambre ánodo (tiempo de deriva). De estudios de calibración, se construyó un mapa de *tiempo-distancia*, por medio del cual se determinaba qué tan lejos de un alambre pasaba una traza. La resolución espacial de cada plano variaba de  $150 \mu\text{m}$  a  $200 \mu\text{m}$  [34].

El momento se determinaba a partir de la curvatura de las trazas de las partículas. Las limitaciones en las mediciones de momentos eran debidas a dispersión múltiple de Coulomb y a pérdidas de energía por ionización ( $dE/dx$ ). Para disminuir los efectos de estos procesos, se minimizó la cantidad de material empleado en la construcción del detector. El material de las seis cámaras, representaba aproximadamente el 0.15% de la longitud de radiación para el  $H_2$  [28]. La resolución en la medición de momentos, para una partícula que pasaba a través de las seis cámaras de deriva, era de  $\Delta P(\text{fwhm})/P \approx 0.01$  [35].

### 3.5.3 Detectores de centelleo

El espectrómetro BNL E766 tenía cuatro arreglos de detectores de centelleo, colocados en distintos puntos de acuerdo a la función principal que desempeñaban: el contador del blanco, el contador de veto, el hodoscopio central y el hodoscopio posterior.

Todos los detectores estaban hechos de poliestireno ( $C_8H_8$ , con el nombre comercial de Pilot-U) [31], y se caracterizaban por un tiempo de resolución de  $0.2 \text{ ns}$  ( $fw\text{hm} = 1.2 \text{ ns}$ , para  $3,910 \text{ \AA}$ ) [28]; cada detector de centelleo estaba recubierto por una lámina delgada de aluminio y por cinta de aislar.

#### 3.5.3.1 El contador del blanco

Este detector de centelleo tenía dimensiones de  $5.08 \text{ cm} \times 5.08 \text{ cm} \times 0.16 \text{ cm}$ , y estaba colocado unos centímetros delante del blanco de  $H_2$ .

La señal generada en el contador del blanco al paso de un protón del haz incidente, iniciaba la electrónica del detector. Esta señal se usaba también para determinar el instante inicial en las medidas del *sistema de tiempo de vuelo*, TOF (siglas en inglés de: *time of flight*) que se describe en la sección 3.5.3.3.

#### 3.5.3.2 Los contadores de veto

Los contadores de veto eran doce detectores de centelleo de forma trapezoidal, que formaban una pirámide truncada. La pirámide rodeaba al blanco de forma tal que el eje principal del blanco quedaba alineado con el eje principal de la pirámide [33]. Cada contador de veto consistía en una serie de cinco capas de material centelleador alternadas, a modo de "sandwich", con cuatro capas de plomo; cada capa con  $3.18 \text{ mm}$  de espesor. Los contadores de veto detectaban tanto partículas cargadas, como neutras. Cuando una partícula neutra atravesaba un contador de

veto, interactuaba con el plomo produciendo partículas cargadas que eran detectadas por las capas de material centelleador [31].

Cuando un contador de veto, detectaba el paso de alguna partícula, la electrónica del experimento era detenida (el objetivo principal del experimento era registrar eventos exclusivos).

### 3.5.3.3 El hodoscopio central y el hodoscopio posterior

El hodoscopio central estaba colocado justo detrás de la cuarta cámara y consistía en treinta detectores de centelleo, que la cubren parcialmente. Doce de los detectores medían  $76.2\text{ cm} \times 5.1\text{ cm} \times 1.2\text{ cm}$ ; mientras que los restantes dieciocho medían  $29.8\text{ cm} \times 7.9\text{ cm} \times 1.3\text{ cm}$  [28].

El hodoscopio central detectaba partículas que pasaban a través de las primeras cuatro cámaras, pero que no alcanzaban la última. Aproximadamente el 12% de las trazas no pasaron por ninguno de los detectores de los hodoscopios [31]. Dentro de estas trazas, estaban las de las partículas con muy bajos momentos, que eran desviadas significativamente y que abandonaban el detector antes de ser completamente medidas.

El hodoscopio posterior consistía en setenta y dos detectores de centelleo de la misma medida ( $61.0\text{ cm} \times 5.1\text{ cm} \times 0.32\text{ cm}$ ), que cubrían completamente la sexta cámara [31].

Los hodoscopios fueron diseñados para servir a dos propósitos: *a*) para contar el número de partículas producidas; *b*) para medir el tiempo de vuelo de las partículas. Los hodoscopios central y posterior, junto al contador del blanco, constituyen el sistema de tiempo de vuelo (TOF). El TOF medía la velocidad de las partículas con momentos menores que  $1.6\text{ GeV}/c$  [31] (véase sección 3.7.3.1).

### 3.5.4 Contador Cherenkov

El Cherenkov utilizado en el espectrómetro estaba localizado atrás de la sexta cámara y contaba con 96 espejos, arreglados en dos planos formando un ángulo de  $120^\circ$ . El medio o *radiador* usado en el contador Cherenkov del espectrómetro E766, fue el gas Freon 114 ( $C_2Cl_2F_4$ ), (a 1 atm de presión). Este gas tiene un índice de refracción de 1.001497 y un ángulo de Cherenkov máximo de 55 mrad [28] (véase figura 3.4).

El contador Cherenkov funciona sobre la base del efecto Cherenkov. Si una partícula cargada viaja a través de un medio, con una rapidez mayor que la rapidez de la luz en ese medio, entonces la partícula emite radiación [33].

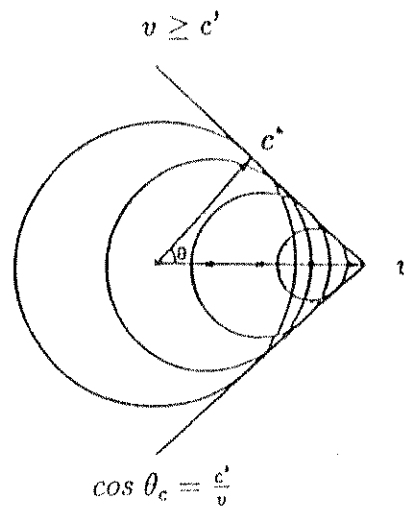


Figura 3.4 Efecto Cherenkov. La partícula cargada viaja a una rapidez  $v$ ; la radiación emitida en el medio, viaja a  $c' = c/n$ .  $\theta_c$  es el ángulo de Cherenkov.

Si consideramos a una partícula moviéndose con rapidez  $v$ , a través de un medio de índice de refracción  $n$ , entonces el ángulo de Cherenkov ( $\theta_c$ ) está dado por [31]:

$$\cos \theta_c = \frac{c'}{v} = \frac{c}{nv}, \quad (3.5)$$

donde  $c'$  es la magnitud de la velocidad de la luz en el medio de índice de refracción  $n$ , y  $c$  es la rapidez de la luz en el vacío. La radiación emitida es colectada mediante

espejos y reflejada hacia fotomultiplicadores. La intensidad de la luz emitida por una partícula está relacionada con su velocidad. El Cherenkov se utilizó principalmente en la identificación de partículas con momentos por encima del rango en que operaba el TOF.

Para una determinada partícula viajando en un medio dado, existe un momento umbral para la producción de radiación por efecto Cherenkov (según la condición  $v > c'$ ). De esta forma, el contador Cherenkov, proporciona información adicional para la identificación de las partículas (véase sección 3.7.3.1). El valor del umbral para cada partícula, debe de depender de su masa, ya que el efecto Cherenkov, depende sólo de su velocidad [33]. En el Freón 114, el momento umbral para los piones es de  $2.55 \text{ GeV}/c$ , para los kaones es de  $9 \text{ GeV}/c$ , y para los protones es de  $17.1 \text{ GeV}/c$  [31]. En el caso de los electrones, el momento umbral es de  $0.0094 \text{ GeV}/c$ ; todos los electrones que alcanzaron el Cherenkov emitían radiación.

Los detalles de construcción y funcionamiento del Cherenkov, pueden ser consultados en las referencias 28, 31, y 32.

### 3.6 El sistema de adquisición de datos

La información generada por los distintos elementos del espectrómetro, era digitalizada y leída por el sistema de adquisición de datos.

Una vez que el sistema había sido inicializado, los datos flúan sin necesidad de la intervención de comandos externos. Los datos provenientes de las distintas partes del detector, eran conducidos de manera separada y simultánea [36].

El sistema de adquisición de datos del BNL E766 cumplía con la función de hacer una primera selección de los eventos, por medio de un sistema electrónico de disparadores (en inglés, *trigger system*). Este sistema rechazaba los eventos que no podrían ser totalmente reconstruidos. Entre las condiciones impuestas por el sistema, estaban las siguientes:

- Detección de señal en el contador del blanco.
- Ninguna señal en los contadores de veto.
- Detección de señal en los hodoscopios central y posterior.

Se impusieron también criterios de selección basados en las señales provenientes de otros elementos en el espectrómetro. Por ejemplo, se exigió que las partículas alcanzaran al menos tres cámaras de deriva.

El sistema de adquisición de datos cumplió además, con la función de reconstruir las trayectorias de las partículas detectadas. Para esto se contaba con un procesador de *hardware*, que consistía en un sistema de más de 350 tarjetas electrónicas que ejecutaban distintas instrucciones lógicas y aritméticas [36]; cada tarjeta, ejecutaba una instrucción. En las referencias 29, 30, 31, y 36, se hace una descripción detallada del sistema de disparadores y del procesador de *hardware*.

### 3.7 El análisis de datos

El proceso de análisis de datos fue diseñado en fases sucesivas o *pasos*. A través de los primeros tres pasos, se reconstruyeron los eventos hasta su estado final. La reconstrucción de los eventos consistió en: *a*/ la reconstrucción de las trayectorias, *b*/ la determinación de vértices, y *c*/ la identificación de las partículas. Estas etapas del análisis son comunes a un gran número de investigaciones y se describen en la presente sección. El paso siguiente, corresponde al objetivo particular de esta investigación y se discute en el capítulo 4 de esta tesis.

#### 3.7.1 Paso 1: reconstrucción de trayectorias

Esta primera etapa del proceso fue realizada automáticamente por el procesador de *hardware* descrito en la sección 3.5.6.

Las trayectorias de las partículas fueron reconstruidas a partir de la información proporcionada por los planos ánodos de las cámaras de deriva. Como se indicó en



la sección 3.5.2, en cada cámara hay cuatro *tipos* de planos ánodos, según fuera la orientación de sus alambres respecto a la vertical. Se disponía por tanto, de un conjunto de cuatro vistas distintas de una trayectoria. El procesador de *hardware* construía una imagen tridimensional de las trayectorias, a partir de las cuatro diferentes vistas [30].

Se reconstruyeron tres diferentes clases de trayectorias: las trayectorias que pasaban por cuatro cámaras, las que pasaban por cinco cámaras, y las que pasaban por las seis cámaras del espectrómetro [33]. Cada traza reconstruida fue asociada con cinco parámetros:  $x$ ,  $y$ ,  $dx/dz$ ,  $dy/dz$  y la ságita. Los primeros cuatro parámetros son las coordenadas y la pendiente de la trayectoria en la tercera cámara; la ságita es la distancia (en el plano definido por la tercera cámara) entre la trayectoria y la línea recta que une los puntos inicial y final de la traza [31]. En las referencias 29, 32 y 36 se describen con detalle los algoritmos empleados en la reconstrucción y parametrización de las trayectorias.

En el paso 1 se determinó el momento de las partícula, a partir de los parámetros de las trayectorias. Luego, se impuso una restricción a la suma de las componentes longitudinales de los momentos de las  $N$  partículas en el estado final de un evento:

$$\sum_{j=1}^N P_z \geq 19.2 \text{ GeV}/c.$$

Con este corte se eliminó un gran número de eventos candidatos a ser no exclusivos [33]. Se eliminaron también las trazas con momentos mayores o iguales que  $24.45 \text{ GeV}/c$ , por considerarse asociadas a protones del haz que no habían interactuado con el blanco [31]. Los eventos que cumplieron con las condiciones impuestas en este paso (180 millones de eventos,  $\sim 50\%$  de la muestra inicial) fueron seleccionados para ser analizados en el siguiente paso.

### 3.7.2 Paso 2: reconstrucción de vértices

Después de reconstruidas las trayectorias, la próxima etapa en el análisis con-

sistió en localizar los puntos en los que las partículas eran producidas.

Un vértice es el punto en el que dos o más trazas se intersectan. Los vértices podían ser de dos clases. El punto en donde el protón incidente interactuaba con un protón en el blanco, se consideraba como el *vértice primario*. Los vértices primarios se encontraron requiriendo la intersección de al menos tres trayectorias [33]. Todos los eventos reconstruidos hasta su estado final, contenían un vértice primario [36].

Los vértices separados del vértice primario, o *vértices secundarios*, eran encontrados requiriendo la intersección de al menos dos trayectorias [33]. Los vértices secundarios eran candidatos a ser asociados al decaimiento de las partículas. Para identificar la identidad de la partícula que decaía, las trazas que formaban el vértice secundario fueron asignadas a todas las identidades posibles, para construir la masa invariante de las partículas hipotéticas:  $\Lambda^0$ ,  $\bar{\Lambda}^0$ ,  $K_s^0$ ,  $K^\pm$ ,  $\Xi^\pm$ , entre otras [36]. (La identificación de las partículas asociadas al vértice secundario se discute con más detalle en las secciones 4.2 y 4.3.) Aproximadamente el 10% de los eventos contenían un vértice secundario [36].

En este paso, la localización de los vértices primario y secundario, fue utilizada para mejorar la reconstrucción de las trayectorias de las partículas. También se reconstruyeron las trazas de las partículas que pasaban a través de solamente tres cámaras de deriva [33].

Otra tarea realizada en esta etapa del análisis, fue la de seleccionar los eventos que cumplieran con la condición [33]:

$$\sum_{j=1}^N P_{Tj} \geq 26.5 \text{ GeV}/c,$$

garantizando que hubieran pocas partículas perdidas, ya que el momento inicial a lo largo del eje  $Z$  era de  $27.5 \text{ GeV}/c$ . Se impuso también, la siguiente condición sobre la suma de los momentos transversales ( $P_T$ ) [31]:

$$P_t^2 \leq 0.02 \text{ (GeV/c)}^2,$$

donde:

$$P_t^2 = \left[ \sum_{j=1}^N P_{xj} - (-0.275) \right]^2 + \left[ \sum_{j=1}^N P_{yj} - (-0.030) \right]^2. \quad (3.6)$$

Los valores  $-0.275 \text{ GeV/c}$  y  $-0.030 \text{ GeV/c}$ , corresponden a los promedios de las componentes del momento del haz, a lo largo de las direcciones  $X$  y  $Y$ . Luego de impuesta esta condición, se mejoró la reconstrucción del vértice primario, utilizando la información de la trayectoria del protón incidente.

### 3.7.3 Paso 3: identificación de las partículas

En esta etapa se hizo uso de la información proveniente de las cámaras de deriva, del TOF y del Cherenkov para identificar a las partículas detectadas. Un nuevo sistema de coordenadas fue definido, eligiendo como eje  $Z$  la dirección del protón incidente. Los ejes  $X$  y  $Y$  en este sistema, eran perpendiculares entre si y con el eje  $Z$ . De esta forma, cada evento tenía su propio sistema coordenado.

En primer lugar, en este paso se redujo el número de eventos en la muestra, mediante la imposición de los siguientes cortes [31]:

1. El momento transversal total debía cumplir con:  $P_t^2 \leq 0.01 \text{ (GeV/c)}^2$ .
2. El momento longitudinal total debía cumplir con:  $26.5 \text{ GeV/c} \leq P_l \leq 35 \text{ GeV/c}$ .
3. La carga total en el estado final debía ser igual a 2.
4. Todas las trazas en el evento debían estar asignadas a un vértice, excepto la traza asignada al protón incidente.

Aproximadamente  $2.7 \times 10^6$  eventos, cumplieron con las condiciones impuestas. La identidad de las partículas asignadas a las trazas de cada evento, se determinaba de manera directa e indirecta, como se describe a continuación.

### 3.7.3.1 La identificación directa

La identificación directa de las partículas consistió en la determinación de sus masas a partir de sus momentos y velocidades.

El sistema TOF fue utilizado para medir las velocidades de las partículas que viajaban con rapidez menor que  $0.99c$  [33]. El paso 3 calculaba las diferencias entre el tiempo empleado por la partícula en recorrer una distancia dada, y el tiempo predicho bajo las suposiciones de que la partícula era un pión, protón, kaón o deuterón [31]. El hodoscopio central podía ser utilizado para la identificación de las partículas con momentos menores que  $0.9 \text{ GeV}/c$ , y el hodoscopio posterior identificaba partículas con momentos menores que  $1.6 \text{ GeV}/c$ . Por arriba de estos valores de momentos, la diferencia entre los tiempos medidos y los predichos bajo varias suposiciones, era menor que la resolución del TOF [31].

Para la identificación directa de las partículas con velocidades mayores que  $0.99c$  [33], se utilizó la información del contador Cherenkov, descrito antes. Como se mencionó antes, la intensidad de la radiación emitida por una partícula en el Cherenkov, está relacionada con su velocidad. Una forma de discriminar las partículas utilizando la información del Cherenkov, era a través del conocimiento de los momentos umbrales para piones, kaones, y protones en el radiador del detector (véase sección 3.5.4).

### 3.7.3.2 La identificación indirecta

La identificación indirecta de las partículas se llevó a cabo, imponiendo la conservación de energía y momento, a través de la técnica  $\Delta(E - P_1)$ .

Las partículas eran identificadas de la siguiente forma: en un evento, todas las identidades posibles ( $e^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ , y deuterón), eran asignadas a las partículas en el estado final [29]. En el proceso de asignación, se exigió la conservación de energía, momento, carga, número bariónico, extrañeza y número leptónico. Del conjunto de asignaciones, en principio, una debía de ser la correcta (la solución del evento). En la práctica, a veces resultaba difícil escoger solamente un conjunto de asignaciones. Para encontrar la asignación correcta, se aplicó la técnica  $\Delta(E - P_l)$  [33].  $E$  representa la energía total del evento, y  $P_l$  representa la componente longitudinal del momento total a lo largo de la dirección del protón incidente. En un sistema de unidades en que  $c = 1$  (véase el apéndice C), se tiene entonces que:

$$\Delta(E - P_l) = (E - P_l)_f - (E - P_l)_i. \quad (3.7)$$

donde  $f$  denota el estado final, e  $i$  denota el estado inicial. Al inicio se cuenta con dos protones y al final con  $N$  partículas; por tanto:

$$\Delta(E - P_l) = \left[ \sum_{j=1}^N (E_j - P_{lj}) \right]_f - \left[ \sum_{j=1}^2 (E_j - P_{lj}) \right]_i = 0. \quad (3.8)$$

El paso 3 aceptó las soluciones que cumplían con [29]:

$$-0.028 \text{ GeV} \leq \Delta(E - P_l) \leq 0.032 \text{ GeV}.$$

A pesar de la imposición de estos límites y de la exigencia de todas las leyes de conservación, hubo ocasiones en las que se encontraron dos o más soluciones a un mismo evento, dando origen a una *ambigüedad cinemática*. La identificación directa de las partículas pudo resolver la mayor parte de estas ambigüedades.

Una explicación más detallada de la aplicación de la técnica  $\Delta(E - P_l)$  en la identificación indirecta de las partículas, aparece en las referencias 29, 30, 31 y 36.

## 4. DETERMINACIÓN DE $\tau_{K_s^0}$

### 4.1 Introducción

El objetivo central de esta investigación es la determinación de la vida media de  $K_s^0$  en el modo de decaimiento:  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Como resultado de los primeros tres pasos del análisis de datos en el experimento BNL E766 (sección 3.7), se cuenta con aproximadamente tres millones de eventos reconstruidos hasta su estado final. La selección de los eventos de interés, se lleva a cabo imponiendo una serie de cortes o criterios de selección sobre el conjunto de eventos que han sobrevivido a los cortes de los pasos uno, dos y tres (capítulo 3). El procedimiento de selección de la muestra se describe en la sección 4.2 de este capítulo.

En la sección 4.3, se discute la distribución de masas de  $K_s^0$ , calculadas a partir de sus productos de decaimiento. El estudio de la distribución de masas, es un medio para garantizar que los eventos seleccionados en la muestra corresponden realmente al decaimiento de  $K_s^0$  en el modo de dos piones.

Finalmente, en la sección 4.4, se describe la forma en la que se determina el tiempo propio de decaimiento de  $K_s^0$  a partir de la distancia recorrida y el momento medidos en el marco de referencia del laboratorio.

El estudio de la distribución de los tiempos propios de decaimiento, lleva a la determinación de la vida media de  $K_s^0$ ; el procedimiento se describe con detalle en el capítulo siguiente.

## 4.2 Selección de la muestra

En el proceso de reconstrucción de los eventos, a lo largo de los primeros tres pasos del análisis, se exigió conservación de energía, momento, extrañeza, número bariónico, carga eléctrica, etc. Además el sistema de TOF, el detector Cherenkov, y la técnica  $\Delta(E - P_z)$ , proporcionaron información para la identificación directa e indirecta de las partículas.

Al concluir el paso 3 del análisis, se cuenta con una muestra de eventos exclusivos, donde cada evento tiene al menos una solución. Esta solución consiste en la asignación de un conjunto de partículas a todas y cada una de las trazas del evento. De la muestra obtenida del paso 3, se seleccionó la muestra de estudio, imponiendo sobre los eventos las siguientes condiciones:

1. Eventos con únicamente una trayectoria del haz. Esta condición exige el choque de solamente un protón del haz, en el blanco de hidrógeno.
2. Eventos con exactamente dos vértices. Mediante esta condición se seleccionaron eventos en los que se detecta el decaimiento de solamente uno de los productos primarios.
3. La identidad de la partícula asignada al segundo vértice debía ser consistente con kaón neutro (en el modo de decaimiento:  $\pi^+\pi^-$ ).
4. La extrapolación hacia el blanco de la composición de las trayectorias que están asignadas al segundo vértice, debió pasar por el vértice primario. Esta condición se impone para asegurar que las partículas detectadas sean productos de la interacción primaria  $pp$ , y para reducir la probabilidad de que provengan de reinteracciones de las partículas, o de otras interacciones.
5. El vértice primario debía localizarse dentro del blanco, para garantizar que la reacción primaria tuviera lugar entre el protón incidente y uno de los protones del blanco.
6. El vértice secundario debía localizarse fuera del blanco, para evitar pérdidas de energía por el paso de la partícula a través del medio relativamente más denso del blanco.

De una muestra inicial de 200,000 eventos superseleccionados, 56,131 eventos cumplieron con las condiciones impuestas.

En la figura 4.1 se ilustra un ejemplo de un evento típico que cumple con los criterios de selección impuestos. En esta figura se representan las trayectorias de las partículas producidas en el evento. También se muestra la localización del vértice primario y la del vértice secundario. Las trazas que parten del vértice secundario, son las que corresponden al pión positivo y al pión negativo, provenientes del decaimiento de  $K^0$ .

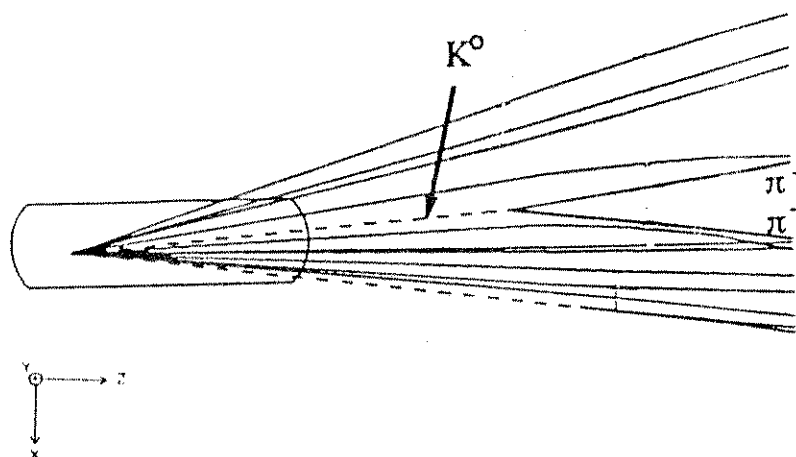


Figura 4.1 Vista esquemática de las trayectorias de las partículas en un evento típico de la muestra de estudio.

La asignación de identidades a las trazas y vértices en un evento, es el resultado del paso 3 del análisis. En algunas ocasiones, la solución para un evento no es única. Esto sucede cuando han sobrevivido a los cortes del paso 3, más de una asignación de identidades a las trazas; se dice entonces que se tiene una ambigüedad cinemática, ya que ambas soluciones se toman como válidas.



Las ambigüedades cinemáticas no se deben a *errores* en el algoritmo de reconstrucción de los eventos. Se deben a la imposibilidad de encontrar, de manera única, la solución para un evento. Por ejemplo, si a dos trazas positivas en un evento se les asignan las identidades de  $p$  y  $\pi^+$ , puede ocurrir que al intercambiar las identidades asignadas a las trazas, se obtenga una segunda solución que también sobreviva a todos los cortes impuestos. Ambas soluciones tendrían los mismos números cuánticos en el estado final, como: carga, extrañeza y número bariónico. La única forma de distinguir cuál de las dos soluciones es la verdadera, es por medio de la identificación directa. Sin embargo, en algunas ocasiones la identificación directa de las partículas no es posible porque existe una *región ciega* en la determinación del momento. Veamos, en qué consiste esta región: Como se mencionó en el capítulo anterior, el TOF provee información acerca de las partículas con momentos menores que  $\sim 1.6 \text{ GeV}/c$  [38], y el Cherenkov da información a partir del umbral de momento del pión, que es de  $2.55 \text{ GeV}/c$ . Por tanto, en la región que va de  $\sim 1.6 \text{ GeV}/c$  a  $2.55 \text{ GeV}/c$ , no hay información acerca del momento que lleve a la identificación directa de la partícula. Debido a esto puede ser que se asigne más de una solución a un evento (ambigüedad cinemática).

Los vértices secundarios separados del vértice primario, se originan por el decaimiento de partículas. A las trazas que forman un vértice secundario se les asignan todas las identidades posibles ( $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ , y deuterón) [35]. Si existe ambigüedad cinemática, la identidad de la partícula asociada al vértice secundario no queda plenamente determinada. Así, el intercambio de  $\pi^+$  por  $p$ , o de  $\pi^-$  por  $\bar{p}$ , ocasiona que  $K_s^0$  pueda ser confundido con  $\Lambda^0$ , o con  $\bar{\Lambda}^0$ .  $K_s^0$  puede también ser confundido con una  $\gamma$ , cuando la asignación de  $e^\pm$  a las trazas, sobrevive a los cortes, al igual que la asignación de  $\pi^\pm$ . Para esclarecer lo anterior fue calculada la masa invariante de las partículas que decaen. Si el valor de la masa estaba entre los límites del valor aceptado para una partícula conocida, el vértice secundario era identificado como el punto de decaimiento de esa partícula. La contribución por ambigüedades cinemáticas es pequeña porque la resolución de masa del espectrómetro es bastante buena, como se mostrará en la sección 4.3.

### 4.3 Distribución de masas de $K_s^0$

Para asegurar que la muestra corresponde efectivamente a eventos del tipo  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , se construye la distribución de la masa invariante de  $K_s^0$  a partir de las energías y momentos de sus productos de decaimiento, según la expresión (C.9) del apéndice C.

La distribución de la masa invariante de  $K_s^0$ , se muestra en la figura 4.2. Ésta se ajustó a una distribución gaussiana, y del ajuste se encontró  $M_{K_s^0} = 0.497 \text{ GeV}/c^2$ , como la media de la distribución, con  $\sigma = 0.002 \text{ GeV}/c^2$ . El resultado obtenido está en buen acuerdo con el promedio mundial reportado [1]:  $(497.672 \pm 0.031) \text{ MeV}/c^2$ . En la figura 4.2 se muestra también la curva de ajuste. El ajuste se realizó en la región central de la distribución, entre los límites  $0.4945 \text{ GeV}/c^2$  y  $0.5005 \text{ GeV}/c^2$ , con un  $\chi^2$  por grado de libertad de aproximadamente 3.5.

El ajuste de la distribución de la masa invariante, considera solamente a la región central de la distribución, debido a que en dicha región se cuenta con información más precisa acerca de los momentos de los productos de decaimiento de  $K_s^0$ . En la reconstrucción de los eventos, se utilizan trazas de tres tipos distintos: las trazas que han alcanzado 4, 5 y 6 cámaras de deriva en el espectrómetro. Las trazas que pasan por cuatro cámaras, son las que proporcionan la información menos precisa. La información que se obtiene de trazas de cinco cámaras es más precisa, y la obtenida de trazas de seis cámaras es aún más precisa. Cortes impuestos durante la operación del experimento (trazas de 4 cámaras) causan la aparición de los *hombros* de la distribución de masas del kaón, a la altura de  $\sim 0.4905 \text{ MeV}/c^2$  y  $\sim 0.5045 \text{ MeV}/c^2$  (figura 4.2); los hombros a la altura de  $\sim 0.4935 \text{ MeV}/c^2$  y  $\sim 0.5015 \text{ MeV}/c^2$  son producidos principalmente por las trazas de 5 cámaras. Estos hombros o discontinuidades se deben a que los cortes fueron más estrechos, mientras más precisión se lograba al tomar en cuenta un mayor número de cámaras en la reconstrucción de las trayectorias. De manera similar, las trazas de seis cámaras ocasionan los *hombros* a la altura de  $0.4945 \text{ GeV}/c^2$  y  $0.5005 \text{ GeV}/c^2$ . En esta última región, contribuye predominantemente la información proveniente de las trazas de seis cámaras, que permiten la mayor precisión en la determinación

de los momentos de  $\pi^+$  y  $\pi^-$ , que se utilizan para calcular la masa invariante de  $K_s^0$ .

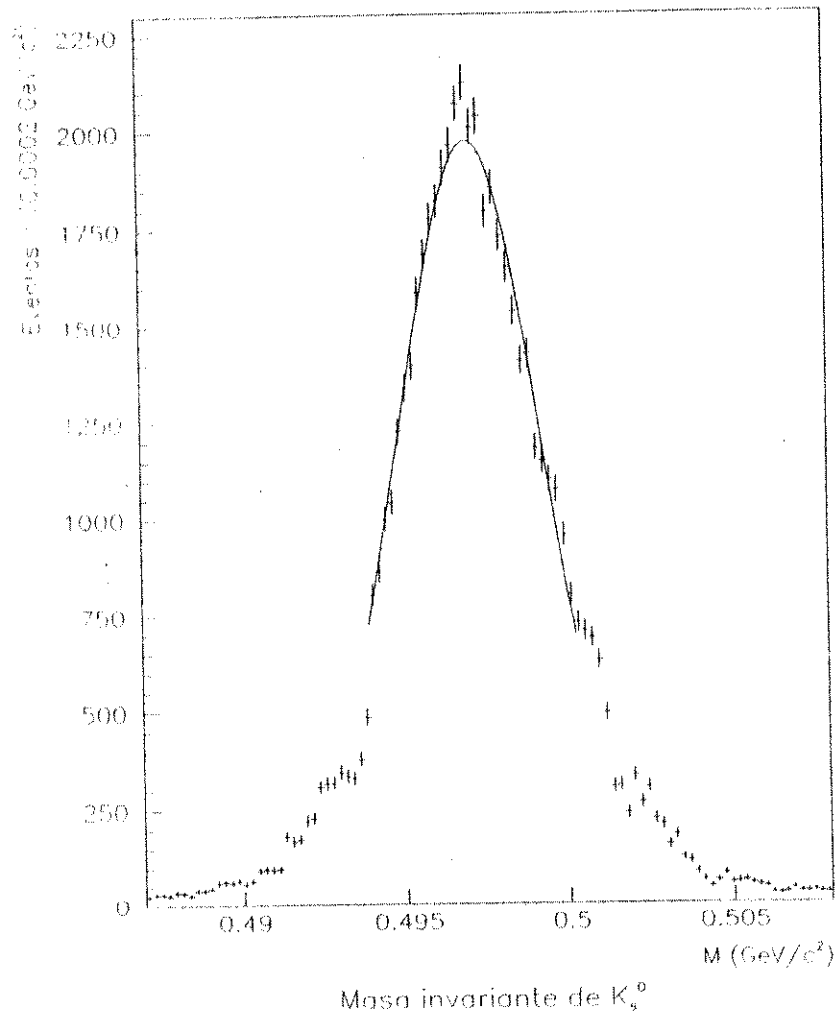


Figura 4.2 Distribución de la masa invariante para 56,131 eventos  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Ajustando a una gaussiana en la región de mayor precisión, se obtiene:  $(0.497 \pm 0.002) \text{ GeV}/c^2$ ;  $\chi^2$  por grado de libertad  $\sim 3.5$ .

Con el propósito de establecer comparaciones y ver la forma en que la aceptación del detector afecta a esta distribución, en la figura 4.3 se muestra la distribución de masa invariante obtenida de una submuestra de 577 eventos. Todos estos eventos cumplen con los cortes impuestos a la muestra representada en la figura 4.2.

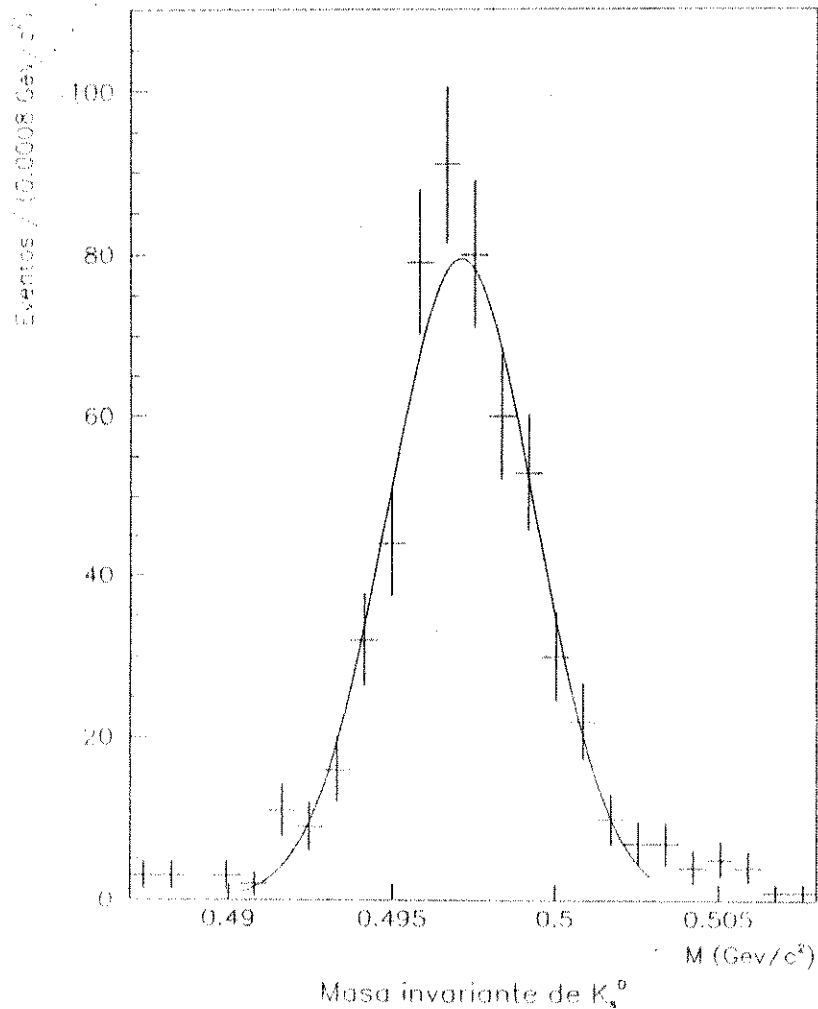


Figura 4.3 Distribución de la masa invariante para 577 eventos  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Mediante el ajuste a una distribución gaussiana, se obtiene que la media de la distribución corresponde a  $0.497 \text{ GeV}/c^2$ , con  $\sigma = 0.002 \text{ GeV}/c^2$ ;  $\chi^2$  por grado de libertad  $\sim 1.1$ .

A alta estadística el  $\chi^2$  por grado de libertad ( $\sim 3.5$ ), es mayor que el correspondiente a la muestra de baja estadística ( $\sim 1.1$ ). Esto puede ser entendido de la siguiente manera: la distribución de alta estadística muestra efectos debido a la aceptación finita del detector; en la muestra de baja estadística (submuestra

de 577 eventos), las correcciones por aceptación quedan *encubiertas* por el error estadístico. Sin embargo, las medias y desviaciones estándar de muestra y submuestra, coinciden y están en buen acuerdo con el promedio mundial [1] para la masa de  $K_s^0$ .

Debido a la gran resolución del espectrómetro en la determinación de la masa de  $K_s^0$  ( $\sigma \approx 2 \text{ MeV}$ ), se considera que la contaminación por  $\gamma$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  es despreciable; se sitúa, a *grosso modo*, esta contaminación por debajo del 2 %.

#### 4.4 Medición de tiempos propios de decaimiento

Se entiende por tiempo propio de decaimiento ( $t_0$ ), el intervalo de tiempo que transcurre entre la creación y el decaimiento de una partícula, medido en un marco de referencia en el que la partícula está en reposo. Discutiremos cómo  $t_0$  puede ser calculado a partir de magnitudes medidas en el laboratorio.

La transformación de Lorentz entre las posiciones  $\vec{r}$  y  $\vec{r}'$ , medidas por dos observadores en marcos de referencia  $\mathcal{K}$  y  $\mathcal{K}'$ , que se mueven con una velocidad relativa  $\vec{v}$ , está dada por [37]:

$$\vec{r} = \vec{r}' + \beta\gamma \left( \frac{\gamma}{\gamma + 1} \vec{\beta} \cdot \vec{r}' + ct' \right), \quad (4.1)$$

en donde:

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}, \quad (4.2)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (4.3)$$

La cantidad  $\beta$  puede ser calculada como el cociente entre el momento y la energía de  $K_s^0$  (véase apéndice C). Si  $\mathcal{K}'$  es el marco de referencia en que la

partícula que decae está en reposo, entonces  $\vec{r}' = 0$ . Sustituyendo en la expresión (4.1), se tiene:

$$d = |\vec{r}| = \beta\gamma c t_0,$$

$$t_0 = \frac{d}{\beta\gamma c}. \quad (4.4)$$

La expresión (4.4) fue utilizada en el cálculo de los tiempos propios de decaimiento [38]. La distribución de tiempos propios es mostrada y analizada en el capítulo siguiente.

Las distribuciones de distancias de decaimiento y momentos de las partículas  $K_s^0$ , se muestran en las figuras 4.4 y 4.5, respectivamente. Las regiones iniciales que se observan en las figuras 4.4 y 4.5, se deben a la aceptación limitada del detector en la región de momentos menores que  $2.5 \text{ GeV}/c$ . Las partículas con bajos momentos son más deflectadas por el campo magnético del espectrómetro, y por tanto, abandonan la apertura del detector antes de pasar por todos los elementos del mismo. También la forma de la distribución en la región de la *cola*, puede deberse a factores de aceptación. Cuando el momento de una partícula  $K_s^0$  es muy alto (acercándose a los  $20 \text{ GeV}/c$ ), la distancia que recorre antes de decaer es tal que sus productos de decaimiento pasan sólo por las últimas dos o tres cámaras de deriva. De esta forma, disminuye la precisión en las mediciones de los momentos de los productos de decaimiento y por consiguiente en la determinación del momento de  $K_s^0$ .

En la muestra de estudio, no hay contribuciones de  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , debido a que  $K_L^0$  vive alrededor de  $15.5 \text{ m}$ , y sobrepasa las dimensiones del detector ( $K_s^0$  vive aproximadamente  $2.68 \text{ cm}$ ).

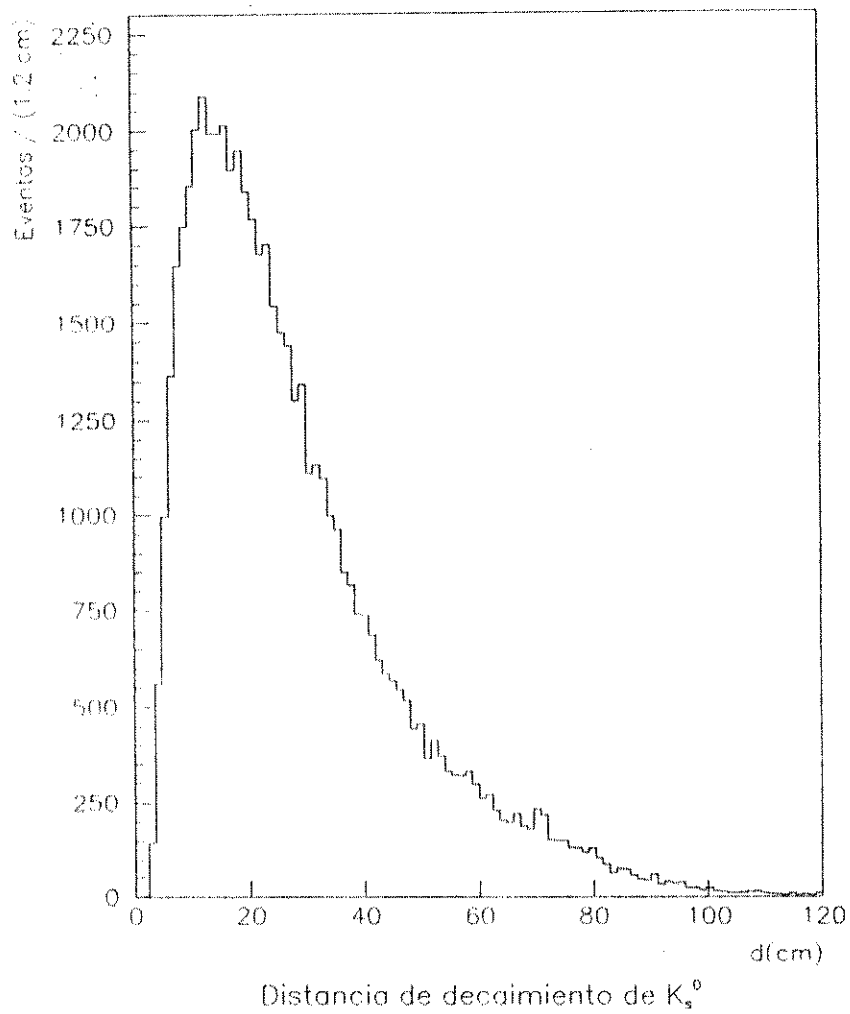


Figura 4.4 Distribución de distancias de decaimiento para  $K_s^0$ , medidas en el marco de referencia del laboratorio.

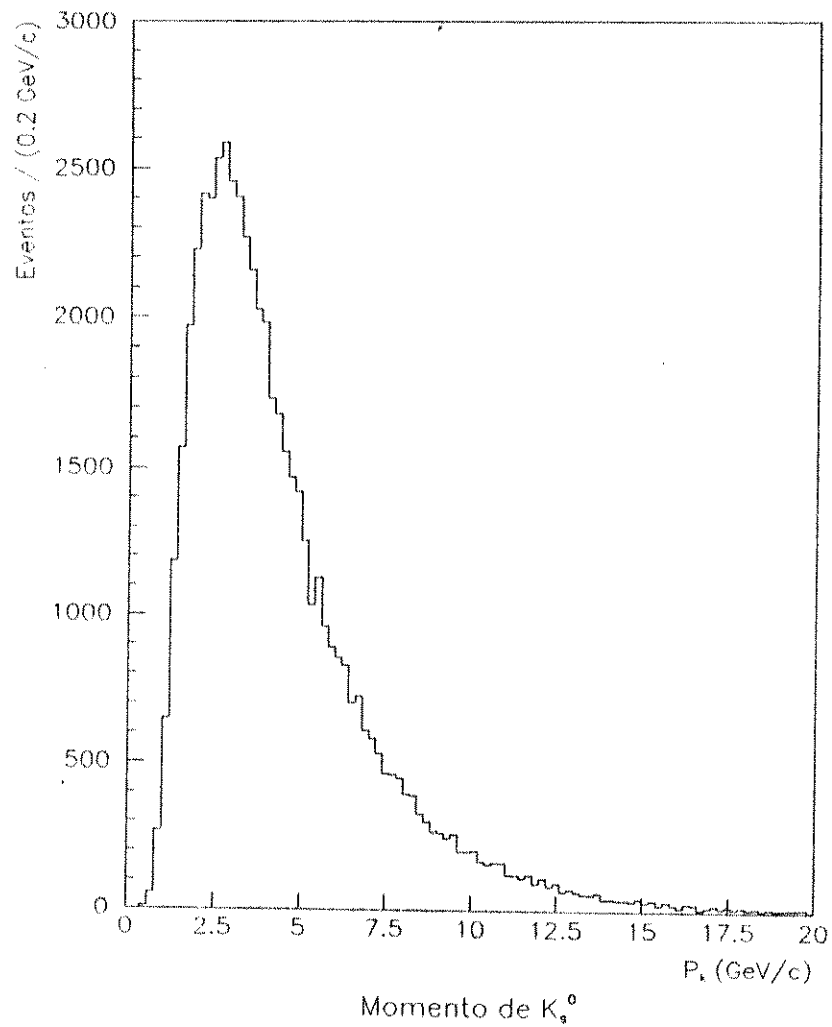


Figura 4.8 Distribución de momentos de  $K_s^0$  medidos en el marco de referencia del laboratorio.

INSTITUTO DE LA UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA  
 Biblioteca Central



## 5. RESULTADOS Y DISCUSIONES

### 5.1 Introducción

En el capítulo 4 se describió el procedimiento para determinar la vida media de  $K_s^0$  ( $\tau_{K_s^0}$ ). En este capítulo se presentan los resultados obtenidos del estudio de la distribución de tiempos propios de decaimiento (sección 5.2).

En las secciones 5.3 y 5.4 se discuten los distintos factores sistemáticos que limitan la precisión del resultado para la vida media de  $K_s^0$ . En la sección 5.5 se verifican los resultados obtenidos para  $\tau_{K_s^0}$ , usando el método de *Maximum Likelihood* (ML). En la sección 5.6, se compara el valor obtenido de  $\tau_{K_s^0}$  con los resultados considerados para el cálculo del promedio mundial de este año. En la última sección se aplica el teorema CPT para obtener el valor de la vida media de  $\overline{K}_s^0$ .

### 5.2 Resultados

Los tiempos propios de decaimiento de  $K_s^0$  se determinaron a partir de los momentos y distancias medidos en el laboratorio, según se describe en el capítulo anterior. En la figura 5.1 se muestra la distribución observada de tiempos propios de decaimiento para la muestra de estudio, consistente en 56,131 eventos  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

La curva continua mostrada en la figura 5.1, es el resultado de ajustar la distribución, a la expresión:

$$f(t) = Ce^{-\lambda t}, \quad (5.1)$$

donde  $\lambda = 1/\tau_{K_s^0}$ , y  $C$ , son los parámetros libres en el ajuste. La región considerada para el ajuste va de  $0.85 \times 10^{-10}$  s a  $4.55 \times 10^{-10}$  s (región que comprende  $\sim 40,000$  eventos distribuidos en 74 bins).

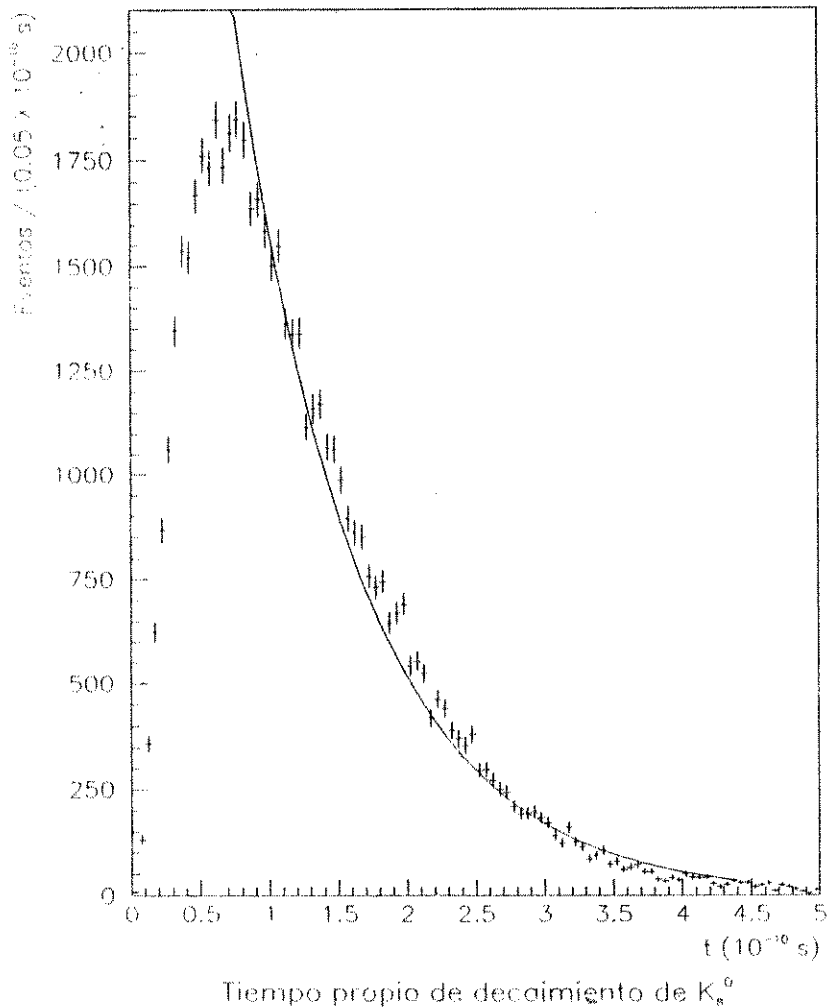


Figura 5.1 Distribución de tiempos propios de decaimiento para  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . La curva corresponde al ajuste de la distribución a una función exponencial, por el método de mínimos cuadrados. Se considera solamente el error estadístico.

Del ajuste de la distribución por el método de mínimos cuadrados a la expresión (5.1), se obtiene el siguiente resultado para la constante de decaimiento de  $K_s^0$ :

$$\lambda = (1.120 \pm 0.007) \times 10^{10} \text{ s}^{-1},$$

con  $\chi^2$  por grado de libertad de 7.6. El correspondiente valor para la vida media de  $K_s^0$ , es:

$$\tau_{K_s^0} = (0.893 \pm 0.006) \times 10^{-10} \text{ s}.$$

### 5.3 Efectos de la aceptación del detector

La región electa para realizar el ajuste está relacionada con los efectos que causa en las mediciones, la aceptación finita del detector.

En el capítulo 4 se estableció que, debido a la aceptación finita del detector, la identificación directa de las partículas es deficiente cuando los momentos de las mismas son menores que  $2.55 \text{ GeV}/c$ . Además, la medición de los momentos de los productos de decaimiento de  $K_s^0$  es menos precisa en la región de bajos momentos y en la región de momentos cercanos a  $20 \text{ GeV}/c$ . Por estas razones, la aceptación del detector es pobre en las partes inicial y final de las distribuciones de momentos; lo mismo puede decirse en el caso de las distancias recorridas y tiempos propios de decaimiento. Con el propósito de excluir las regiones en el momento de  $K_s^0$ , que están más afectadas por la aceptación del detector, se seleccionó el intervalo que va de  $\sim 0.9 \times 10^{-10} \text{ s}$  a  $\sim 4.6 \times 10^{-10} \text{ s}$ , como la región estudiada de la distribución de tiempos propios de decaimiento de  $K_s^0$ .

La aceptación finita del detector es también un factor a considerar, cuando se examina el  $\chi^2$  por grado de libertad de la muestra de alta estadística. En la figura 5.2 aparece la distribución de tiempos propios de decaimiento para la misma submuestra de 577 eventos que fue presentada en la sección 4.3. Los resultados obtenidos de ajustar la distribución de la submuestra a la expresión 5.1, por el método de mínimos cuadrados, son:  $\lambda = (1.105 \pm 0.069) \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ , y  $\tau_{K_s^0} = (0.905 \pm 0.057) \times 10^{-10} \text{ s}$ , con  $\chi^2$  por grado de libertad de 2.06.

Los resultados obtenidos de la submuestra, coinciden con los obtenidos en la sección 5.2, para la muestra de mayor estadística. El  $\chi^2$  por grado de libertad de la muestra de baja estadística es menor, debido a que los efectos de la aceptación del detector quedan encubiertos por el error estadístico. No es así en el caso de la muestra de alta estadística en donde el error estadístico es correspondientemente menor.

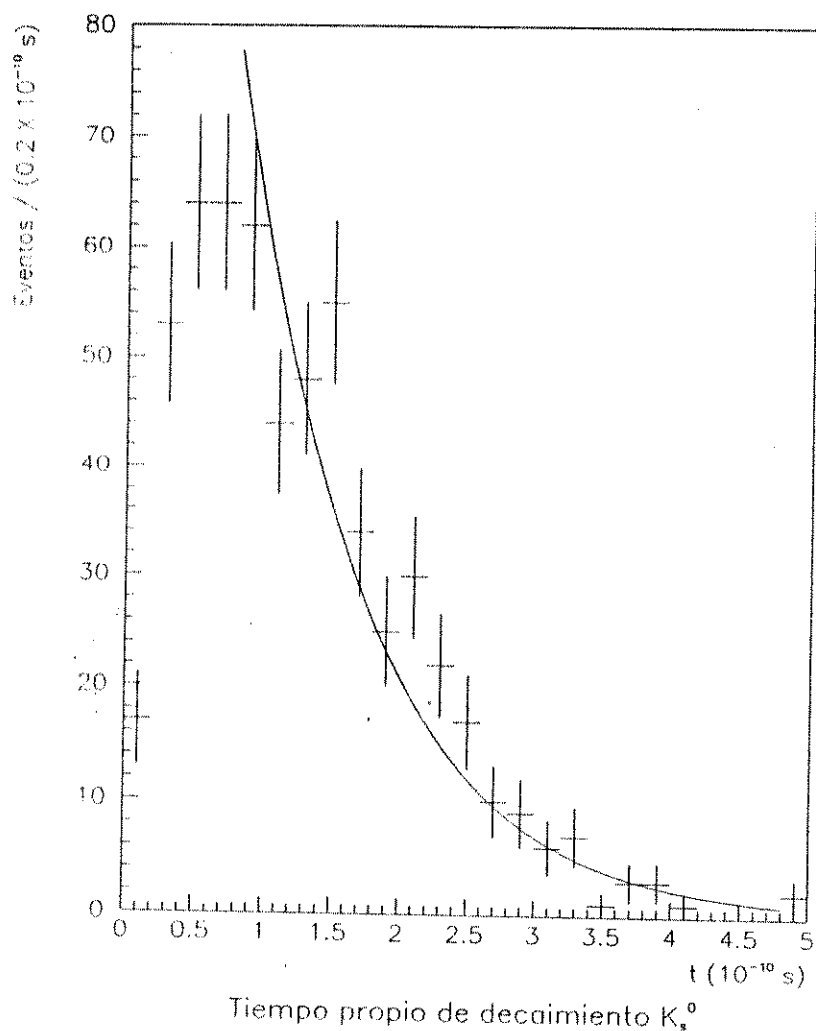


Figura 5.2 Distribución de tiempos propios de decaimiento para la submuestra de 577 eventos, discutida anteriormente. La curva corresponde al mejor ajuste de la distribución a la expresión (5.1), por el método de mínimos cuadrados. Se considera solamente el error estadístico.

## 5.4 Fuentes de error sistemático

Dentro de las fuentes de error sistemático que limitan la precisión en el valor determinado de la vida media de  $K_s^0$ , se encuentran los efectos de la aceptación limitada del detector, discutidos en la sección precedente. En esta sección se hace una revisión de los factores que afectan la medición de  $\tau_{K_s^0}$ . Al final, se concluye acerca de la forma en la que el total de las contribuciones al error sistemático, afectan a los resultados reportados.

La contaminación de la muestra por ambigüedades cinemáticas entre  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$ ,  $\bar{\Lambda}^0$ , y  $\gamma$ , se fijó por debajo del 2% (véase sección 4.3). Buena parte de los eventos espurios, quedó excluida de la región en la que se realizó el ajuste de la distribución de tiempos de decaimiento; por tanto, se considera despreciable su contribución al error en la determinación de  $\tau_{K_s^0}$ . Se considera que no existe contribuciones a la muestra, de eventos  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , debido al rango de distancias de decaimiento considerado en este estudio (véase sección 4.4). Las distancias de decaimiento de  $K_L^0$ , sobrepasan las dimensiones del espectrómetro empleado en el experimento BNL E766. Las contribuciones por la interacción de las partículas con el material del detector, es muy pequeña. El sistema de cámaras de deriva fue construido para minimizar la interacción de las partículas con el material y la dispersión múltiple de Coulomb [39]. Todo el material de las cámaras de deriva, representa menos del 0.15 % de la longitud de interacción para el  $H_2$  del blanco.

Otros factores que contribuyen al error sistemático son: las variaciones en el campo magnético del detector, la resolución espacial de las cámaras de deriva y la precisión en la medición de los momentos de las partículas. La fuente de poder del dipolo magnético estaba regulada a  $\pm 0.1\%$ . Estudiando decaimientos  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , se estableció que la variación en el campo magnético era de  $\pm 0.05\%$  [35]. La resolución espacial de las cámaras de deriva va de aproximadamente  $150 \mu m$  a  $200 \mu m$  [31]. El sistema de cámaras de deriva mide los momentos de las partículas cargadas, a partir de la curvatura de la trayectoria y del conocimiento detallado del campo magnético. La resolución del espectrómetro en la medición de momentos es de  $\Delta P(fwhm)/P \approx 0.01$  [40].

La masa de  $K_s^0$  fue utilizada en el cálculo de la energía de  $K_s^0$  y luego en el cálculo de  $\beta$  (expresión 4.4). El valor empleado en los cálculos fue el promedio mundial anual [1]:  $497.672 \pm 0.031 \text{ MeV}/c^2$ . El error relativo correspondiente es  $\sim 0.006\%$ .

En los resultados de la presente investigación se reporta solamente el error estadístico, por considerarse que el total de las contribuciones al error sistemático, es menor que el error estadístico.

## 5.5 Verificación de resultados

Se presentan a continuación los resultados obtenidos de ajustar la distribución de tiempos propios de decaimiento a la expresión 5.1, por un procedimiento estadístico diferente: el método de *Maximum Likelihood* (ML).

Del ajuste ML de la muestra de alta estadística en la región de  $0.85 \times 10^{-10} \text{ s}$  a  $4.55 \times 10^{-10} \text{ s}$ , se obtiene:  $\lambda = (1.119 \pm 0.007) \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ , con  $\chi^2$  por grado de libertad de 13.5. La curva de mejor ajuste por el método ML se muestra junto a la distribución de alta estadística, en la figura 5.3. El valor de la vida media de  $K_s^0$ , que se obtiene del ajuste ML de esta distribución es:  $\tau_{K_s^0} = (0.893 \pm 0.006) \times 10^{-10} \text{ s}$ , que coincide exactamente con los resultados obtenidos en la sección 5.2.

Para la muestra de baja estadística (submuestra de 577 eventos), el ajuste de la distribución de tiempos propios de decaimiento a la expresión (5.1), por el método ML, da por resultado:  $\lambda = (1.063 \pm 0.071) \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ , con  $\chi^2$  por grado de libertad de 6.03. El valor de la vida media de  $K_s^0$  calculado de aquí, es:  $\tau_{K_s^0} = (0.940 \pm 0.063) \times 10^{-10} \text{ s}$ , que es consistente con los resultados presentados antes. Nuevamente se observa el efecto de la aceptación finita del detector, en el comparativamente mayor  $\chi^2$  por grado de libertad del ajuste ML de la muestra de alta estadística.

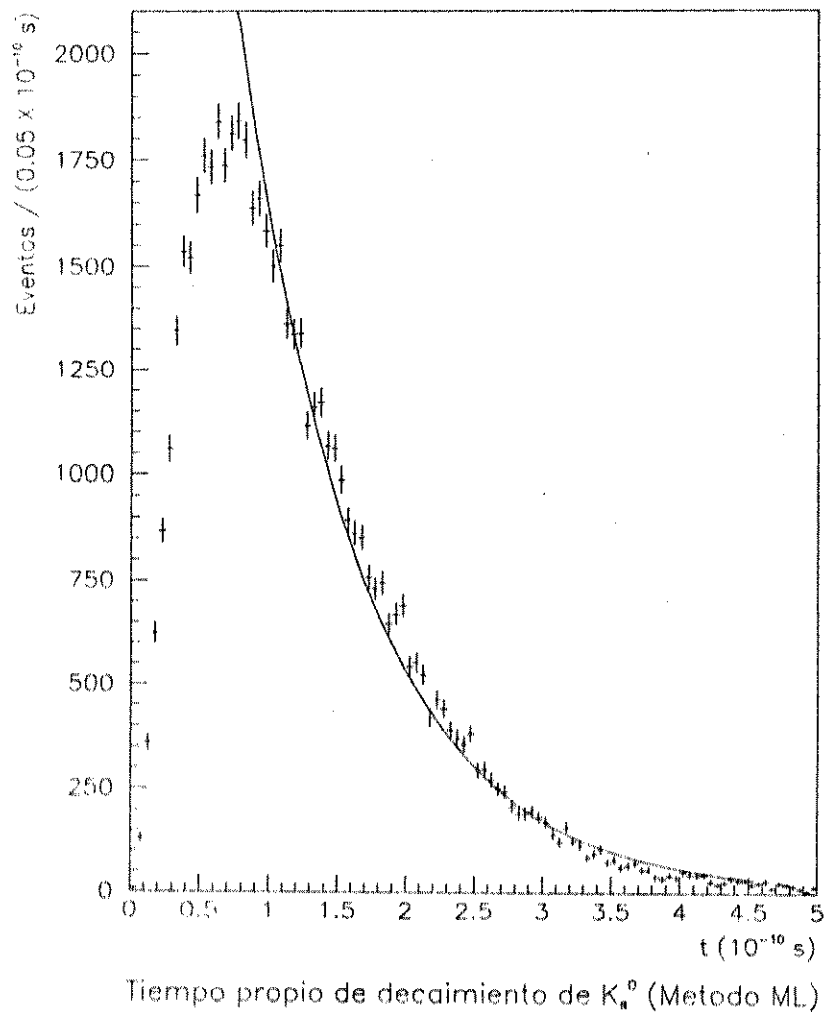


Figura 5.3 Se muestra la distribución de tiempos propios de la figura 5.1, y la curva de mejor ajuste por el método de *Maximum Likelihood*. Se considera solamente el error estadístico.

En la tabla 5.1 se resumen los resultados obtenidos para la muestra de alta estadística y para la submuestra, utilizando los dos distintos métodos de ajuste. Comparando los distintos resultados, queda a la vista que los valores calculados por el método de mínimos cuadrados, coinciden con los calculados mediante el método de *Maximum Likelihood*.

Método	Alta estadística	Baja estadística
Mínimos Cuadrados	$(0.893 \pm 0.006) \times 10^{-10} s *$	$(0.905 \pm 0.057) \times 10^{-10} s$
<i>Maximum Likelihood</i>	$(0.893 \pm 0.006) \times 10^{-10} s$	$(0.940 \pm 0.063) \times 10^{-10} s$

Tabla 5.1 Valores obtenidos para la vida media de  $K_s^0$ , a alta y baja estadística, utilizando los métodos de mínimos cuadrados y de *Maximum Likelihood*. \*: Valor reportado como el resultado de esta investigación.

## 5.6 Comparación de resultados con los obtenidos por otros autores

Los resultados reportados en la sección 6.2 están en buen acuerdo con los valores reportados por otros autores [2-8].

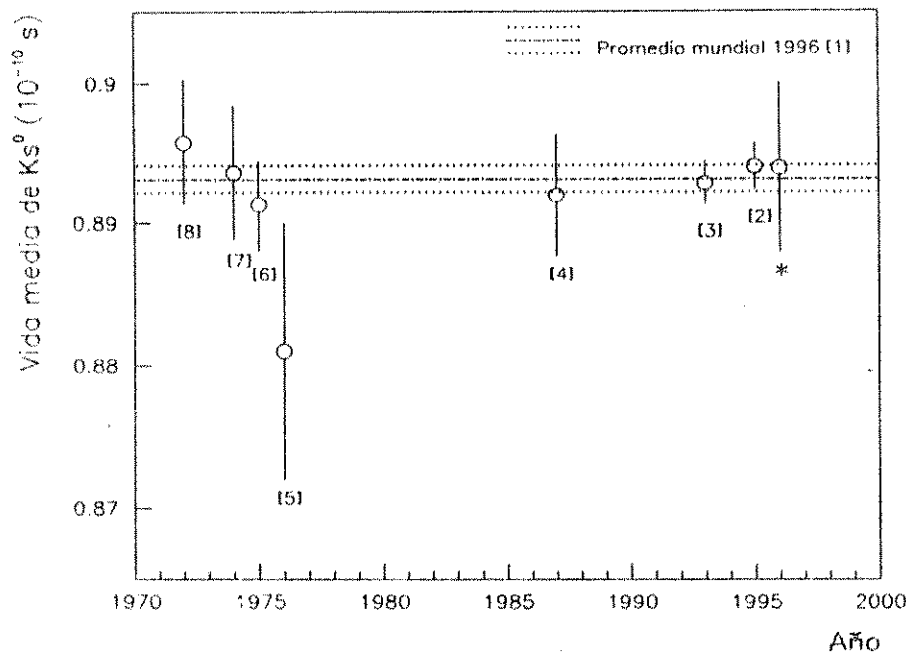


Figura 5.4 Comparación del resultado de esta investigación (\*) con los resultados reportados en las referencias 2 a la 8. En líneas punteadas, aparece el promedio mundial de 1996 [1].



En la figura 5.4 se compara el resultado de la presente investigación, con los valores considerados por el PDG en el cálculo del promedio mundial de 1996 [1]:  $(0.8932 \pm 0.0010) \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ . Los resultados de otros autores que se muestran en la figura 5.4, fueron obtenidos en estudios en los que se considera la interferencia  $K_S^0 - K_L^0$ . La contribución de eventos  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  a la muestra de estudio de esta investigación, es nula.

## 5.7 La vida media de $\bar{K}_S^0$

El teorema CPT establece que un sistema físico permanece invariante ante el producto de los operadores de conjugación de carga, de paridad y de inversión temporal (véase sección 1.9). La simetría CPT es considerada como un principio fundamental en la naturaleza y como una piedra angular en la teoría cuántica local de campos [3]. Por esta misma razón sus predicciones son constantemente sometidas a la corroboración experimental. En el sistema de kaones neutros, las pruebas experimentales del teorema CPT, se han realizado midiendo las masas de  $K_S^0$  y de  $\bar{K}_S^0$ . Se ha establecido que el teorema CPT es válido hasta 9 partes en  $10^{19}$  [1].

Como una de las predicciones de este teorema, se espera que la vida media de una partícula sea exactamente igual a la de su respectiva antipartícula. Por tanto, considerando el teorema CPT como válido, la vida media de  $\bar{K}_S^0$  es:

$$(0.893 \pm 0.006) \times 10^{-10} \text{ s.}$$

## CONCLUSIONES

En una muestra de 56,131 eventos del tipo  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , seleccionados de los datos recabados por el BNL E766, se ha medido la vida media de  $K_s^0$ . Se concluye que:

1. Ajustando la distribución de tiempos propios de decaimiento a una función exponencial, el valor determinado para la vida media de  $K_s^0$  ( $\tau_{K_s^0}$ ) es:

$$\tau_{K_s^0} = (0.893 \pm 0.006) \times 10^{-10} \text{ s} ,$$

que coincide, dentro del error experimental, con el valor mundialmente aceptado.

2. El valor de  $\tau_{K_s^0}$  medido a baja estadística coincide, dentro de los errores experimentales, con el valor de  $\tau_{K_s^0}$  observado a alta estadística. Por ello, se afirma que la aceptación del detector no afecta significativamente al resultado obtenido para la vida media de  $K_s^0$ .
3. Considerando la validez del teorema CPT, el valor de la vida media de  $\bar{K}_s^0$  es igual al valor de la vida media de  $K_s^0$ ; es decir:

$$\tau_{\bar{K}_s^0} = 0.893 \pm 0.006 \times 10^{-10} \text{ s}.$$

En resumen, en una muestra de alta estadística, se ha medido la vida media de  $K_s^0$ , y el valor obtenido está en perfecto acuerdo con el valor mundialmente aceptado. De este resultado puede decirse que, si el teorema CPT es válido, entonces la vida media de  $\bar{K}_s^0$  debe de coincidir con el valor medido para la vida media de  $K_s^0$ .

## RECOMENDACIONES

1. A lo largo de esta disertación se ha demostrado que el valor determinado para la vida media de  $K_s^0$ , no se ve afectado significativamente por la aceptación finita del detector. Empero, se estima que la precisión de los resultados presentados, puede mejorar mediante la corrección de los datos por la aceptación del detector empleado en el experimento.
2. Es recomendable un estudio formal de los efectos sobre el valor de  $\tau_K$ , de las distintas fuentes de error sistemático en el experimento y la contribución a la muestra de eventos espurios. Esto con el propósito de ratificar las estimaciones a *grosso modo* que se plantean a lo largo de esta tesis.

## REFERENCIAS

- [1] PARTICLE DATA GROUP. **Review of particle physics.**  
(U.S.A.: The American Physical Society, 1996)  
54: p. 412-429.
- [2] SCHWINGENHEUER, B. *et. al.* "CPT Tests in neutral kaon system", **Physical Review Letters**, 74: 4376. 1995.
- [3] GIBBONS, L. K. *et. al.* "New measurement of the neutral kaon parameters", **Physical Review Letters**, 70: 1199. 1993.
- [4] GROSSMANN, N. *et. al.* "Measurement of the lifetime of  $K_s^0$  mesons in the momentum range 100 to 350 GeV/c", **Physical Review Letters**, 59: 18. 1987.
- [5] ARONSON, *et. al.* "Measurement of the neutral kaon parameters", **Nuovo cimento, Parte A**, 32: 236. 1976.
- [6] CARITHERS, W. C. *et. al.* "Measurement of the phase of the CP-nonconservation parameter  $\eta_{+-}$  and the  $K_s$  total decay rate", **Physical Review Letters**, 34: 1244. 1975.
- [7] GEWENIGER, C. *et. al.* "A new determination of the  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  decay parameters", **Physics Letters, Parte B**, 48: 487. 1974.
- [8] SKJEGGESTAD, O. *et. al.* "Measurement of the  $K_s^0$  mean life". **Nuclear Physics, Parte B**, 48: 343. 1972.

- [9] ARONSON, S. H. *et al.* "Determination of the fundamental parameters of the  $K^0 - \bar{K}^0$  system in the energy range 30-110 GeV", **Physical Review Letters**, 48: 1306. 1982.
- [10] FACKLER, O. *et al.* "Test of the  $\Delta S = \Delta Q$  rule in  $K_{e3}$  Decay", **Physical Review Letters**, 31: 847. 1973.
- [11] DONALD, R. A. *et al.* "The decay rate of the short lived neutral kaon", **Physics Letters, Parte B**, 27: 58. 1968.
- [12] HILL, D. G. *et al.* "Measurement of the lifetime of the short-lived neutral K-meson", **Physical Review**, 171: 1418. 1968.
- [13] ALFF-STEINBERGER, C. *et al.* "Further results from the interferency of  $K_s$  and  $K_L$  in the  $\pi^+\pi^-$  decay modes", **Physics Letters**, 21: 595. 1966.
- [14] KIRSCH, L. y P. Schmid. "A measurement of the  $K_1^0$  lifetime", **Physical Review**, 147: 939. 1966.
- [15] HALZEN, F. y Alan Martin. **Quarks and leptons: an introductory Course in modern particle physics.** (U.S.A.: John Wiley & Sons, 1984).
- [16] ROLNICK, William B. **The fundamental particles and their interactions.** (U.S.A.: Addison-Wesley, 1994).
- [17] ROSE, P.H. *et al.* **Progress in nuclear techniques and instrumentation.** (Holanda: North-Holland Publishing Company, 1967) Vol. 2.
- [18] GOTTFRIED, K. y V. F. Weisskopf. **Concepts of particle physics.** (U.S.A.: Oxford University Press, 1986) Vol. II.

- [19] FRODESEN, A. G., O. Skjeggstad y H. Tøfte. **Probability and statistics in particle physics**. (Alemania: Universitetsforlaget, 1979).
- [20] LACH, J. y L. Pondrom. "Hyperon beam physics", **Annual Review of Nuclear Particle Science**, 29: 203. 1979.
- [21] DYDAK, F. *et. al.* "Measurement of the  $\Sigma^0$  lifetime", **Nuclear Physics**, Parte B, 118: 1. 1977.
- [22] SAAVEDRA, Igor. **Física de partículas**. (U.S.A: Unión Panamericana Secretaría General de la O.E.A., 1969).
- [23] KANE, Gordon. **Modern Elementary Particle Physics**. (U.S.A.: Addison-Wesley, 1987).
- [24] PARTICLE DATA GROUP. **Review of particle physics**. (Holanda: North-Holland Publishing Company, 1,986) 170, p. 130.
- [25] HUMPHREY, W. y D. Ross. "Low-energy interactions of  $K^-$  mesons in hidrogen", **Physical Review**, 127: 1305. 1962.
- [26] GOTTFRIED, K. y V. F. Weisskopf. **Concepts of particle physics**. (U.S.A.: Oxford University Press, 1986) Vol. I.
- [27] BNL E766 GROUP. **BNL Report No. E766**. (U.S.A.: Brookhaven National Laboratories, 1981).
- [28] CHURCH, Michael.  **$E^-$  Production in 15-28 GeV neutron-proton interactions**. Tesis de doctorado. (U.S.A.: Columbia University Nevis-260, 1986).
- [29] GOTTSCHALK, Erick. **Strange baryon production in 27.5 GeV/c proton - proton interactions**. Tesis de doctorado.

(U.S.A.: Columbia University, 1992).

- [30] STERN, Benjamin. **A search for charmed particles in 15-28 GeV neutron-proton interactions.** Tesis de doctorado. (U.S.A.: Columbia University Nevis-266, 1988).
- [31] URIBE, Jorge. **Pion-pion correlations at low relative momentum produced in the reactions  $pp \rightarrow pp(\pi^+, \pi^-)^n$  with  $n = 2,3,4,5,6$ .** Tesis de doctorado. (U.S.A.: University of Massachusetts UMAHEP-385, 1993).
- [32] FORBUSH, Michael. **High mass diffractive dissociation at 27.5 GeV protón-protón interactions in exclusive final states.** Tesis de doctorado. (U.S.A.: Texas A & University, 1990).
- [33] FÉLIX, Julián.  **$\Lambda^0$  polarization in  $pp \rightarrow p\Lambda^0 K^+(\pi^+\pi^-)^N$   $N = 1, 2, 3, 4$ .** Tesis de doctorado. (U.S.A.: University of Massachusetts and Universidad de Guanajuato, 1994).
- [34] URIBE, J. *et. al.* "Pion-pion correlations at low relative momentum produced in  $pp$  collisions at 27.5 GeV/c", **Physical Review, Parte D**, 49: 4373. 1994.
- [35] HARTOUNI, E. P. *et. al.* "Precise measurement of the  $\Lambda^0$  and  $\bar{\Lambda}^0$  masses and a test of CPT invariance", **Physical Review Letters**, 72: 1322. 1994.
- [36] WIENCKE, Lawrence. **Observation of final state coulomb interactions in proton-proton collisions at 27.5 GeV/c.** Tesis de doctorado. (U.S.A.: Columbia University Nevis 280, 1993).

- [37] HAGEDORN, R. **Relativistic kinematics. A guide to the kinematics problems of high energy physics.** (Genebra: CERN W.A. Benjamin Inc., 1963).
- [38] PERKINS, Donald H. **Introduction to high energy physics.** (U.S.A.: Addison Wesley, 1972).
- [39] GOTTSCHALK, E. E. *et. al.* "Hyperon production in 28 GeV/c  $p-p$  interactions", **Physical Review**, Parte D, 53: 4756. 1994.
- [40] FELIX, J. *et. al.* " $\Lambda^0$  polarization in  $pp \rightarrow p\Lambda^0 K^+(\pi^+\pi^-)^N$   $N = 1, 2, 3, 4$  at 27.5 GeV/c", **Physical Review Letters**, 76: 22. 1996.



## BIBLIOGRAFÍA

1. BAIRD, B.C. **Experimentation: an introduction to measurement theory and experiment desing.** (U.S.A.: Pretince-Hall, 1962).
2. BEISER, A. **Conceptos de Física Moderna.** (2a. edición; México: Mc Graw-Hill, 1986).
3. BERESTETSKII, V.B. *et. al* **Quantum electrodynamics.** (U.S.A.: Pergamon International Library, 1982).
4. BERNSTEIN, J. **Elementary Particles ant their currents.** (U.S.A.: W.H. Freeman And Company, 1968).
5. BUENROSTRO, E.A., Quintero, G. I. y J. Félix. **Determinación de la masa de  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  producidas en reacciones *pp*.** (Guanaajuato, México.: ITESM-IFUG, 1995).
6. EISBERG, Robert. **Fundamentals of modern physics.** (U.S.A.: John Wiley & Sons, 1961).
7. GASIOROWICZ. **Quantum Physics.** (USA: John Wiley & Sons, 1974).
8. LEO, W.R. **Techniques for nuclear and particle physics experiments.** (*s.l.i.* Springer-Verlag, 1987).
9. MARSHAK, Robert. **Conceptual Foundatlons of Modern Particle Physics.** (Singapore: World Scientific, 1984).
10. WHITESIDE, H. **The project physics course: Unit A, Elementary Particle.** (Canadá: H. R. & Winston Inc., 1971).

# APÉNDICE A

## Clasificación de las partículas

La idea de que todas las cosas están constituidas por entes elementales (que no tienen estructura), no es nueva. En la antigua Grecia, Demócrito propuso que el mundo material estaba compuesto por *átomos* indivisibles, separados unos de otros por vacío.

Las partículas consideradas como elementales son las llamadas *leptones* y *quarks*. Los leptones existen como entidades libres, mientras que los quarks no. Los quarks se agrupan para constituir otras partículas: los *hadrones* (bariones y mesones). Aunque los hadrones tengan estructura y decaigan en otras partículas, su estructura no puede ser entendida a partir de la estructura de sus productos de decaimiento, por esto suele referirse a ellas como partículas.

En esta sección se describe brevemente la clasificación de las partículas elementales. Se indican también algunas de las características de las distintas clases de partículas.

### A.1 Leptones

Lepton, etimológicamente, significa ligero. Este nombre obedece a que en los albores de la física de partículas, se les clasificaba como el tipo de partículas menos pesadas. La clasificación en base a la masa de las partículas, es meramente histórica, pues hoy (como se verá) se conocen leptones más pesados que las partículas clasificadas antes como las más pesadas (hiperones).

A fin de dar explicación de lo que ocurre a lo largo de las reacciones conocidas entre partículas, se ha introducido el *número leptónico*, que identifica a los leptones en dichas reacciones. En la tabla A.1, se resumen las principales propiedades de los leptones.

Nombre	símbolo	masa (MeV)	carga ( e )	espín	No. Leptónico
electrón	$e^-$	0.511	-1	1/2	1
neutrino de $e$	$\nu_e$	0	0	1/2	1
muón	$\mu$	106	-1	1/2	1
neutrino de $\mu$	$\nu_\mu$	0	0	1/2	1
tau	$\tau$	1784	-1	1/2	1
neutrino de $\tau$	$\nu_\tau$	0	0	1/2	1

Tabla A.1 Características de los leptones [1].

Cada una de estas partículas posee una antipartícula que tiene los mismos números de espín y leptónico, y la misma masa, pero carga opuesta.

## A.2 Interacciones

En la teoría de campos, a las interacciones que ocurren se les asocia el intercambio de una partícula de campo, o bosón, entre las partículas participantes; se les llama *partículas de interacción* o simplemente *interacciones*. Estos son entes reales que han sido ya detectados en el laboratorio, excepto el gravitón (el gluón no ha sido confirmado). Las interacciones cumplen con dos funciones:

- 1) hacer que las partículas se aglutinen,
- 2) hacer que las partículas decaigan.

En la tabla A.2 se listan las principales características de las distintas interacciones.

Tipo de interacción	nombre o símbolo	masa (GeV)	carga ( $ e $ )	espín	tipo de partícula
gravitacional	gravitón	0	0	1	bosón
electromagnética	fotón ( $\gamma$ )	0	0	1	bosón
débil	$W^-$	80.33	-1	1	bosón vectorial
"	$Z^0$	91.187	0	1	"
"	$W^+$	80.33	1	1	"
fuerte	gluón	0	0	1	bosón

Tabla A.2 Interacciones y algunas de sus propiedades [1].

### A.3 Quarks o hadrones fundamentales

A mediados de este siglo, se llevó a cabo el experimento de bombardear un blanco de protones con un haz de electrones. Se encontró que debido a las colisiones, ocurrían grandes transferencias de momento, con una frecuencia mayor de la esperada. Tal parecía que el protón no era lo *puntual* que se pensaba, y que existían centros de dispersión en su interior. Así se dio pie al modelo del quark, que propone que partículas como el protón, el neutrón y otras, están compuestas de quarks, que aparentemente son *puntuales*, pero que no pueden existir libremente, como por ejemplo existen los leptones. Estos quarks se aglutinan, vía la interacción fuerte para formar hadrones.

Hoy se sabe de la existencia de seis distintos quarks o hadrones fundamentales. Sus propiedades se listan a continuación. Cada uno de los quarks listados en la tabla A.3, posee su respectiva antipartícula o antiquark, que se denota según lo acostumbrado, colocando una barra sobre ella. Los antiquarks poseen carga de signo opuesto al de la carga de su respectivo quark.

PROPIEDAD DE LA UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA  
Biblioteca Central

Símbolo	masa (GeV)	carga ( e )	extrañeza ( <i>strangeness</i> )	encanto ( <i>charm</i> )	belleza ( <i>beauty</i> )	cima ( <i>top</i> )	espín ( $\hbar/2$ )
<i>u</i>	0.008	2/3	0	0	0	0	1/2
<i>d</i>	0.015	-1/3	0	0	0	0	1/2
<i>s</i>	0.540	-1/3	-1	0	0	0	1/2
<i>c</i>	1.5	2/3	0	1	0	0	1/2
<i>b</i>	4.2	-1/3	0	0	-1	0	1/2
<i>t</i>	174	2/3	0	0	0	1	1/2

Tabla A.3 Los quarks conocidos y sus propiedades [16].

## A.4 Hadrones

Los hadrones son partículas que interactúan fuertemente (pueden también interactuar electromagnéticamente, si están cargados). Según el número de quarks que los constituyen, los hadrones se clasifican en: bariones y mesones.

### A.4.1 Bariones

El nombre barión, proviene del griego *baryos* que significa pesado. Estas son partículas constituidas por combinaciones de tres quarks (o antiquarks). A fin de dar cuenta de lo que ocurre en muchas reacciones observadas, a los bariones se les asigna un número bariónico.

Nombre	símbolo	masa (GeV)	carga ( e )	No. bariónico	<i>J</i>	<i>I</i>	<i>s</i>
nucleón	N	0.939	0, 1	1	1/2	1/2	0
Lambda cero	$\Lambda^0$	1.115	0	1	1/2	1/2	-1
Omega	$\Omega$	1.672	-1	1	3/2	0	-2

Tabla A.4 Algunos bariones y sus principales propiedades. *J*, simboliza al espín; *I*, simboliza al isoespín; *s*, simboliza la extrañeza [1].

En la tabla A.5 se listan algunos ejemplos de bariones y su composición por quarks.

Partícula	estructura
$p$	$uud$
$n$	$udd$
$\Lambda^0$	$uds$
$\Sigma^{*+}$	$uus$
$\Sigma^{*0}$	$uds$
$\Sigma^-$	$dds$
$\Xi^-$	$dss$
$\Xi^0$	$uss$

Tabla A.5 Algunos bariones de espín 1/2, y su estructura [15].

#### A.4.2 Mesones

Son partículas constituidas por un quark y un antiquark. El nombre proviene de que se les consideraba como partículas con masa intermedia entre la de los leptones y bariones. Las características de algunos mesones, se muestran en la tabla A.6.

Nombre	símbolo	masa (GeV)	carga ( e )	No. bariónico	$J$	$I$	$s$
pión	$\pi$	0.139	-1;0;1	0	0	1	0
kaón	$K$	0.496	-1;0;1	0	0	1/2	-1;1;1
phi	$\phi$	1.019	0	0	1	0	0
jota	$J$	3.095	0	0	1	0	0

Tabla A.6 Algunos mesones y sus principales propiedades.  $J$ , simboliza al espín;  $I$ , simboliza al isospín;  $s$ , simboliza la extrañeza [1].

En la tabla A.7 se listan otros mesones y su constitución de quarks.

Partícula	estructura
$\pi^+$	$u\bar{d}$
$\pi^-$	$d\bar{u}$
$K^+$	$u\bar{s}$
$K^-$	$s\bar{u}$
$K^0$	$d\bar{s}$
$\bar{K}^0$	$s\bar{d}$

Tabla A.7 Algunos mesones de espín 1/2, y su estructura [16].

## 2.5 Resonancias

Durante una interacción las partículas pueden, o no, fragmentarse en otras partículas, como resultado de la interacción. En el caso en que se fragmente al menos una de las partículas, hay un estado intermedio en el que las partículas originales forman un solo ente que, después de un tiempo muy corto ( $\sim 10^{-23}s$ ), decaen en otras partículas. A estos estados intermedios de vida media del orden de  $10^{-23}s$ , se les da el nombre de *resonancias*, y fueron observadas por primera vez en 1960, por Luis W. Álvarez.

Las resonancias suelen identificarse con un (\*) en la parte superior derecha de su símbolo, o bien indicando el valor de su masa entre paréntesis (aunque no es una nomenclatura bien establecida). A continuación se muestran algunos ejemplos de resonancias y sus respectivos productos de decaimiento [1]:

$$1) \Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$$

$$2) \Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$$

$$3) \Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$$

## APÉNDICE B

### El Método de *Maximum Likelihood*

El *Maximum Likelihood* (ML) es un método de estimación de parámetros muy general, utilizado en los casos en los que es conocida la dependencia funcional de las variables observadas.

Considérese el conjunto de mediciones  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , y sea  $\theta$  el parámetro de la distribución que se desea estimar. Si  $f(x|\theta)$ , denota la función de densidad de probabilidad de la distribución, entonces se define la función de *Likelihood* como [17]:

$$\mathcal{L}(x|\theta) \equiv \prod_{i=1}^N f(x_i|\theta), \quad (B.1)$$

que es la probabilidad condicional de las observaciones  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , dado  $\theta$ . La integración de  $\mathcal{L}$  sobre todo el espacio muestral  $\Omega$ , es igual a uno, para todo  $\theta$ ; es decir:

$$\int_{\Omega} \mathcal{L}(x|\theta) dx = 1. \quad (B.2)$$

En  $\mathcal{L}$ , puede considerarse a las observaciones  $x_i$  como constantes y al parámetro  $\theta$  como variable. De acuerdo con el principio del método *Maximum Likelihood*, se considera como la mejor estimación de  $\theta$ , el valor particular  $\hat{\theta}$  que está dentro del rango admisible de  $\theta$  y que hace que  $\mathcal{L}$  obtenga su máximo valor. Esto significa que el valor estimado  $\hat{\theta}$ , es tal que:

$$\mathcal{L}(x|\hat{\theta}) \geq \mathcal{L}(x|\theta), \quad (B.3)$$

para todo  $\theta$ . Si  $\mathcal{L}$  es dos veces diferenciable con respecto a  $\theta$ , el valor  $\hat{\theta}$  puede



obtenerse resolviendo la ecuación:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \mathcal{L}(x|\theta) = \frac{\partial}{\partial \theta} \prod_{i=1}^N f(x_i|\theta) = 0, \quad (B.4)$$

con la condición de que la segunda derivada evaluada en  $\theta = \hat{\theta}$ , sea negativa; es decir:

$$\left. \frac{\partial^2}{\partial^2 \theta} \mathcal{L}(x|\theta) \right|_{\hat{\theta}} < 0. \quad (B.5)$$

Ya que  $\mathcal{L}$  y el logaritmo de  $\mathcal{L}$  alcanzan su máximo para el mismo valor de  $\theta$ , la estimación ML se puede encontrar de la la ecuación:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \ln \mathcal{L}(x|\theta) = \frac{\partial}{\partial \theta} \sum_{i=1}^N \ln f(x_i|\theta) = 0, \quad (B.6)$$

A menudo la suma en (B.6) es más fácil de manejar que el producto en (B.4). Se exige entonces que:

$$\left. \frac{\partial^2}{\partial^2 \theta} \ln \mathcal{L}(x|\theta) \right|_{\hat{\theta}} < 0. \quad (B.7)$$

En la referencia 17, aparece una descripción detallada de este método incluyendo varios ejemplos de su aplicación en la física de altas energías.

# APÉNDICE C

## Transformaciones de Lorentz

En este apéndice se resumen las expresiones relativistas que fueron útiles a lo largo de la investigación. Antes, se describe el sistema de unidades naturales empleado comúnmente en física de altas energías.

### C.1 El sistema natural de unidades

En muchas ocasiones el uso de unidades como el metro y el segundo, resulta incómodo en el manejo de la notación. Resulta más cómodo y *natural* utilizar un sistema en el que se fija:  $\hbar = c = 1$ ; de esta forma ya no es necesario escribir  $\hbar$  o  $c$  en las expresiones. Así, por ejemplo, la masa de la partícula se expresa en  $GeV$ , en lugar de  $GeV/c^2$ .

Bajo esta convención, la energía aparece como un número puro por una masa. Las longitudes aparecen como un número puro por el inverso de una masa, debido a que la longitud de Compton,  $\hbar/(Mc)$  (donde  $M$  representa masa), en el sistema de unidades naturales, aparece como  $m^{-1}$  (donde  $m$  es la abreviatura para *metro*). Para distinguir, por ejemplo, si  $5 MeV$  corresponde a una medida de energía, o al inverso de una longitud, multiplicamos la cantidad por  $c^2$ , y luego por  $c/\hbar$  (usando los valores en el sistema SI). Si el resultado aparece en *Joules*, la cantidad corresponde a energía; si el resultado aparece en  $m^{-1}$ , corresponde a un inverso de longitud. Los factores de conversión entre el sistema de unidades naturales y el sistema SI, son [15]:

$$1 GeV = 1.6 \times 10^{-10} \text{ Joules} , \quad (C.1)$$

$$1 GeV = 5.06 \times 10^{15} m^{-1} . \quad (C.2)$$

## C.2 Ecuaciones de transformación

En la notación de las expresiones que se listan a continuación, se ha utilizado el sistema natural de unidades.

Consideremos a dos observadores situados en sendos marcos de referencia  $\mathcal{K}$  y  $\mathcal{K}'$ , que se mueven con una velocidad relativa  $\vec{\beta}$  (figura C.1) Las transformaciones de coordenadas espaciales y temporal, están relacionadas por (C.3) y (C.4), respectivamente [3]:

$$\vec{r} = \vec{r}' + \beta\gamma \left( \frac{\gamma}{\gamma+1} \vec{\beta} \cdot \vec{r}' + ct' \right), \quad (C.3)$$

$$ct = \gamma(ct' + \vec{\beta} \cdot \vec{r}'). \quad (C.4)$$

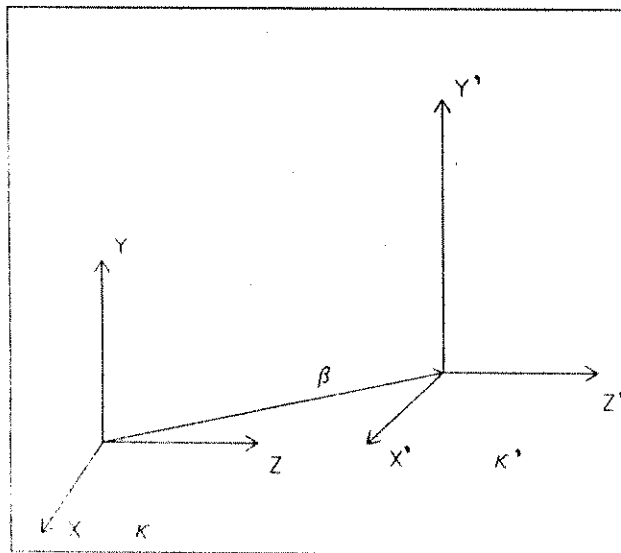


Figura C.1 Marcos de referencia  $\mathcal{K}$  y  $\mathcal{K}'$ , que se mueven con una velocidad relativa  $\vec{\beta}$ .

La constante  $\gamma$  se relaciona con  $\beta$ , según:  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ .

Las transformaciones para los momentos y energías medidos desde  $\mathcal{K}$  y  $\mathcal{K}'$ , están dadas por:

$$\vec{p} = \vec{p}' + \beta\gamma \left( \frac{\gamma}{\gamma + 1} \vec{\beta} \cdot \vec{p}' + E' \right), \quad (C.5)$$

$$E = \gamma(E' + \vec{\beta} \cdot \vec{p}'). \quad (C.6)$$

Las transformaciones inversas se obtienen intercambiando las *primas* (') y cambiando el signo de  $\vec{\beta}$ .

Considerando los sistemas de referencia del laboratorio (lab) y del centro de masa (cm), que se mueven con una velocidad relativa  $\vec{\beta}$ , se puede demostrar que:

$$\vec{\beta}_{cm} = \frac{\vec{P}_{lab}}{E_{lab}}, \quad (C.7)$$

$$\gamma_{cm} = \frac{E_{lab}}{M}; \quad (C.8)$$

en donde  $\vec{P}_{lab}$  y  $E_{lab}$ , representan al momento total y a la energía total, medidos en el laboratorio, y  $M$  representa a la masa invariante del sistema.

En el caso en el que una partícula decae en otras dos, la masa invariante de la partícula que decae, puede ser obtenida a partir de los momentos y energías de sus productos, mediante la expresión [1]:

$$M = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}, \quad (C.9)$$

donde  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $\vec{p}_1$  y  $\vec{p}_2$ , son las energías y momentos de las partículas hijas, respecto del sistema de referencia del laboratorio [1].

UNIVERSIDAD DE LA UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA  
Biblioteca Central