MEDIDA DE LA POLARIZACIÓN DEL TAU EN EL DETECTOR L3

Pablo García Abia

CIEMAT

Madrid, 11 de Marzo de 1996

Universidad Autónoma de Madrid
Facultad de Ciencias
Departamento de Física Teórica

MEDIDA DE LA POLARIZACIÓN DEL TAU EN EL DETECTOR L3

Memoria de Tesis presentada por
D. Pablo García Abia

Director:
Dr. Javier Berdugo Pérez

Madrid, 11 de Marzo de 1996

A mi Padre

INTRODUCCIÓN

El Modelo Estándar es la teoría unificada de las interacciones electrodébiles y la cromodinámica cuántica. Esta teoría describe de forma muy satisfactoria las interacciones entre partículas elementales. Su poder predictivo se ve limitado por la cantidad de parámetros libres que contiene, lo que hace necesario realizar estudios de precisión que determinen estos parámetros.

La física de procesos $e^+e^- \to f\bar{f}$ a energías en centro de masas próximas a la masa del bosón Z es una buena herramienta para realizar estudios de precisión del Modelo Estándar, a partir de un análisis detallado de los observables relacionados con los procesos $Z \to f\bar{f}$.

La interacción débil es tal que el acoplo del Z a los fermiones depende de la naturaleza de las partículas, de su carga, helicidad y otras propiedades. Existen diversos observables, como las secciones eficaces de producción de sucesos $e^+e^- \to f\bar{f}$ y las anchuras parciales de desintegración del Z en fermiones, que están relacionados con los parámetros del Modelo Estándar.

Nosotros estamos interesados en los observables relacionados con la helicidad de las partículas. En procesos $Z \to f\bar{f}$ hay una asimetría esencial en la sección eficaz de producción de fermiones con helicidad positiva y negativa. Una comprensión profunda de esta interacción exige conocer la helicidad de los fermiones del estado final. Esta no es fácilmente observable y tan solo en algunos procesos podremos obtener información acerca de ella. Argumentos de este tipo justifican la importancia de estudiar en detalle el proceso $Z \to \tau^+\tau^-$.

El tau (τ) es un leptón pesado de baja vida media. Los leptones τ, producidos en interacciones $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ a energías centro de masas del orden de la masa del bosón Z, se desintegran antes de alcanzar el dispositivo experimental, portando sus productos de desintegración información sobre la helicidad del τ.

Desde el punto de vista experimental, el análisis de sucesos $Z \to \tau^+\tau^-$ se caracteriza por su gran complejidad. La diversidad de partículas que provienen de la desintegración de los taus exige la comprensión global de todos los subdetectores y el control de las peculiaridades de canales muy diferentes entre sí.

Un análisis de las distribuciones de energía y angulares de estos productos nos permite obtener información sobre la helicidad del τ. En concreto, en este trabajo pretendemos obtener la medida de la asimetría de polarización del τ a partir de los espectros de energía de sus productos de desintegración.

El cálculo de las expresiones analíticas de los espectros de energía es una de las partes principales de este trabajo. Todos los efectos experimentales de selección de la muestra y de resolución en la medida de la energía de los productos del τ son introducidos de forma analítica en los espectros de energía que hemos calculado.

Este tratamiento analítico supone una innovación con respecto a los métodos utilizados tradicionalmente. Es, además, una poderosa herramienta para realizar de forma sistemática estudios sobre los diferentes efectos que influyen en la medida de la asimetría de polarización como la calibración de los detectores, eficiencias de los criterios de selección, correcciones radiativas, etc. Muchos de los estudios realizados son difíciles de llevar a cabo con otros métodos basados, por ejemplo, en el Monte Carlo.

Este trabajo está estructurado del siguiente modo:

- En el primer capítulo describimos brevemente el Modelo Estándar e introducimos el ángulo de mezcla electrodébil ($\sin^2\theta_W$). Además, relacionamos este parámetro con cantidades medibles experimentalmente en procesos $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, en concreto con la asimetría de polarización.

- En el capítulo segundo deducimos que esta asimetría se puede medir a partir del espectro de energía de los productos de desintegración del leptón τ. Concretamente desarrollamos las expresiones analíticas de estos espectros, incluidas las correcciones radiativas de estado inicial y final. Asimismo discutimos el efecto que éstas tienen en la medida de la asimetría de polarización.

  También discutimos cómo pueden integrarse en nuestro formalismo analítico los efectos del detector y describimos el método de ajuste utilizado para obtener de los espectros de los datos la medida de la asimetría de polarización.

- En el tercer capítulo estudiamos el dispositivo experimental con el que se han tomado los datos. Una parte importante del capítulo es el estudio de las calibraciones de los diferentes subdetectores y de la resolución en la medida de la energía. En este capítulo desarrollamos también los criterios de identificación de partículas y la medida de la energía para cada una de ellas.

- El análisis de la muestra experimental ocupa el capítulo cuarto de este trabajo. A partir de los datos tomados con el detector L3 entre 1991 y 1994 obtenemos la muestra de cada uno de los canales de desintegración del τ: e, μ, π/K y ρ/K*. Del análisis de estas muestras obtenemos la medida de la asimetría de polarización para cada uno de los canales.

Al final de este trabajo haremos un sumario de los puntos fundamentales del análisis y de los resultados que a partir de él hemos obtenido, tanto para la asimetría de polarización como para $\sin^2\theta_W$.

Agradecimientos

No sería justo no mencionar, al menos en estas pocas líneas en las que todo está permitido, que dos piedras fundamentales en la concepción y desarrollo de este trabajo han sido Carlos Mañá y Javier Berdugo. Sin su iniciativa y ayuda no habría sido tan jugoso el trabajo de todos estos años.

A Javier, con quien he compartido tantas horas delante de la pizarra y del ordenador, con quien han caido tantas Guinness y tantos *fitpoles*, no me queda más que dedicarle en el alma el apéndice D, extraña muestra de afecto personal. Javito... gracias.

No puedo olvidar a los miembros de la División de Física de Partículas del CIEMAT, tanto a los que están en Madrid como aquellos con los que he compartido esos casi tres años en Ginebra, ni a los colegas que en el CERN han sabido encontrar lo mejor y lo peor de mi. A ellos, con todo el apoyo que me han dado tanto en el trabajo cotidiano como (y sobre todo) a nivel humano, solo puedo decirles GRACIAS.

Todo este trabajo no habría cuajado en una tesis de no ser por mis padres, mis hermanos y Ana, quienes estoicamente han aguantado durante todo este tiempo los nervios, la desazón y las largas ausencias. A ellos y a su paciencia les dedico toda mi admiración y agradecimiento, especialmente a mi padre quien, sin entender nunca muy bien lo que yo hacía, fué el que mejor llegó a comprenderlo.

Tan solo un beso para que quede ahí, en el recuerdo, a Yolanda, Pablo, Omar y Pedro, a quienes por razones muy especiales llevo dentro del corazón.

Contenido

Capítulo 1

Introducción Teórica

Introducción

El Modelo Estándar [1] es la teoría que describe las interacciones entre partículas elementales. Los procesos $e^+e^- \to f\bar{f}$ (f=e, μ, τ, q, ν) a energías del orden de la masa del bosón Z proporcionan un escenario ideal para la realización de medidas de precisión de los parámetros libres de esta teoría. El objetivo principal de este trabajo es la medida precisa de $\sin^2\theta_W$, uno de los parámetros fundamentales del Modelo Estándar, a través de la medida de la asimetría de polarización (A_p). Esta se obtiene del análisis de los productos de desintegración del leptón τ (*tau*) en procesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ a energías en centro de masas del orden de la masa del bosón Z.

El Modelo Estándar ha sido descrito de forma precisa y detallada en multitud de ocasiones. En este capítulo nos limitaremos, por tanto, a introducir los *conceptos básicos* del Modelo que son relevantes para este trabajo. Asimismo, encontraremos aquellos observables relacionados con procesos $e^+e^- \to f\bar{f}$ que nos permiten obtener una medida de $\sin^2\theta_W$. Concretamente, justificaremos que la asimetría de polarización proporciona una medida precisa de este parámetro. Por último, haremos una breve introducción a la física del leptón τ.

1.1 El Angulo de Mezcla: $\sin^2\theta_{\mathbf{W}}$

En este apartado vamos a introducir el ángulo de mezcla electrodébil y vamos a relacionarlo con los parámetros fundamentales del Modelo Estándar. Además, estableceremos la relación existente entre él y algunas cantidades medibles experimentalmente.

El Modelo Estándar se basa en el grupo de invariancia *gauge* $SU(2)\otimes U(1)$. El lagrangiano del sector electrodébil de esta teoría es invariante bajo este grupo de transformaciones. Los términos de masa de los bosones se introducen en él mediante el mecanismo de Higgs de ruptura espontánea de simetría. Una consecuencia de ello es que la matriz de masa correspondiente a los campos gauge no es diagonal en la base (W^1_μ, W^2_μ, W^3_μ, B_μ) asociada al grupo $SU(2)\otimes U(1)$. Los campos físicos asociados a los bosones γ, Z y $W^\pm$ son una mezcla de los campos gauge W^i_μ y B_μ y están relacionados con éstos a través de las constantes de acoplo del grupo (g_1 y g_2):

$$\begin{aligned} A_\mu &= \frac{g_2\cdot B_\mu + g_1\cdot W^3_\mu}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}} \\ Z_\mu &= \frac{g_1\cdot B_\mu - g_2\cdot W^3_\mu}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}} \\ W^\pm_\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W^1_\mu \mp i\, W^2_\mu\right) \end{aligned}$$

A raíz de esta transformación tenemos tres campos masivos (Z y $W^\pm$) y uno sin masa (γ).

Los observables del Modelo Estándar pueden expresarse en términos de varios parámetros cuyo valor no está predicho por la teoría. Estos parámetros son las constantes de acoplo del grupo (g_1 y g_2), el valor esperado del campo de Higgs en el vacío (v), las masas de los fermiones

(m_f), la masa del bosón escalar de Higgs (M_H) y los ángulos de mezcla de los quarks (matriz C.K.M.). Algunos de estos parámetros libres pueden expresarse en términos de cantidades que se conocen bien experimentalmente:

a) acoplo de los fotones a los fermiones $\rightarrow \quad e = \dfrac{g_1 \cdot g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$

b) desintegración del muón $\rightarrow \quad \dfrac{G_F}{\sqrt{2}} = \dfrac{g_2^2}{8 \cdot M_W^2}$

donde e es la carga del electrón y G_F la constante de Fermi.

El ángulo de mezcla electrodébil θ_W se introduce en la teoría como una función de las constantes de acoplo del grupo con el fin de simplificar la notación:

$$\tan\theta_W \equiv \frac{g_1}{g_2}$$

Este aparece en la fenomenología del Modelo Estándar básicamente de tres maneras (que se pueden obtener fácilmente de las expresiones anteriores):

(1) relación de masas: $\sin^2\theta_W = 1 - \dfrac{M_W^2}{M_Z^2}$

(2) acoplo de bosones cargados: $\sin^2\theta_W = \dfrac{\pi\,\alpha}{\sqrt{2}\,G_F\,M_W^2}$

(3) constantes de acoplo del bosón Z a los fermiones: $g_V = T_3 - 2\,Q\,\sin^2\theta_W$
$g_A = T_3$

donde T_3 es la tercera componente de isospín de los fermiones y Q su carga. El valor de $\sin^2\theta_W$ puede determinarse experimentalmente a partir de las expresiones (1) y (2), conociendo las masas de los bosones Z y W (M_Z y $\mathrm{M_W}$), o bien a partir de (3), del análisis de procesos en los que intervengan corrientes débiles neutras.

La sensitividad a $\sin^2\theta_W$ de los diferentes observables estará en función de la dependencia de éstos con las constantes de acoplo. A continuación vamos a ver la relacción que hay entre $\sin^2\theta_W$ y algunos observables asociados a procesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{f\,\bar{f}}$ en el polo del Z.

1.2 Observables en Procesos $\mathrm{e^+e^-}$. Asimetría de Polarización

En los aceleradores LEP y SLC se realizan medidas de alta precisión de algunos observables relacionados con el polo del bosón Z. En general, estos observables pueden expresarse en función de la sección eficaz (σ) y de la anchura (Γ) del proceso $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{f\,\bar{f}}$. En concreto, podemos definir varias asimetrías a partir de la sección eficaz que son cantidades observables íntimamente relacionadas con $\sin^2\theta_W$.

Para procesos $e^+e^- \to f\bar{f}$ en los que los haces de electrones y positrones no están polarizados, la sección eficaz diferencial puede escribirse en función de las constantes de acoplo de los fermiones con helicidad positiva (C_R) y negativa (C_L) a los bosones como:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha^2}{2s}\left\{\left[G_1^L(s) + G_1^R(s)\right]\cdot(1+\cos^2\theta) + 2\left[G_2^L(s) - G_2^R(s)\right]\cdot\cos\theta\right\} \tag{1.1}$$

donde θ es el ángulo de emisión del fermión con respecto a la dirección del electrón incidente. Para simplificar la notación hemos introducido las funciones $G_1^{L,R}$ y $G_2^{L,R}$, que están relacionadas con C_L y C_R del siguiente modo:

$$\begin{aligned} G_1^{L,R}(s) &\equiv \frac{1}{2} + v_e\, C_{L,R}\, \Re(\chi_0) + \frac{v_e^2 + a_e^2}{2}\, C_{L,R}^2\, |\chi_0|^2 \\ G_2^{L,R}(s) &\equiv a_e\, C_{L,R}\, \Re(\chi_0) + v_e\, a_e\, C_{L,R}^2\, |\chi_0|^2 \end{aligned}$$

La función $\chi_0(s) = s/(s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z)$ contiene el propagador del bosón Z. En procesos $e^+e^- \to f\bar{f}$ puramente electromagnéticos $C_L = C_R = 1$. En el caso de interacción a través del bosón Z tenemos que:

$$\begin{aligned} C_L &= v_f + a_f \\ C_R &= v_f - a_f \end{aligned}$$

donde v_f y a_f (v_e y a_e) son las constantes de acoplo vectorial y axial de los fermiones al Z definidas como:

$$\begin{aligned} v_f &= \frac{T_3^f - 2\,Q^f\,\sin^2\theta_W}{2\,\sin\theta_W\,\cos\theta_W} \\ a_f &= \frac{T_3^f}{2\,\sin\theta_W\,\cos\theta_W} \end{aligned} \tag{1.2}$$

siendo Q^f la carga y T_3^f la tercera componente de isospín del fermión.

Definición de las Asimetrías

En procesos $e^+e^- \to f\bar{f}$ mediados por el bosón Z, en los que $C_L \neq C_R$, el término en $\cos\theta$ de la sección eficaz (1.1) refleja una asimetría en la producción de fermiones en la dirección hacia adelante ($\sigma_F \equiv \sigma(\cos\theta > 0)$) y hacia atrás ($\sigma_B \equiv \sigma(\cos\theta < 0)$). Esta asimetría se expresa en términos de las secciones eficaces σ_F y σ_B:

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}$$

Debido a la violación de paridad también existe una asimetría en la producción de fermiones con diferentes estados de helicidad. Las secciones eficaces de producción de fermiones con helicidad negativa y positiva (σ_L y σ_R respectivamente) contribuyen en diferente medida a la sección eficaz total:

$$\begin{aligned}
\sigma_L &\equiv \sigma(\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f_L \bar{f}_R}\ ) = \frac{4\pi\alpha^2}{3\mathrm{s}}\, \mathrm{G_1^L(s)} \\
\sigma_R &\equiv \sigma(\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f_R \bar{f}_L}\ ) = \frac{4\pi\alpha^2}{3\mathrm{s}}\, \mathrm{G_1^R(s)}
\end{aligned}$$

Asumiendo los valores de $\sin^2\theta_W = 0.23$, $M_Z = 91.0$ GeV y $\Gamma_Z = 2.5$ GeV, esta diferencia es del orden del 16%. Existen cantidades que ponen de manifiesto el grado de violación de paridad en este tipo de procesos, como la asimetría de polarización (A_p) y la asimetría combinada de carga–polarización (A_p^{FB}):

$$\begin{aligned}
A_p &= \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} \\
A_p^{FB} &= \frac{\sigma_F^L - \sigma_F^R - \sigma_B^L + \sigma_B^R}{\sigma_F^L + \sigma_F^R + \sigma_B^L + \sigma_B^R}
\end{aligned}$$

donde $\sigma_F^L = \sigma_L(\cos\theta > 0)$, etcétera.

A la hora de expresar estas asimetrías en términos de las constantes de acoplo de los fermiones al Z (v_f y a_f) y de θ_W es útil definir la cantidad:

$$\mathcal{A}_f = \frac{C_L^2 - C_R^2}{C_L^2 + C_R^2} = \frac{2\, v_f\, a_f}{v_f^2 + a_f^2} = \frac{2\,(1 - 4\sin^2\theta_W)}{1 + (1 - 4\sin^2\theta_W)^2} \qquad ; \qquad f = e, \mu, \tau$$

En función de $\mathcal{A}_f$ las asimetrías se escriben como:

$$\boxed{\begin{aligned}
A_{FB} &= \tfrac{3}{4}\mathcal{A}_e\mathcal{A}_f &&= \frac{2\, v_e\, a_e}{v_e^2 + a_e^2} \cdot \frac{2\, v_f\, a_f}{v_f^2 + a_f^2} \\
A_p &= \mathcal{A}_f &&= \frac{2\, v_f\, a_f}{v_f^2 + a_f^2} \\
A_p^{FB} &= \tfrac{3}{4}\mathcal{A}_e &&= \frac{2\, v_e\, a_e}{v_e^2 + a_e^2}
\end{aligned}}$$

La relacción entre el error en $\sin^2\theta_W$ y aquel con que se miden las asimetrías viene dada por:

$$\begin{aligned}
\Delta(\sin^2\theta_W) &\approx \frac{1}{2}\Delta A_{FB} \\
\Delta(\sin^2\theta_W) &\approx \frac{1}{8}\Delta A_p \\
\Delta(\sin^2\theta_W) &\approx \frac{1}{6}\Delta A_p^{FB}
\end{aligned}$$

La asimetría de polarización proporciona una medida precisa de $\sin^2\theta_W$. Además depende del producto $v_f \cdot a_f$ por lo que proporciona información sobre el signo relativo de v_f y a_f.

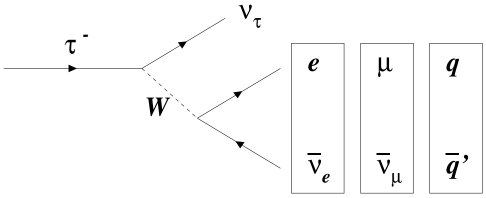
Por otro lado, la asimetría de polarización es difícil de medir, ya que la helicidad de los fermiones del estado final no es fácil de observar experimentalmente. Tan solo en procesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ en los que el τ se desintegra antes de alcanzar el dispositivo experimental podremos obtener información sobre la configuración de helicidades del estado final, siempre que seamos capaces de definir variables relacionadas con los productos de desintegración del τ que dependan de su helicidad.

Discutir cómo se puede obtener una medida de la asimetría de polarización a partir de estas variables es el contenido del siguiente capítulo. A continuación resumiremos algunas de las propiedades básicas del leptón τ.

El Leptón τ

La teoría de leptones pesados fué desarrollada en 1971 por H. Thacker y J. Sakurai [2] y Y. S. Tsai [3] en una época en la que tan solo se conocían electrones, muones y sus neutrinos. El leptón τ fué observado por primera vez en 1974 por la colaboración MARK I en interacciones e^+e^- a energía en centro de masas de 4 GeV [4]. Esta fué la primera partícula descubierta de la tercera familia de quarks y leptones.

El τ es un leptón pesado de corta vida media(1) que se desintegra a través de un W dando lugar a diferentes canales:



En la tabla siguiente figuran las *anchuras parciales* (Br) de los principales canales de desintegración del τ [6]:

canal	Br (%)
$\tau \to e\nu\bar{\nu}$ [7]	17.75 ± 0.10
$\tau \to \mu\nu\bar{\nu}$ [7]	17.30 ± 0.09
$\tau \to \pi\nu$	11.60 ± 0.40
$\tau \to K\nu$	0.67 ± 0.23
$\tau \to \pi\pi^0\nu$	24.06 ± 0.06
$\tau \to K^*\nu$	1.42 ± 0.18
$\tau \to h\,2\pi^0\,\nu$ (h = π ó K)	10.30 ± 0.90

(1)

$$m_\tau = 1776.96\ ^{+0.27}_{-0.25}\ \text{MeV} \quad [5]$$
$$\tau_\tau = 295.6 \pm 3.1\ \text{fs} \quad [6]$$

En experimentos $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ a energía centro de masas del orden de la masa del bosón Z los pares de taus son producidos en sentidos opuestos dando lugar a sucesos muy acolineales en los que parte de la energía no se detecta debido a la presencia de los neutrinos. El número de partículas cargadas en el estado final es en la mayor parte de los casos inferior a cinco.

En el próximo capítulo veremos que la distribución de energía de los productos de desintegración del τ proporciona una medida de la asimetría de polarización.

Conclusiones

En este capítulo hemos visto que el ángulo de mezcla electrodébil (θ_W) es uno de los parámetros fundamentales del Modelo Estándar y que la asimetría de polarización proporciona una medida precisa de este parámetro.

En el siguiente capítulo veremos que el espectro de energía de los productos de desintegración del leptón τ es una función de la asimetría de polarización. Asimismo, obtendremos la expresión de los espectros de energía de los diferentes canales de desintegración del τ y estudiaremos de qué forma se pueden tener en cuenta en las funciones analíticas los efectos experimentales relacionados con la física de e^+e^- y con el proceso de detección y medida de la energía.

Capítulo 2

Método de Distribución de Energía

Introducción

Este trabajo se basa en la medida de la asimetría de polarización del τ a partir del espectro de energía de sus productos de desintegración. En este capítulo veremos que estos espectros, que genéricamente denominaremos $h(x)$, dependen de la helicidad del τ y son por tanto función de A_p. Los coeficientes de esta relación funcional entre los espectros de energía y la asimetría de polarización son funciones que dependen de la masa de las partículas procedentes del τ.

La aplicación de este formalismo al caso concreto de las interacciones $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ nos lleva a tener en cuenta las correcciones radiativas a dicho proceso en los espectros de energía de los productos del τ. La discusión del efecto de las correcciones radiativas ocupa el siguiente apartado de este capítulo.

A continuación intentaremos llevar el formalismo de las funciones analíticas al nivel del detector y discutiremos el papel que juegan la selección de la muestra y la resolución del detector en los espectros y en la medida de la asimetría de polarización.

En el apéndice A.1 se comparan las funciones obtenidas en este capítulo con las distribuciones *equivalentes* obtenidas utilizando un Monte Carlo, como prueba de control de calidad.

2.1 Cálculo de los Espectros de Energía

2.1.1 Dependencia de h(x) con la Polarización

En este apartado vamos a ver, utilizando argumentos sencillos de espín, que la distribución de energía de los productos de desintegración del τ es una función de la asimetría de polarización:

$$h(x) \equiv \frac{1}{N}\frac{dN}{dx} = f(A_p)$$

siendo x la energía de los productos del τ normalizada a la energía de éste:

$$x \equiv \frac{E}{E_\tau}$$

Consideremos el proceso de desintegración del τ en un mesón V de espín 1: $\tau^- \rightarrow V^-\nu_\tau$. Tomamos como eje de referencia $\vec{Z}$ la dirección del espín del τ. Siendo éste un proceso de desintegración a dos cuerpos la energía y el momento del mesón V vienen dados por:

$$\begin{aligned} E_V &= \frac{m_\tau^2 + m_V^2}{2m_\tau} \equiv \frac{m_\tau}{2}(1+\eta) \\ |\vec{p}_V| &= \sqrt{E_V^2 - m_V^2} = \frac{m_\tau}{2}(1-\eta) \end{aligned}$$

con $\eta \equiv (m_V/m_\tau)^2$. Las configuraciones de espín de este proceso para cada valor del espín del τ ($\pm 1/2$) aparecen en la siguiente tabla (figura 2.1):

$S_Z(\tau^-)$	$S_Z(V^-)$	$S_Z(\nu_\tau)$	Amplitud
$+1/2$	0	$1/2$	A_1
	1	$-1/2$	A_2
$-1/2$	-1	$1/2$	B_1
	0	$-1/2$	B_2

donde A_i y B_i son las amplitudes de probabilidad de cada proceso.

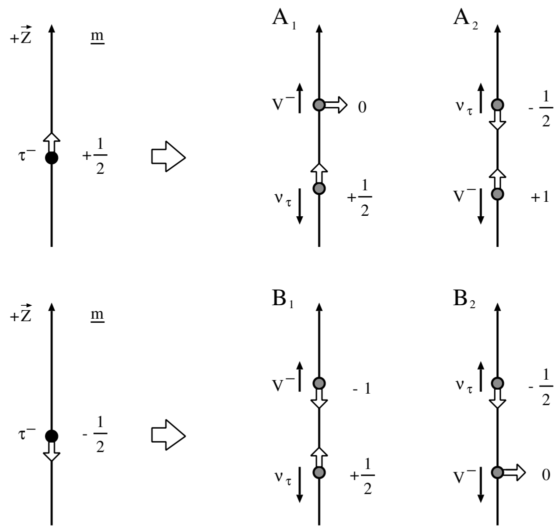


Figura 2.1: Configuraciones de espín del proceso $\tau^- \to \mathrm{V}^-\nu_\tau$.

En el sistema en reposo del τ la distribución angular del V depende de la orientación del espín del τ y del ángulo de emisión θ. Esta distribución, para cada valor del espín del τ, viene dada por:

$$\frac{dN^{\pm 1/2}}{d\cos\theta} = \alpha \pm \delta \cdot \cos\theta \tag{2.1}$$

Las funciones α y δ son una combinación de las amplitudes correspondientes a los procesos de la figura 2.1:

$$\begin{aligned}\alpha &\equiv \frac{1}{2}\left(|A_1|^2 + |B_1|^2\right)\\ \delta &\equiv \frac{1}{2}\left(|A_1|^2 - |B_1|^2\right)\end{aligned}$$

En la expresión (2.1) es fácil ver que el espectro angular del V es distinguible para diferentes estados de espín del τ.

Haciendo un *boost* de Lorentz a lo largo del eje $\vec{Z}$ de modo que el τ tenga una energía E^*_τ los estados de espín $\pm 1/2$ se transforman en estados de helicidad ± 1 (Right y Left respectivamente). En el nuevo sistema de referencia la energía x es una función del ángulo θ:

$$x \equiv \frac{E^*_V}{E^*_\tau} = \frac{1}{m_\tau}\left(E_V + |\vec{p}_V| \cdot \cos\theta\right) = \frac{1}{2}\left[1 + \eta + (1-\eta)\cdot\cos\theta\right]$$

A partir de (2.1) podemos escribir la expresión del espectro de energía para los distintos estados de helicidad del τ:

$$\frac{dN^{\pm 1/2}}{d\cos\theta} \quad \longrightarrow \quad \frac{dN^{R,L}}{dx} = \frac{2}{1-\eta}\left[\alpha \pm \delta \cdot \frac{2x-(1+\eta)}{1-\eta}\right] \tag{2.2}$$

donde x está definida en el intervalo $[\eta, 1]$.

Conclusión

Aunque la distribución de energía de V es distinguible para distintos estados de helicidad del τ lo que se observa experimentalmente es el espectro de energía promedio:

$$\frac{dN}{dx} = \sigma_L \cdot \frac{dN^L}{dx} + \sigma_R \cdot \frac{dN^R}{dx}$$

siendo σ_L y σ_R las secciones eficaces de producción de taus Left y Right respectivamente. Utilizando la definición de $dN^{R,L}/dx$ de la expresión (2.2) la distribución de energía normalizada de V puede escribirse como:

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{dx} = h_0(x) + h_1(x)\cdot A_p \tag{2.3}$$

donde A_p es la asimetría de polarización definida en el capítulo anterior:

$$A_p \equiv \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R}$$

Por simplicidad hemos introducido las funciones h_0 y h_1:

$$\begin{aligned} h_0(x) &\equiv \frac{1}{1-\eta} \\ h_1(x) &\equiv \frac{\delta}{\alpha}\cdot\frac{1+\eta-2x}{(1-\eta)^2} \end{aligned}$$

que satisfacen las relaciones de normalización:

$$\begin{aligned} \int_\eta^1 h_0(x)dx &= 1 \\ \int_\eta^1 h_1(x)dx &= 0 \end{aligned}$$

Las funciones h_0 y h_1 dependen fundamentalmente de la masa de los productos del τ, así como las funciones α y δ. Estas se obtienen de un cálculo detallado (apéndice B.1). Siguiendo un desarrollo similar para leptones (apéndice B.2) y mesones de espín 0 obtenemos expresiones similares a (2.3).

Así pues, el valor de la asimetría de polarización A_p puede obtenerse experimentalmente de la medida de los espectros de energía.

Una vez hemos visto que el espectro de los productos de desintegración del τ es una función de la asimetría de polarización vamos a discutir, en el siguiente apartado, cómo son las funciones h_0 y h_1 para cada canal de desintegración del τ.

2.1.2 Distribuciones de Energía a Orden Cero

Hasta ahora hemos obtenido una forma general de expresar el espectro de energía de los productos de desintegración del τ en función de A_p. La expresión concreta de h_0 y h_1 difiere para cada canal y se obtiene de un cálculo detallado que figura en el apéndice B. Aquí nos limitaremos a describir esas funciones y discutir hasta qué punto el espectro es sensible a la polarización. Los canales de desintegración del τ que utilizamos en nuestro análisis son aquellos en los que solo hay una partícula cargada en el estado final[(1)]: e, μ, π, K, ρ, K^* y a_1.

Las funciones h_0 y h_1 para **mesones de espín 0** (π, K) y **espín 1** (ρ, K^*, a_1) vienen dadas, a orden cero, por:

$$\begin{aligned} h_0(x) &= \frac{1}{1-\eta} \\ h_1(x) &= \frac{1}{1-\eta}\Big[p(\eta) - x \cdot q(\eta)\Big] \end{aligned}$$

donde hemos definido las funciones p y q:

	espín 0	**espín 1**
$p(\eta)$	$\dfrac{1+\eta}{1-\eta}$	$\dfrac{(1-2\eta)(1+\eta)}{1+\eta(1-2\eta)}$
$q(\eta)$	$\dfrac{2}{1-\eta}$	$\dfrac{2(1-2\eta)}{1+\eta(1-2\eta)}$

Es importante subrayar que las funciones h_0 y h_1 dependen fundamentalmente de la masa de la partícula. Estas funciones para π y ρ están representadas en la figura 2.2, para los valores de $A_p = \pm 1$. En la figura se hace evidente la diferencia entre las contribuciones de los dos estados de helicidad al espectro de los mesones, siendo más acusada en el caso de piones.

A lo largo de este capítulo veremos que el canal $\tau \to \pi\nu$ es el más importante a nivel de determinación de la asimetría de polarización.

(1) Los canales con tres o más partículas cargadas en el estado final apenas son sensibles a la polarización por lo que no los utilizamos en nuestro análisis.

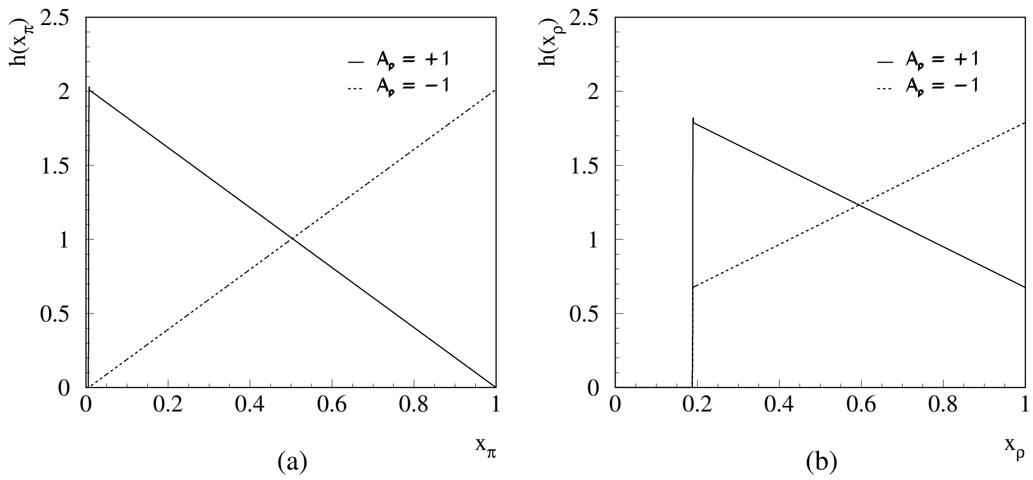


Figura 2.2: Función $h(x)$ correspondiente a (a) piones y (b) ρ, para $A_p = \pm 1$.

La masa supone un efecto umbral en el espectro de energía que es más notorio para el ρ[2] y otros mesones pesados $(\mathrm{K}, \mathrm{K}^*, \mathrm{a}_1)$, lo que implica una pérdida de sensitividad en relación al canal $\tau \to \pi\nu$. El caso más patológico a este respecto es el del a_1. Para este mesón los términos en $(1-2\eta)$ se anulan, ya que:

$$\eta = \left(\frac{m_{a_1}}{m_\tau}\right)^2 \approx \frac{1}{2}$$

de modo que su distribución de energía no depende de A_p.

En el caso de **leptones** (e, μ) el cálculo de las funciones h_0 y h_1 es algo más complejo que para mesones, debido a la presencia de un neutrino adicional. Las expresiones de estas funciones son las siguientes:

$$\begin{aligned} h_0(x) &= \frac{K}{p} \left\{ 32E_b^3(E-\beta p)^3 - 36m_\tau^2(1+\eta)E_b^2(E-\beta p)^2 \right. \\ &\quad \left. + 48m_\tau^4\eta E_b(E-\beta p) + m_\tau^6(1+\eta)\left[5(1+\eta)^2 - 24\eta\right] \right\} \\ h_1(x) &= \frac{K}{\beta p} \left\{ 16E_b^3\left[E^3(1-3\beta^2) - 3\beta^2 Ep^2(1+\beta^2) + 2\beta^3 p(p^2+3E^2)\right] \right. \\ &\quad + 12m_\tau^2E_b^2(1+2\eta)\left[\beta^2(p-\beta E)^2 - E^2(1-\beta^2)^2\right] \\ &\quad \left. + 12m_\tau^4 E_b E\eta(1+\eta)(1-\beta^2) + m_\tau^6[1-3\eta^2-2\eta^3] \right\} \end{aligned}$$

(2) El efecto de la anchura de las resonancias en sus espectros de energía **no** ha sido aún tenido en cuenta. Su discusión se deja para el siguiente apartado.

donde E es la energía del leptón ($x = E/E_b$), p su momento ($p = \sqrt{E^2 - m_l^2}$) y K una constante de normalización. La constante β está definida del siguiente modo:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = \sqrt{1 - \frac{m_\tau^2}{E_b^2}}$$

Si despreciamos términos de masa estas expresiones se reducen a polinomios de tercer grado en x:

$$\begin{aligned} h_0(x) &= \frac{1}{3}\,(5 - 9x^2 + 4x^3) \\ h_1(x) &= \frac{1}{3}\,(-1 + 9x^2 - 8x^3) \end{aligned}$$

En la figura 2.3 se representa la función $h(x)$ correspondiente a leptones para $A_p = \pm 1$. En ella es fácil apreciar el sutil efecto de la masa de los leptones, siendo más evidente en el caso del muón. La diferencia entre la función para $A_p = +1$ y $A_p = -1$ no es muy acusada y está concentrada fundamentalmente a bajos valores de la energía. Esta pérdida de sensitividad con respecto a los mesones está relacionada con la presencia de un neutrino asociado al leptón que se lleva parte de la información sobre el espín original del τ.

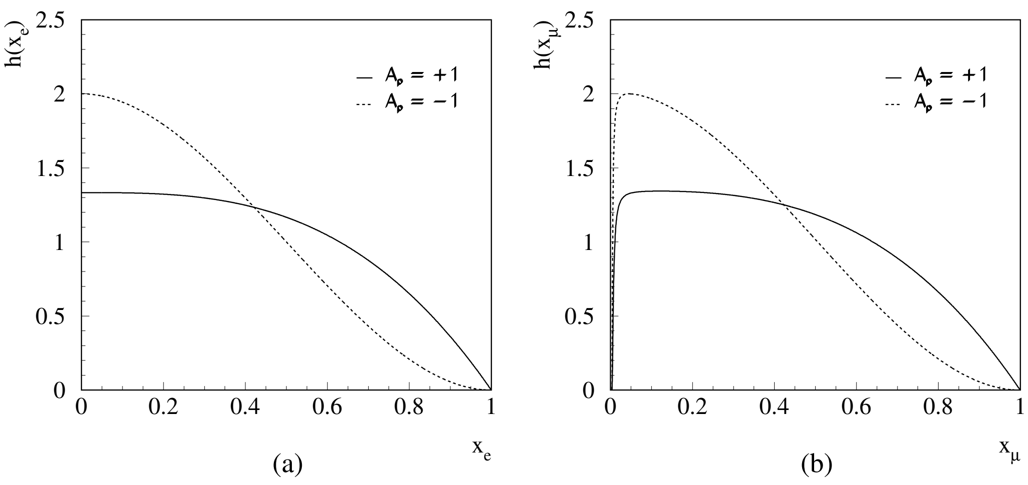


Figura 2.3: Función $h(x)$ para (a) electrones y (b) muones, para los valores de $A_p = \pm 1$.

2.1.3 Efecto de la Anchura

Hasta ahora hemos visto que las funciones h_0 y h_1 dependen de la masa de los productos de desintegración del τ y hemos considerado ésta como un parámetro fijo. En el caso de las resonancias, sin embargo, la masa sigue una distribución de Breit–Wigner (que denotaremos por F_{BW}).

La distribución de masa de las resonancias modifica apreciablemente sus espectros de energía, especialmente cerca del umbral de la función. En cierto sentido podemos considerar el espectro de energía de las resonancias como una superposición de los espectros correspondientes a cada valor concreto de la masa, pesados con la distribución de masas de la resonancia. Esto formalmente equivale a escribir la función $h(x)$ como:

$$h(x) = \int_{u_{min}}^{m_\tau \sqrt{x}} du \cdot F_{BW}(u) \cdot h(x, \eta(u))$$

donde la variable de integración u toma los valores de la masa de la resonancia. La función $h(x, \eta(u))$ es el espectro de energía correspondiente a un valor concreto u de la masa de la partícula:

$$\eta(u) = \left(\frac{u}{m_\tau}\right)^2$$

Los límites de la integral vienen determinados por el espacio de fases del proceso $\tau^- \to \mathrm{V}^- \nu_\tau$ para una resonancia V dada. El valor de u_{min} para el ρ es $2m_\pi$ y para el a_1 $3m_\pi$.

La distribución de masa invariante $F_{BW}(u)$ se obtiene a partir del propagador de la resonancia [8][9]. Dado su carácter aproximado su parametrización no es única y la forma concreta de algunos de sus términos se determina ajustando los datos de experimentos de baja energía [10]. La parametrización que utilizamos en nuestros cálculos es:

$$F_{BW}(u) = (m_\tau^2 - u^2) \cdot \left(2 + \frac{m_\tau^2}{u^2}\right) \cdot (u^2 - 4m_\pi^2)^{3/2} \cdot \left[R_V^2(u) + C_V^2(u)\right] \tag{2.4}$$

donde las funciones R_V y C_V están relacionadas, respectivamente, con la parte real y compleja del propagador:

$$\begin{aligned} R_V(u) &\equiv \frac{m_V^2(m_V^2 - u^2)}{(m_V^2 - u^2)^2 + u^2\Gamma_V^2(u)} \\ C_V(u) &\equiv \frac{m_V^2\Gamma_V^2(u)}{(m_V^2 - u^2)^2 + u^2\Gamma_V^2(u)} \end{aligned}$$

El resto de los términos en F_{BW} corresponden al espacio de fases. La anchura de la distribución puede considerarse constante (Γ_V), aunque en general es conveniente definirla en función de la masa de la resonancia para reproducir más fielmente los datos de baja energía:

$$\Gamma_V(u) \equiv \Gamma_V \cdot \frac{m_V^2}{u^2} \cdot \left(\frac{u^2 - 4m_\pi^2}{m_V^2 - 4m_\pi^2}\right)^{3/2}$$

En la figura 2.4.a se compara el espectro de energía del ρ antes y después de incluir el efecto de su anchura. El espectro del ρ para los dos valores de $A_p = \pm 1$, después de tener ésta en cuenta, se representa en la figura 2.4.b.

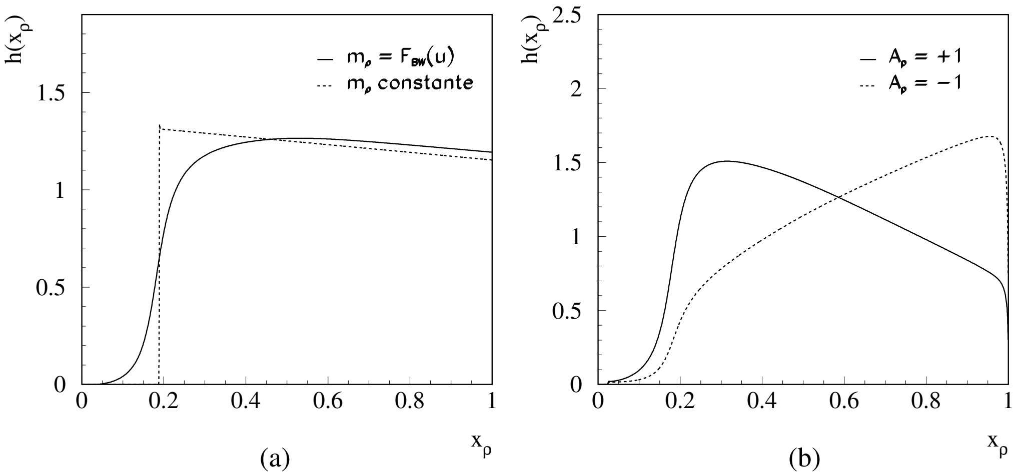


Figura 2.4: (a) Efecto de la anchura del ρ en su distribución de energía. Hemos utilizado el valor de $\sin^2\theta_W = 0.232$. (b) Función $h(x)$ correspondiente al ρ, para $A_p = \pm 1$.

Como se aprecia en la figura, la introducción de la distribución de masa de la resonancia modifica ligeramente la pendiente de la función a alta energía, aunque su efecto más importante es cerca del umbral de la función. Este cambio en el espectro supone una pérdida de sensitividad en la medida de la asimetría de polarización.

Contribución del ρ'

Un estudio detallado de la resonancia del ρ en experimentos de baja energía [10] revela la presencia del ρ', mesón de espín 1 con propiedades similares a las del ρ. No hay razones para pensar que en procesos $\tau \to \rho\nu$ no haya, análogamente, una producción de ρ' asociada.

Dado que estos mesones tienen básicamente las mismas propiedades resulta poco práctico considerar ambos canales por separado. Por tanto, tendremos en cuenta la contribución del ρ' al espectro del ρ sustituyendo en (2.4):

$$R_V^2(u) + C_V^2(u) \quad \Longrightarrow \quad \frac{\left[R_\rho^2(u) + \phi \cdot R_{\rho'}^2(u)\right]^2 + \left[C_\rho^2(u) + \phi \cdot C_{\rho'}^2(u)\right]^2}{1+\phi} \tag{2.5}$$

ϕ es una fase relativa entre las contribuciones del ρ y del ρ' y su valor se obtiene en experimentos de baja energía ajustando la distribucion de Breit–Wigner de $\rho + \rho'$ a los datos experimentales. En nuestros cálculos utilizamos los valores de la masa, anchura y ϕ que figuran en la tabla siguiente[3]:

	ρ	ρ'
m	773 MeV	1370 MeV
Γ	145 MeV	510 MeV
ϕ	-0.145	

En la figura 2.5 se presenta una comparación de la distribución de masa invariante del ρ con y sin contribución del ρ', así como el efecto que éste introduce en la distribución de energía del ρ. Estas distribuciones han sido obtenidas utilizando las expresiones descritas en esta sección. El cambio en la asimetría de polarización debido a la variación en el espectro es de -0.06.

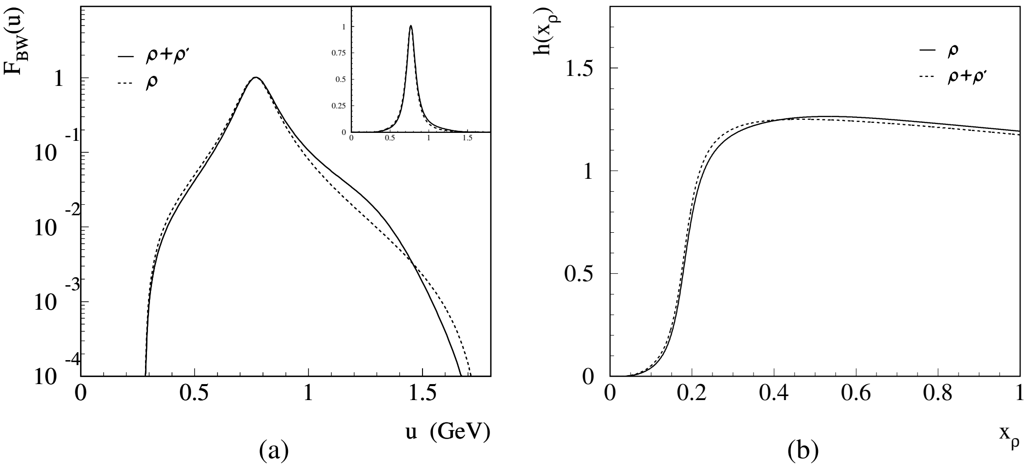


Figura 2.5: (a) Espectro de masa invariante del ρ y contribución del ρ'. (b) Función $h(x)$ correspondiente a ρ y $\rho + \rho'$.

Conclusiones

En este primer apartado hemos obtenido la distribución de energía de los productos de desintegración del τ en función de la asimetría de polarización. Hemos visto también, sin pérdida de generalidad, que los coeficientes de esta función dependen fundamentalmente de la masa de las partículas. Podemos decir, por tanto, que las funciones descritas en este apartado son las expresiones completas que describen los espectros de energía de los productos de desintegración del τ.

Los efectos que se estudian en los siguientes apartados están más ligados al experimento, en concreto a la física de e^+e^- y al proceso de detección.

[3] Estos valores han sido obtenidos en interacciones $e^+e^- \rightarrow \pi\pi$ en el rango de energías 400–1400 MeV [10].

2.2 Correcciones Radiativas

Una aplicación de este formalismo a la producción de taus en interacciones e^+e^- implica tener en cuenta efectos adicionales que modifican los espectros de energía de la sección anterior. En este apartado estudiamos cual es el efecto que la emisión de fotones de los estados inicial y final en procesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ tiene sobre el espectro de energía de los productos de desintegración del τ.

Los espectros de energía con correcciones radiativas son funciones analíticas de la forma:

$$h(x) = h^{norc}(x) + h^{RC}(x)$$

donde $h^{norc}(x)$ son las funciones a orden cero del apartado anterior. El tratamiento formal de los términos de correciones radiativas $h^{RC}(x)$ se presenta en el apéndice C.

2.2.1 Correcciones del Estado Inicial (ISR)

Como hemos visto, la variable independiente x utilizada en las expresiones de los espectros de energía está referida a la energía del τ: E_τ. En procesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ en el centro de masas el τ es producido con una energía igual a la energía del electrón incidente E_b. Las expresiones a orden cero obtenidas en el apartado anterior siguen siendo válidas en este esquema tomando $E_\tau = E_b$.

La radiación del estado inicial en interacciones e^+e^- introduce, sin embargo, un cambio en la energía efectiva del centro de masas. El valor de esta energía efectiva depende de la energía de los fotones emitidos por el electrón y positrón incidentes.

Estas correcciones modifican ligeramente la pendiente del espectro de energía de los productos de desintegración (figura 2.6). En concreto el efecto es apreciable tan solo para valores de x próximos a cero y a uno, siendo más acusado para mesones que para leptones.

2.2.2 Correcciones del Estado Final (FSR)

El espectro de energía de los productos de desintegración del τ se ve también afectado por la emisión de fotones por parte de éste y de sus productos.

La emisión de fotones por parte del τ, dada su alta masa, tiene un efecto limitado. La radiación debida a sus productos de desintegración provoca, sin embargo, una diferencia importante entre la energía medida y la *original* (sin emisión de fotones).

En la figura 2.7 se muestra el efecto de incluir las correcciones radiativas del estado inicial y final en el espectro de energía de leptones y mesones. La radiación del estado final modifica apreciablemente la pendiente del espectro. En el caso de los leptones esta modificación es más acusada para valores bajos de x, que es precisamente la región en que la sensitividad a la polarización es mayor.

Hemos estimado el cambio en la asimetría de polarización medida que supone el no tener en cuenta el efecto de las correcciones radiativas. Para electrones este cambio es de -0.24. Para muones es menor, de -0.16, debido al efecto de su masa a muy bajo x.

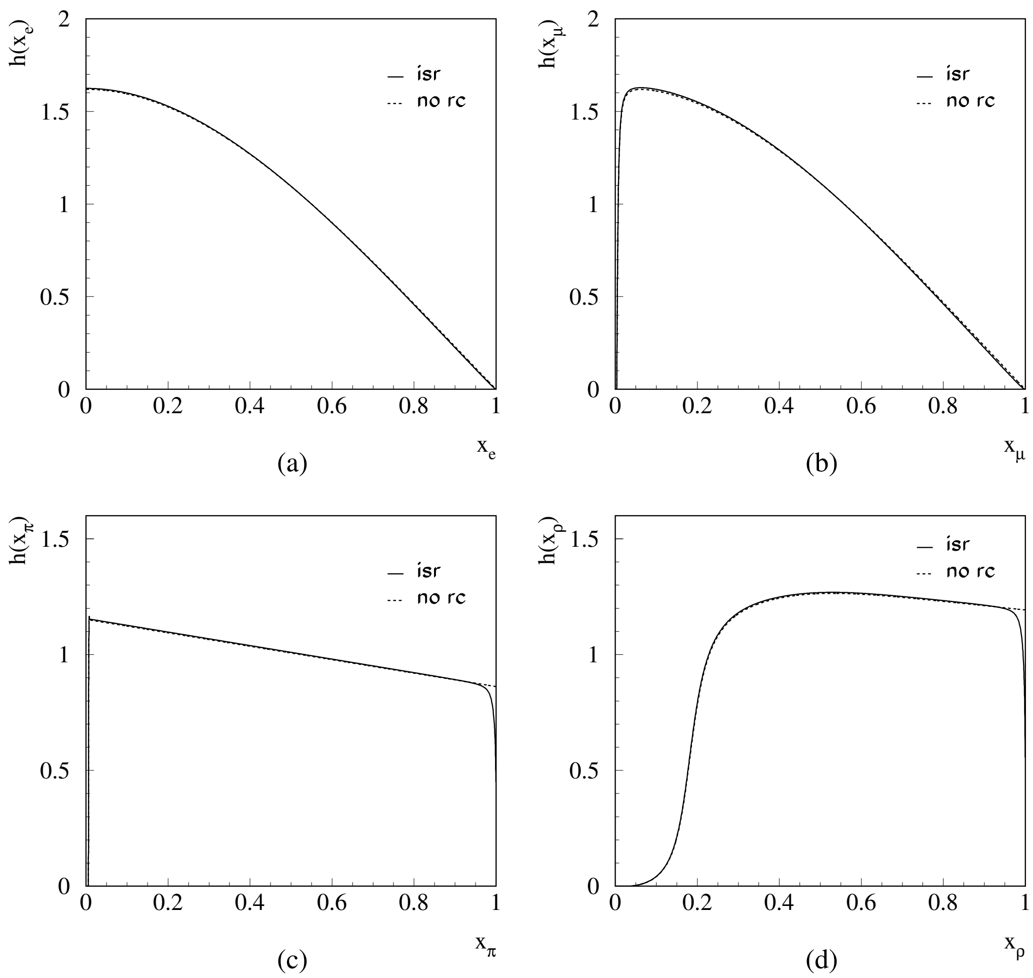


Figura 2.6: Efecto de las correcciones radiativas del estado inicial para electrones, muones, piones y ρ. Hemos utilizado el valor de $\sin^2\theta_W = 0.232$.

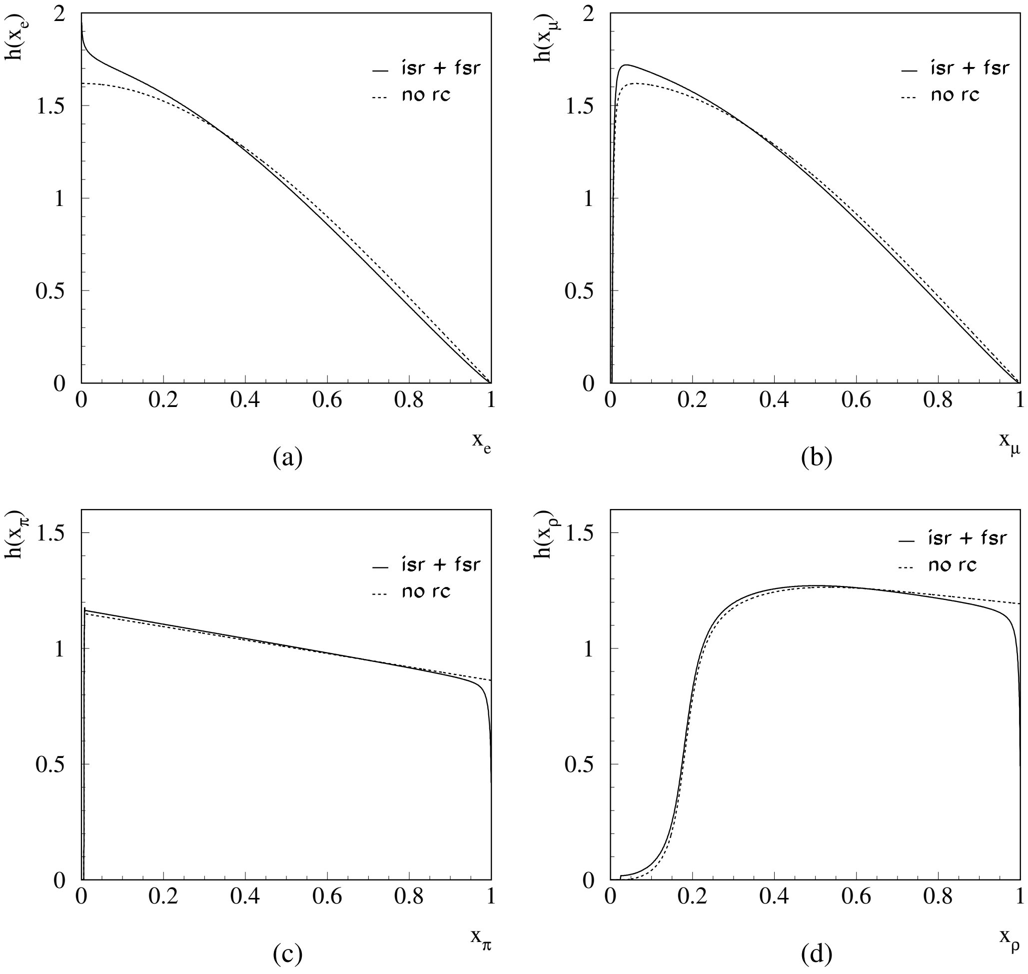


Figura 2.7: Efecto de las correcciones radiativas del estado inicial y final en la distribución de energía de electrones, muones, piones y ρ. Hemos utilizado el valor de $\sin^2\theta_W = 0.232$.

En el caso de mesones el efecto es sensiblemente mayor a altas energías, aunque tiene una menor incidencia en la medida de la asimetría de polarización. Hemos comprobado que el valor de A_p medido aumenta en 0.04 para piones y en 0.13 para el ρ, si no se tiene en cuenta la radiación del estado final. El cambio en A_p es en sentido contrario que el de leptones debido a que el signo de $h_1(x)$ es distinto, en casi todo el espectro, para mesones y leptones (apéndice A.1).

Como podemos apreciar, las correcciones radiativas juegan un papel importante en la determinación de A_p, especialmente a partir del espectro de electrones. El espectro de los piones continúa siendo el más sensible a la polarización y depende en mucha menor medida del efecto de estas correcciones.

En este apartado hemos obtenido las funciones analíticas que describen los espectros de energía de los productos de desintegración del τ en el marco de las interacciones $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$. Estas funciones son, en cierto modo, una corrección a las funciones a orden cero obtenidas en el apartado anterior.

2.3 Efectos del Detector

Las funciones que describen los espectros de energía de los productos de desintegración del τ obtenidas hasta ahora son funciones analíticas. Este hecho nos lleva a plantearnos la posibilidad de extender el formalismo análitico hasta el nivel del detector.

El proceso de detección de partículas, su identificación y la medida de su energía introducen desviaciones en los espectros de energía medidos comparados con los obtenidos en apartados anteriores. En este apartado veremos que estas desviaciones pueden ser parametrizadas utilizando un simulador del detector y formar parte de las distribuciones analíticas. Los espectros de energía que tienen en cuenta los efectos experimentales se denotan por $\tilde{h}(x)$. Este tratamiento es genérico para todos los detectores.

En lo sucesivo utilizamos el Monte Carlo como una herramienta de simulación para obtener las distribuciones de resolución, manteniendo completa independencia del generador. En la medida de lo posible comprobaremos los resultados con datos reales de calibración.

2.3.1 Aceptancia

Los dispositivos de medida afectan a los espectros angulares y de energía obtenidos experimentalmente, debido tanto a las dimensiones físicas del detector como a la existencia de regiones de ineficiencia. Estos no son efectos globales sino que dependen de la energía de la partícula.

Para un canal dado podemos definir una función de probabilidad de detección, identificación y selección de partículas de una energía determinada, que denominamos genéricamente *aceptancia*. Cualitativamente, el espectro *observado* $\tilde{h}(x)$ puede entenderse como un espectro ideal $h(x)$ pesado con la aceptancia:

$$\tilde{h}(x) = \frac{1}{K}\, h(x) \cdot A(x)$$

donde K es un factor de normalización:

$$K = \int_{\eta}^{1} h(x) \cdot A(x)\; dx$$

La función de aceptancia $A(x)$ tiene en cuenta los efectos geométricos del detector, la eficiencia de detección y la eficiencia de los cortes de selección. Su parametrización se obtiene de la simulación de sucesos $\tau^+\tau^-$ de Monte Carlo (figura 2.8.a).

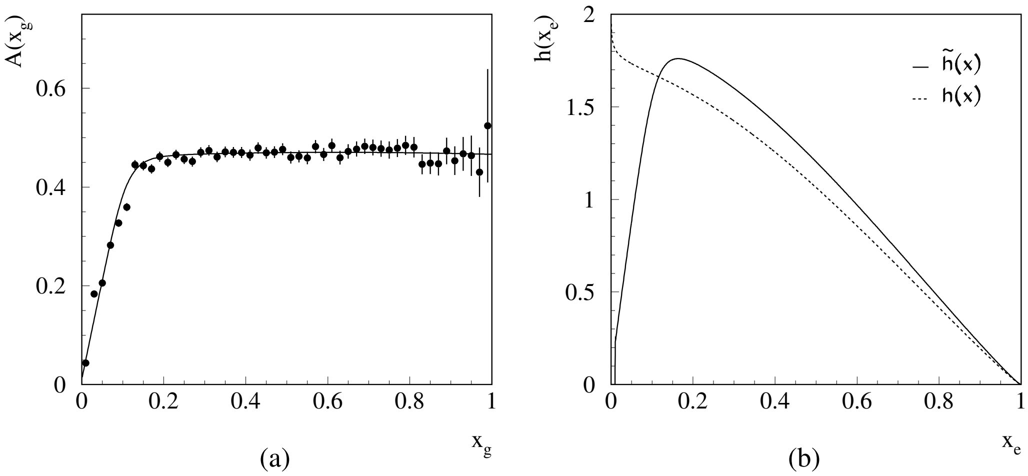


Figura 2.8: (a) Aceptancia para el proceso $\tau \to e\nu\overline{\nu}$ en función de la energía del electrón. (b) Función para electrones antes $(h(x))$ y después $(\tilde{h}(x))$ de incluir el efecto de la aceptancia.

Como veremos más adelante, en la mayor parte de los casos la aceptancia es aproximadamente plana a partir de un cierto umbral (del orden de los pocos GeV), el cual está relacionado con ineficiencias de detección a muy bajas energías y la dificultad consiguiente de separar la señal de la contaminación.

El efecto de la aceptancia es más crítico para electrones (figura 2.8.b) y muones, que son más sensibles a la polarización en la región de baja energía del espectro.

2.3.2 Medida de la Energía: Resolución y Calibración

El proceso de medida de la energía en un detector está sujeto a variaciones estadísticas características de cada detector y del mecanismo de medida.

La distribución de energías medidas x' para un valor dado de la energía de la partícula x se conoce como *función de resolución*, $R(x,x')$. Esta distribución es característica de cada dispositivo experimental. Su anchura $\sigma(x)$ se conoce como *resolución del detector* y está relacionada con la calidad de la medida.

El espectro observado $\tilde{h}(x)$ para un valor determinado de la energía medida x' puede interpretarse como una superposición de los espectros a orden cero $h(x)$ pesados con la probabilidad $R(x,x')$ de que una energía x se mida como x':

$$\tilde{h}(x') = \frac{1}{K}\int_{x_{min}}^{x_{max}} dx\; h(x)\cdot R(x,x')$$

nuevamente K es un factor de normalización:

$$K = \int_{x'_{min}}^{x'_{max}} dx' \int_{x_{min}}^{x_{max}} dx\; h(x)\cdot R(x,x')$$

La elección del intervalo de definición de la energía medida $[x'_{min}, x'_{max}]$ depende de los detalles de la función de resolución $R(x,x')$.

El efecto de incluir la resolución se traduce en un suavizado de los espectros y, por tanto, en una pérdida de sensitividad en la asimetría polarización. Más adelante veremos que en el caso de leptones, en que las energías se miden típicamente con resoluciones del orden del 1–3%, los espectros apenas difieren de los originales. Un caso muy diferente es el de hadrones cargados para los que la energía se mide, en general, con una precisión entre el 10% y el 20% (figura 2.9).

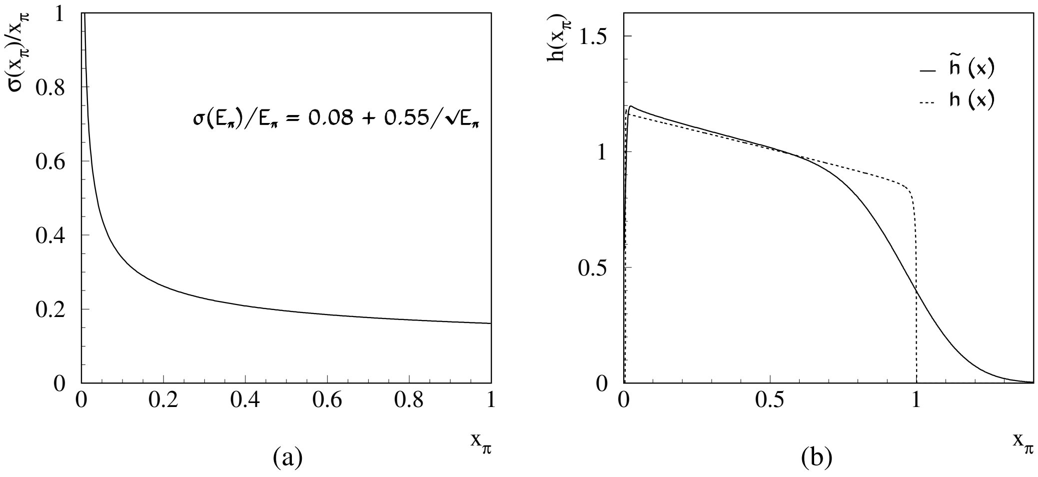


Figura 2.9: (a) Resolución típica de un detector calorimétrico en función de la energía del π. (b) Función para piones antes ($h(x)$) y después ($\tilde{h}(x)$) de incluir la resolución.

Para la mayor parte de los detectores la distribución $R(x,x')$ es aproximadamente gausiana. En detectores calorimétricos la distribución es gausiana en la energía (x) y la función $R(x,x')$ puede parametrizarse como:

$$R(x,x') = \frac{1}{\sigma(x)} e^{-(x-x')^2/2\sigma^2(x)}$$

Para detectores de trazas la medida es gausiana en la curvatura de la trayectoria de la partícula, que es proporcional a $1/x$:

$$R(x,x') = \frac{1}{x'^2\sigma(1/x)} e^{-(1/x-1/x')^2/2\sigma^2(1/x)}$$

Calibración

La calibración del dispositivo de medida es otro factor importante a tener en cuenta. Un detector se comporta de forma *saludable* si reproduce de forma no sesgada la distribución de energía incidente, es decir, si para un valor dado de x la distribución de energías medidas es una función gausiana (simétrica) centrada en x ($1/x$ en el caso de detectores de trazas).

Los detectores se calibran a nivel de *hardware*, en haces de prueba, y a nivel de análisis, utilizando procesos de física conocidos. Una calibración deficiente induce un cambio en el espectro de energía medido en función de la energía. Los efectos de calibración los introducimos en nuestras expresiones haciendo la sustitución:

$$R(x,x') \quad \longrightarrow \quad R(x,x'+\Delta x)$$

en la función de resolución. Δx es una función de la energía y se conoce comúnmente como *escala de energía* o *función de calibración.*

El efecto que una mala calibración de los detectores induce en la medida de la asimetría de la polarización no es despreciable por lo que ésta debe ser tratada con especial atención.

Medida de la Energía

La medida de la energía de una partícula se ve a menudo distorsionada por la presencia de fotones, producto en su mayoría de la radiación de estado final.

El efecto de éstos en la función de resolución no es, en general, simétrico e introduce desviaciones en la energía medida que se pueden confundir con una calibración deficiente del detector. Es necesario, por tanto, conocer en detalle los procesos físicos involucrados en la medida de la energía y su efecto en la función de resolución.

2.4 Medida de la Asimetría de Polarización

Para obtener A_p, dada una muestra de N sucesos (procesos de desintegración del τ), definimos la función de *máxima verosimilitud* $\mathcal{L}$ como el producto de la *función de densidad de probabilidad* $\rho(x_i)$ para cada uno de los N sucesos:

$$\mathcal{L} = R \prod_{i=1}^{N} \rho(x_i) \tag{2.6}$$

La función $\rho(x)$ depende de la energía y de la asimetría de polarización A_p:

$$\rho(x) = f(x, A_p) \qquad ; \qquad \int_{x_{min}}^{x_{max}} \rho(x)\, dx = 1$$

R es un factor de normalización del número de sucesos estimado en el ajuste (A) al número de sucesos en la muestra de datos:

$$R = \frac{A^N}{N!}\, e^{-A} \tag{2.7}$$

donde A tiene en cuenta la variación de parámetros libres en el ajuste como la cantidad de background, las anchuras parciales $Br(\tau \to j)$, etc. El valor de A_p se obtiene minimizando la función:

$$-\log \mathcal{L} = -\sum_{i=1}^{N} \log \rho(x_i) - \log R$$

El método para obtener la medida de la asimetría de polarización utilizando las distribuciones de energía de los productos de desintegración del τ no es único. En esta sección introducimos el método analítico como método de ajuste para obtener A_p, el cual es la base de nuestro análisis. Por completitud describimos también el método estándar basado en la utilización del Monte Carlo.

2.4.1 Método Analítico

En este método de ajuste la función de densidad de probabilidad $\rho(x)$ corresponde a las funciones analíticas descritas en los apartados anteriores:

$$\rho(x) = \alpha \cdot \rho^d(x) + (1-\alpha) \cdot \rho^{bg}(x)$$

donde $\rho^d(x)$ es la distribución de energía de los productos de desintegración del τ, $\rho^{bg}(x)$ es la distribución de energía de la contaminación (*background*) y α la proporción de señal que hay en la muestra. La función $\rho^d(x)$ viene dada por:

$$\rho^d(x) = \tilde{h}^d(x) = h_0^d(x) + h_1^d(x) \cdot A_p$$

En el caso más general la muestra está compuesta por M diferentes canales de desintegración del τ y la función $\rho^d(x)$ se expresa en términos de las *anchuras parciales* (Br) y de las eficiencias de detección (ϵ) de cada canal:

$$\rho^d(x) = \sum_{m=1}^{M} f_m \ \tilde{h}^d_m(x) \qquad ; \qquad f_m = \frac{Br(\tau \to m) \cdot \epsilon_m}{\sum\limits_{j=1}^{M} Br(\tau \to j) \cdot \epsilon_j}$$

$\tilde{h}^d_m(x)$ es la función correspondiente al m–ésimo canal. Todos los efectos del detector y de selección de la muestra están incluidos en la funciones analíticas $\tilde{h}^d(x)$.

Contaminación

Parte de la contaminación procede de una mala identificación de otros productos del τ. Su distribución de energía y cantidad dependen por tanto de la asimetría de polarización. El resto de las contribuciones a la contaminación (sucesos $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}$, $\mathrm{e^+e^-} \to \mu^+\mu^-$, sucesos de dos fotones, muones cósmicos, etc.) no dependen de A_p.

El tratamiento formal de la contaminación tiene en cuenta por separado las contribuciones que dependen de la polarización y las que no:

$$\rho^{bg}(x) = g_0 \ \rho^{bg}_\tau(x) + \sum_{i=1}^{B} g_i \ \rho^{bg}_i(x) \qquad ; \qquad \sum_{i=0}^{B} g_i = 1$$

$g_1 \ldots g_B$ es la proporción de cada una de las B diferentes contribuciones a la contaminación que no dependen de la polarización. Los espectros de energía de la contaminación, correspondientes a las funciones $\rho^{bg}_i(x)$, deben obtenerse a partir de los datos o utilizando un Monte Carlo.

La proporción de contaminación polarizada es g_0. Su espectro de energía $\rho^{bg}_\tau(x)$ viene dado por:

$$\rho^{bg}_\tau(x) = h^{bg}_0(x) + h^{bg}_1(x) \cdot A_p$$

donde $h^{bg}_0(x)$ y $h^{bg}_1(x)$ son las funciones que hemos obtenido en este capítulo para los canales de desintegración del τ, en concreto para aquellos que no están incluidos en $\rho^d(x)$.

Este método de ajuste es especialmente interesante por su versatilidad a la hora de realizar estudios sistemáticos sobre la influencia que la aceptancia, la resolución o las calibraciones tienen sobre la medida de A_p. Asimismo es útil para cuantificar el efecto de las correcciones radiativas, la importancia de la contribución del ρ' y otros efectos que hemos tenido en cuenta en nuestro análisis.

2.4.2 Ajuste con Monte Carlo

El método comúnmente utilizado para la medida de A_p se basa en la obtención de los espectros de energía $h(x)$ utilizando un generador de Monte Carlo[4]. Los efectos del detector en las

[4] A las energías de LEP el programa más apropiado para generar sucesos $\mathrm{e^+e^-} \to \tau^+\tau^-$ es KORALZ [8].

funciones $h(x)$ están implícitas en el proceso de simulación[5].

Las distribuciones de energía de Monte Carlo serán tanto más precisas cuanto mayor sea la estadística de sucesos de Monte Carlo con que han sido obtenidas. En el límite en que esta estadística sea infinita el método de ajuste con Monte Carlo será análogo en cierta medida al método analítico.

Una comparación entre las distribuciones obtenidas con este programa y las funciones analíticas que hemos obtenido en secciones anteriores se presenta en el apéndice A.1. Como prueba de control de calidad hemos realizado el ajuste a las distribuciones obtenidas del Monte Carlo, teniendo en cuenta todos los efectos del detector y de selección de la muestra (apéndice A.2).

Conclusiones

En este capítulo hemos obtenido las expresiones analíticas para los espectros de energía de los productos de desintegración del τ. Estos espectros han sido comparados en el apéndice A.1 con los obtenidos utilizando un generador Monte Carlo.

También hemos tenido en cuenta efectos relacionados con la producción de taus en experimentos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ (correcciones radiativas) y efectos puramente experimentales (resolución del detector y selección de la muestra). La sensitividad de cada canal a la asimetría polarización varía en función de estos efectos. En la siguiente tabla figura la sensitividad normalizada a la del pión:

Canal	Efecto	S_i	S_{Br}
e	Orden cero	0.390	0.637
	Corr. Rad.	0.368	0.601
	Aceptancia	0.373	0.608
	Resolución	0.373	0.608
μ	Orden cero	0.390	0.619
	Corr. Rad.	0.379	0.601
	Aceptancia	0.376	0.597
	Resolución	0.374	0.594
π	Orden cero	1.000	1.000
	Corr. Rad.	1.000	1.000
	Aceptancia	0.977	0.977
	Resolución	0.906	0.906
ρ	Orden cero	0.448	0.908
	Corr. Rad.	0.438	0.887
	Aceptancia	0.433	0.876
	Resolución	0.408	0.826

donde S_i es la sensitividad intrínseca, asumiendo la misma estadística para todos los canales, y S_{Br} aquella pesada con la proporción de cada canal que se encuentra en los datos.

[5] El programa de simulación del detector generalmente utilizado es GEANT [11]

Las funciones de aceptancia y resolución utilizadas son indicativas y corresponden a las parametrizaciones obtenidas con el detector L3. Un estudio detallado de estas parametrizaciones aparece en los capítulos siguientes.

En la tabla queda patente que el canal $\tau \to \pi\nu$ es el más sensible a la polarización, algo más que $\tau \to \rho\nu$. La sensitividad de los leptones es un 65% menor. El efecto más crítico para éstos es el de las correcciones radiativas; para los mesones es la resolución, sin embargo, debido fundamentalmente a la calidad de la medida del calorímetro hadrónico.

En el próximo capítulo prestaremos atención de forma más precisa a los efectos puramente experimentales: identificación de partículas y definición de la energía medida para cada una de ellas. Además encontraremos las parametrizaciones de las funciones de resolución (y calibración) de los diferentes subdetectores.

Capítulo 3

El Detector L3. Identificación de Partículas y Medida de la Energía

Introducción

En el capítulo anterior hemos discutido el papel importante que la selección de la muestra y la resolución y calibración de los detectores juegan en los espectros de energía de los productos de desintegración del τ.

En este captítulo vamos a describir el dispositivo experimental con el que se han tomado los datos de nuestro análisis. Además, vamos a estudiar en detalle las funciones de resolución que van a ser utilizadas en el análisis de cada canal, así como los criterios de identificación de partículas.

La muestra básica utilizada para realizar los estudios del detector (resolución y calibración) y del comportamiento de las partículas (identificación) es la muestra de dileptones: $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{l^+l^-}$. Al final de este capítulo describimos los criterios con los que ésta ha sido seleccionada.

3.1 Dispositivo Experimental

Como ya hemos mencionado en el capítulo anterior, nuestro análisis se basa en el estudio de los productos de desintegración de los leptones τ. Estos se producen en el acelerador LEP del CERN[(1)] en interacciones $\mathrm{e^+e^-}$ a energías centro de masas del orden de la masa del bosón Z ($\sqrt{s} \simeq 91$ GeV):

$$\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \tau^+\tau^-$$

Los productos finales de estas interacciones son registrados con el detector L3. En este apartado vamos a describir brevemente las características generales del acelerador LEP y, más en detalle, del detector L3.

3.1.1 LEP

LEP (*Large Electron Positron Collider*), en funcionamiento desde Junio de 1989, es el más reciente acelerador del CERN. Fué diseñado para producir colisiones $\mathrm{e^+e^-}$ a energías centro de masas del orden de 100 GeV en su primera fase[(2)] con el fin de estudiar la producción de bosones Z en procesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{f\,\bar{f}}$ $(f = e, \mu, \tau, q, \nu)$.

LEP es un anillo de colisión de forma aproximadamente circular que mide unos 27 km de circunferencia. Este anillo consta de ocho secciones de curvatura intercaladas con ocho tramos rectos que acogen los puntos de interacción, denominados $P1 \ldots P8$. Los cuatro experimentos de LEP –ALEPH, DELPHI, OPAL y L3– están situados de forma simétrica en los puntos pares (figura 3.1). Las cavidades aceleradoras de radiofrecuencia se encuentran en los tramos rectos a ambos lados de las áreas experimentales $P2$ y $P6$ (L3 y OPAL, respectivamente).

La cadena de inyección de LEP [12] consiste básicamente en un acelerador lineal (LIL, *Linear Injector of LEP*), un acumulador de electrones y positrones (EPA, *Electron Positron Acumulator*)

(1) CERN es el *Laboratorio Europeo de Física de Partículas*, situado en la frontera franco–suiza cerca de Ginebra.

(2) En su segunda fase, a partir de 1996, LEP acelerará electrones y positrones hasta $\sqrt{s} \simeq 180$ GeV para estudiar la producción de pares de bosones W en procesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W^+W^-}$.

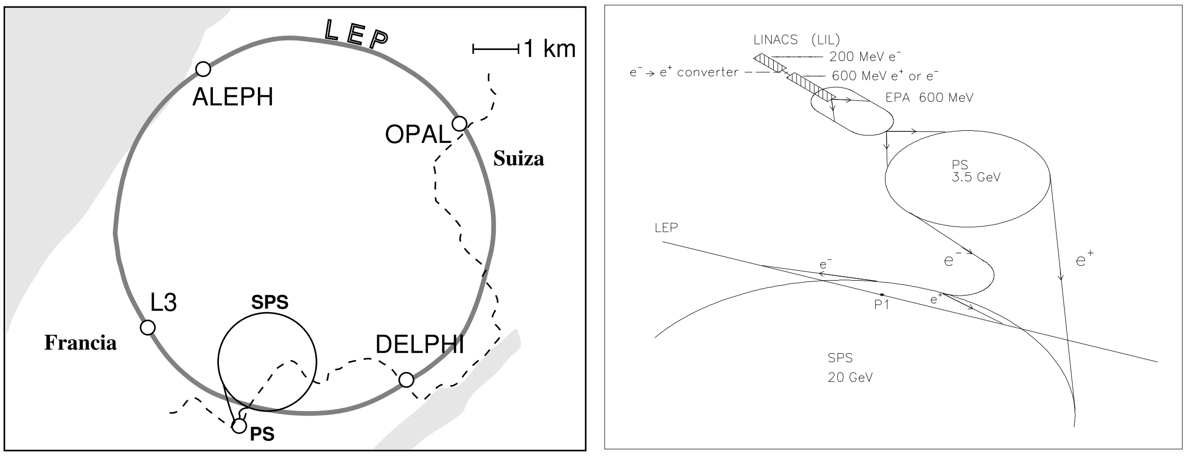


Figura 3.1: LEP (izquierda) y Sistema de Inyección (derecha).

y los dos aceleradores PS (*Proton Syncrotron*) y SPS (*Super Proton Syncrotron*), que aumentan la energía de los haces de los 600 MeV iniciales hasta 20 GeV. Estos haces de electrones y positrones se inyectan en LEP en direcciones opuestas en forma de cuatro paquetes[(3)] con una intensidad de unos 450 μA ($\simeq 10^{11}$ partículas) cada uno.

Los haces de electrones y positrones se cruzan, en un punto de interacción dado, aproximadamente cada 22 μs. La intensidad de estos haces y su frecuencia de cruce definen la luminosidad de la máquina. LEP fue diseñado para alcanzar luminosidades del orden de 10^{31} s^{-1} cm^{-2} en un rango de energías en torno a la masa del Z. En la siguiente tabla aparece la luminosidad integrada en pb^{-1} recogida por L3, para cada período de toma de datos, en función de $\sqrt{s}$:

	Luminosidad (pb^{-1})				
$\sqrt{s}$ (GeV)	1991	1992	1993	1994	Total
88.5	0.8	–	–	–	0.8
89.4	0.9	–	8.6	–	9.5
90.2	0.8	–	–	–	0.8
91.2	8.6	22.7	15.7	49.6	96.6
92.0	0.7	–	–	–	0.7
93.0	0.8	–	8.8	–	9.6
93.7	0.8	–	–	–	0.8
Total	13.4	22.7	33.1	49.6	118.8

La calibración de LEP [13] permite conocer la energía de cada haz con una precisión de dos partes en 10^5, lo que supone un error sistemático en la medida de la masa del Z de 1.4 MeV.

(3) Cuatro paquetes de electrones y cuatro de positrones (4×4). El número de paquetes ha sido aumentado a ocho (8×8) en 1993.

3.1.2 El Detector L3

El detector L3 [14] está situado en el área experimental $P2$ de LEP, rodeando de forma simétrica el punto de interacción. En su diseño se puso especial énfasis en la medida precisa del momento de muones y de la energía de electrones y fotones. La medida precisa del momento del muón se consigue utilizando un espectrómetro de grandes dimensiones inmerso en un campo magnético relativamente débil. La configuración del detector viene determinada por esta elección.

Todos los subdetectores de L3 están inmersos en un campo magnético uniforme de 0.5 Tesla paralelo al eje del haz (eje $\vec{Z}$). El campo está proporcionado por un imán solenoidal convencional, de sección octogonal, por el que circula una corriente de 30 000 A. La dimensión transversal del solenoide es 11.4 m y la longitudinal 11.9 m. La culata del imán es una estructura de hierro que se apoya en el suelo del área experimental (figura 3.2).

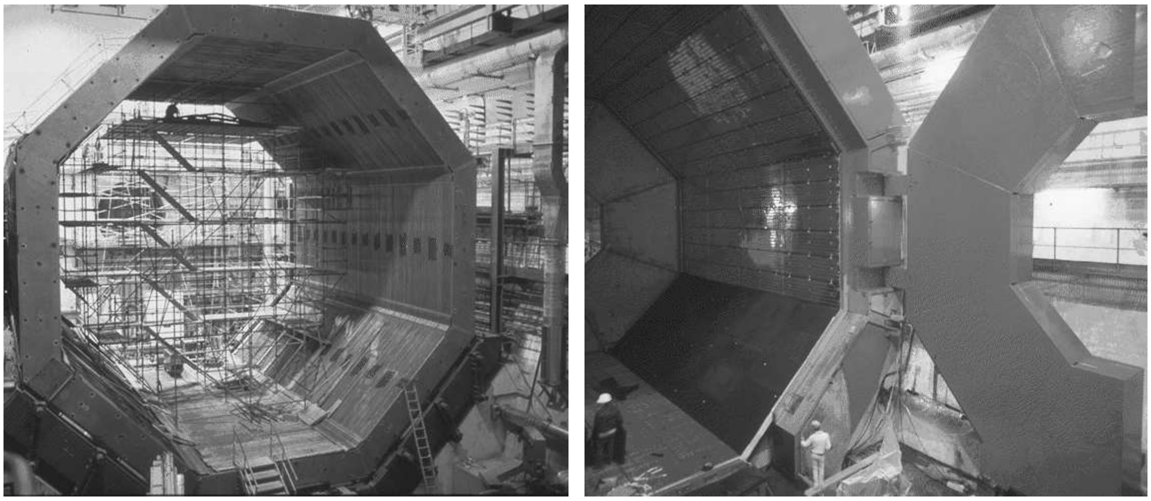


Figura 3.2: Fotografía del solenoide del imán durante su instalación en el área experimental (izquierda). A la derecha se puede observar parte del imán una vez terminada su instalación.

El conjunto de los subdetectores es soportado por un tubo cilíndrico de acero de 32 m de longitud y 4.45 m de diámetro, denominado *Tubo de Soporte (ST)*. Este tubo se apoya sobre cuatro pies hidráulicos servocontrolados que permiten su posicionamiento preciso paralelo al eje del haz. En su parte interior se encuentran los calorímetros y la cámara de vértice y en el exterior el espectrómetro de muones (figura 3.3).

La información relativa al estado y funcionamiento de los diferentes subdetectores es controlada durante la toma de datos y almacenada en una *Base de Datos*. Esta información es tenida en cuenta a la hora de analizar los datos experimentales. A continuación describimos cada uno de los subdetectores que componen L3.

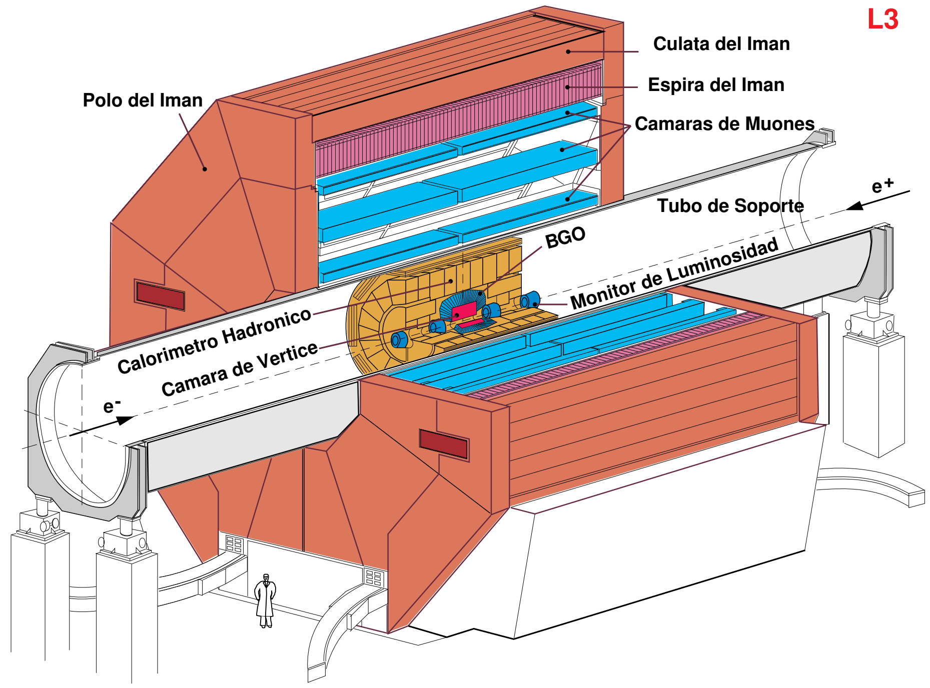


Figura 3.3: Vista en perspectiva del detector L3.

Cámara de Vértice

La cámara de vértice es el detector más próximo al punto de interacción(4). Su función es medir la dirección, carga y momento de las partículas cargadas que la atraviesan. La extrapolación de las trazas a la línea del haz permite determinar el vértice de interacción del suceso.

La cámara de vértice está formada por la *Cámara de Expansión Temporal* (TEC), que mide las trayectorias en el plano $R\phi$, y la *Cámara Z*, que mide la coordenada a lo largo del eje $\vec{Z}$.

La $\boxed{\textbf{TEC}}$ es una cámara de deriva cilíndrica de 1 m de longitud y un radio externo de unos 49 cm.

El *principio de expansión temporal* se basa en la división de la celda, por medio de una malla, en dos regiones: una de deriva lenta ($v_d \approx 6\ \mu$m/ns) y otra, próxima al ánodo, responsable del proceso de amplificación ($v_d \approx 50\ \mu$m/ns). La cámara opera utilizando una mezcla de isobutano (20%) y dióxido de carbono (80%) de baja difusión longitudinal.

La TEC está dividida radialmente en dos cilíndros concéntricos. Planos de hilos catódicos perpendiculares al plano XY dividen cada uno de ellos en sectores (12 sectores internos y 24 sectores externos). En el centro de cada sector un total de 62 hilos de señal (8 internos y 54 externos) determina la trayectoria de las partículas cargadas en una longitud radial de 37 cm (figura 3.4).

La precisión de la cámara de vértice ($\approx 50\ \mu$m en 5 cm de deriva) viene determinada fun-

(4) En 1993 se instaló en L3 el SMD (*Silicon Microvertex Detector*) entre el tubo del haz y la TEC.

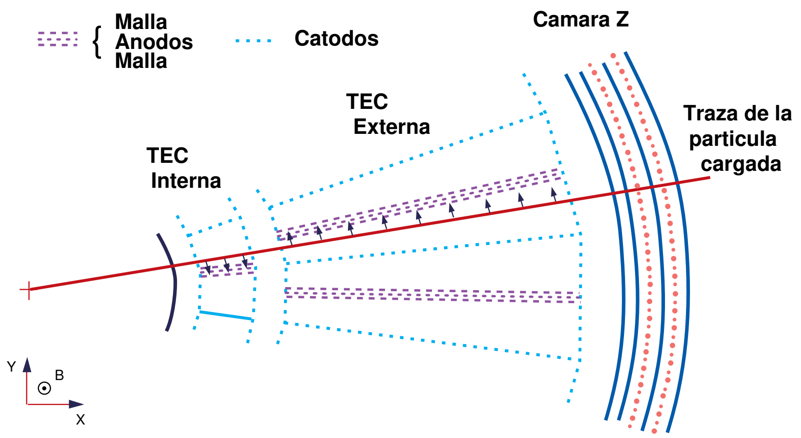


Figura 3.4: Sección transversal de la cámara de vértice.

damentalmente por la precisión con que se conoce la velocidad de deriva. Esta se calibra cada período de toma de datos a partir de una muestra de dimuones. La resolución de la TEC en la medida del momento transverso (p_t) es:

$$\sigma(1/p_t) = 0.022 \text{ GeV}^{-1}$$

La resolución de la TEC se comprueba con electrones procedentes de sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, cuya energía se mide de forma independiente en el BGO.

El vértice de interacción para cada *fill* del acelerador se obtiene a partir de una muestra de sucesos $e^+e^- \rightarrow$ hadrones. La resolución en el vértice es del orden de 30 μm en el plano transverso y de 1 mm a lo largo del eje de los haces.

La **Cámara Z** está formada por dos cámaras proporcionales concéntricas delimitadas mecánicamente por tres cilindros de poliuretano y fibra de vidrio. El grosor de la cámara es de 21.5 mm. En las cuatro caras internas de esta estructura se encuentran pegadas las bandas (*strips*) que constituyen el cátodo, formando ángulos con el eje del haz de 0°, 90°, 70° y −70° respectivamente. Los ánodos son hilos paralelos al eje $\vec{Z}$ situados en el centro de cada cámara proporcional (figura 3.4). La cámara opera utilizando una mezcla de CO_2 (20%) y Argón (80%). La resolución de la cámara Z en la medida de la coordenada θ es de 2 mrad.

Calorímetro Electromagnético

El calorímetro electromagnético se encuentra envolviendo la cámara de vértice. Fue diseñado para medir con precisión la energía y posición de electrones y fotones en un amplio rango de energías: de 100 MeV a 100 GeV.

Este calorímetro consiste en una matriz de unos 11000 cristales de germanato de bismuto, BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$), que apuntan al punto de interacción con una *desviación* angular en ϕ de 10 mrad para evitar la fuga de fotones. Los cristales tienen forma de pirámide truncada de 24 cm de longitud (figura 3.5); la superficie de la cara frontal (posterior) es de 2×2 cm^2 (3×3 cm^2)(5). Las principales propiedades del BGO aparecen en la siguiente tabla:

Propiedades del BGO		
Densidad	7.13	g/cm^3
Longitud de Radiación	1.12	cm
Longitud de Interacción	22	cm
Radio de Molière	2.3	cm
$dE/dx \quad (mip)$	9	MeV/cm

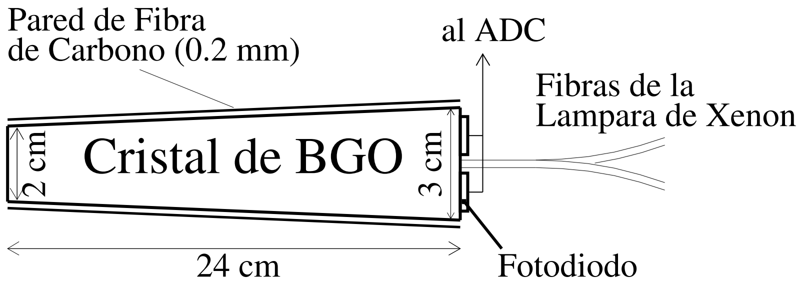


Figura 3.5: Sección longitudinal de un cristal de BGO.

Como se aprecia en la tabla, el BGO es un material centelleador denso de baja longitud de radiación. La luz producida en el cristal (unos 5000 fotones por MeV depositado) por las partículas que pasan a su través es recogida por dos fotodiodos de silicio que se encuentran pegados a su cara posterior.

El calorímetro se encuentra dividido en dos partes bien diferenciadas (figura 3.6.a): el barril y los *end–caps*.

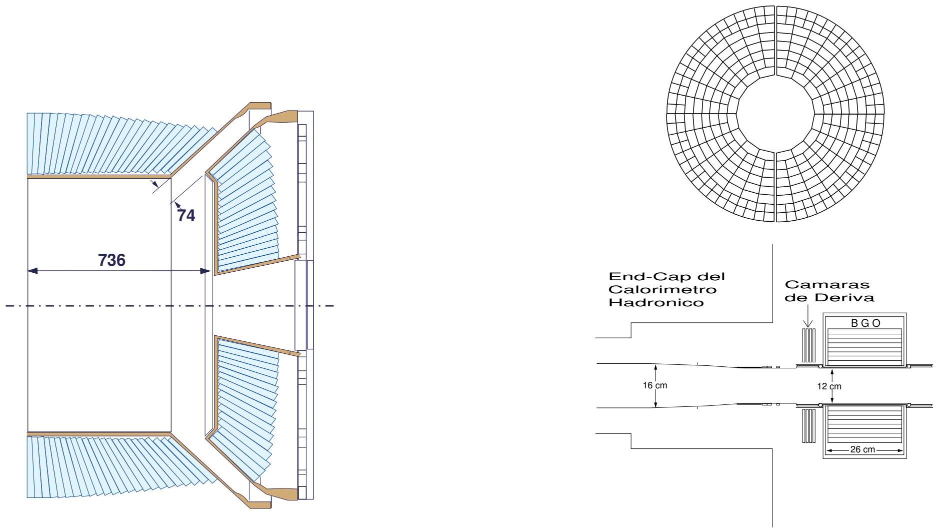
- **BARRIL**: el radio de su cara interior es 52 cm, cubriendo el rango angular $42° < \theta < 138°$. Está formado por 7680 cristales de BGO soportados mecánicamente por dos estructuras, una a cada lado del punto de interacción. Cada mitad del barril está formada por 24 anillos (en la proyección θ) de 160 cristales cada uno (proyección $R\phi$).

- **END–CAPS**: son dos módulos simétricos de 1536 cristales cada uno que cubren la región angular próxima al tubo del haz: $10° < \theta < 38°$ y $142° < \theta < 170°$.

  La geometría de los end–caps es compleja: cada módulo esta formado por 17 anillos de cristales (en θ) dependiendo el número de cristales por anillo de su distancia al tubo del haz.

  Enfrente de cada módulo hay cuatro cámaras de deriva (FTC) que miden la posición y dirección de vuelo de las partículas cargadas a bajo ángulo.

(5) Las dimensiones de los cristales tienen una pequeña dependencia en θ, de modo que todos los cristales cubren el mismo ángulo sólido independientemente de su distancia al vértice.



(a) (b)

Figura 3.6: (a) Sección longitudinal del calorímetro electromagnético ($+\vec{Z}$): barril y end–cap. (b) Sección transversal (arriba) y longitudinal (abajo) del monitor de luminosidad. En la figura inferior, el punto de interacción se encuentra situado a la izquierda del dibujo.

Previo a la instalación del calorímetro en el detector L3 se procedió a la obtención de las constantes de calibración de cada cristal mediante un *Test Beam* [15]. Durante este período de calibración se tomaron datos con haces de electrones de diferentes energías en el rango de 180 MeV a 50 GeV. La figura 3.7.a muestra la resolución en la medida de la energía obtenida con estos datos de calibración. En la figura 3.7.b aparece la resolución angular en la determinación del punto de impacto de las partículas en el BGO.

Las variaciones de las constantes de calibración durante la toma de datos se controlan utilizando el monitor de Xenon. Este ilumina cada cristal, a través de un sistema de fibras ópticas, con dos haces de luz de intensidades equivalentes a energías de 1 y 30 GeV. La calibración absoluta del calorímetro se determina utilizando electrones procedentes de sucesos Bhabha no radiativos.

A partir de la información de sucesos Bhabha y del monitor de Xenon se alcanza una calibración absoluta de la energía con una precisión del 1% a baja energía y del 0.1% a 45 GeV.

El Monitor de Luminosidad

La luminosidad proporcionada por el acelerador LEP se mide contando el número de sucesos Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) en una región angular muy bien determinada. La sección eficaz diferencial de este proceso es conocida con mucha precisión. El monitor de luminosidad consta de dos módulos de BGO situados simétricamente a ambos lados del punto de interacción y a una

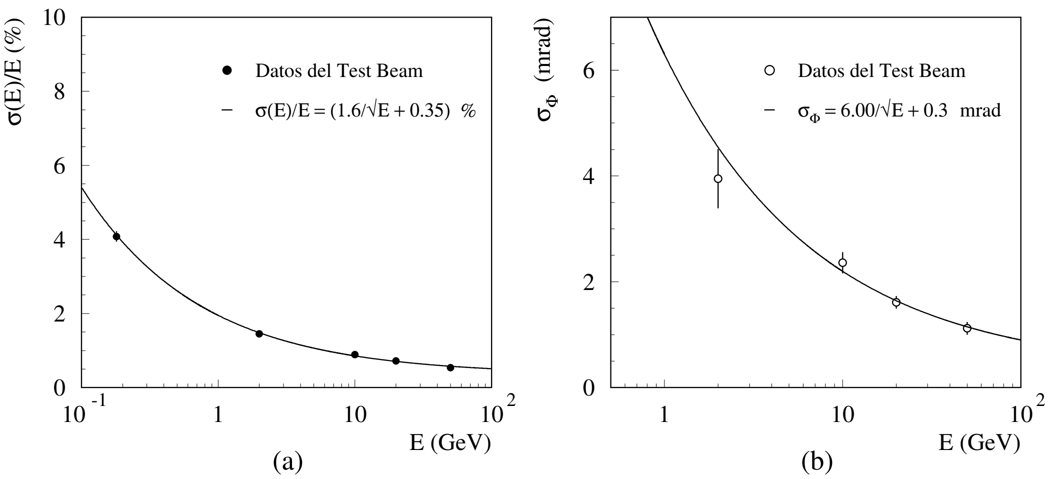


Figura 3.7: Resolución del BGO (a) en energía y (b) espacial obtenida del *Test Beam*. La línea continua representa el ajuste de la función a los datos.

distancia de 265 cm (figura 3.6.b). El rango angular polar que subtiende cada módulo es

$$31 \text{ mrad} < \theta < 62 \text{ mrad}$$

siendo la sección eficaz $\sigma \simeq 100$ nb.

El error sistemático en la medida de la luminosidad es menor del 1%. Este error tiene en cuenta las incertidumbres teóricas en el cálculo de la sección eficaz, las ineficiencias del detector, la contaminación en la muestra de Bhabhas y las variaciones en los parámetros del haz de LEP.

Contador de Tiempo de Vuelo

También llamado Contador de Centelleo, se encuentra en el espacio existente entre los calorímetros electromagnético y hadrónico (radio = 87.5 cm). Su función principal es discriminar sucesos dimuones ($e^+e^- \to \mu^+\mu^-$) de muones procedentes de los rayos cósmicos: la diferencia de tiempo de vuelo para muones cósmicos es 5.8 ns mientras que es cero para dimuones (figura 3.8).

El contador de tiempo de vuelo está construido a modo de barril a partir de 16 pares de plásticos centelleadores que cubren la cara interior del calorímetro hadrónico (figura 3.9). Cada plástico es una tira de BICRON BC–412 de 1.0×16.7 cm^2 de sección transversal y 290 cm de longitud. El rango angular que subtiende el detector es:

$$25^\circ < \theta < 155^\circ$$

La señal producida en cada plástico es leída por un fotomultiplicador en cada uno de sus extremos. La resolución temporal de los plásticos utilizando ambos fototubos es del orden de 0.4 ns (que corresponde a 0.59 ns en la medida de la diferencia de tiempo de vuelo).

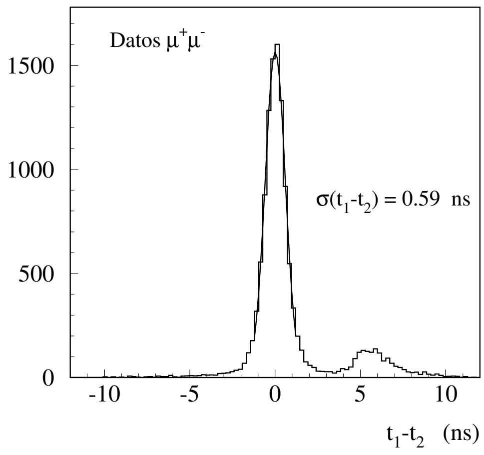


Figura 3.8: Distribución del tiempo de vuelo para sucesos con muones.

Calorímetro Hadrónico

El calorímetro hadrónico (HCAL) mide la energía de los hadrones producidos en las interacciones e^+e^- al tiempo que sirve de filtro de muones[(6)]. Es un calorímetro de muestreo fino que utiliza uranio empobrecido como material pasivo intercalado con cámaras proporcionales (tubos de deriva). La elección de un material de baja longitud de absorción como el uranio viene motivada por la necesidad de construir un calorímetro de dimensiones relativamente reducidas. Este detector cubre un ángulo sólido del 99.5% de 4π.

El calorímetro está dividido en dos partes (figura 3.9): el barril y los *end–caps*.

- **BARRIL**: Está compuesto por 9 anillos de 16 módulos cada uno (denotados por HB/Ri en la figura). Los módulos de los tres anillos centrales ($R\bar{1}$, $R0$ y $R1$) son más largos en la dirección radial. La longitud del barril es 472.5 cm y su radio exterior 179.5 cm. El rango angular cubierto por el barril corresponde a

  $$35^\circ < \theta < 145^\circ$$

  Las placas de uranio en los módulos del barril tienen un espesor de 5 mm y están recubiertas, por razones de seguridad, por una capa de 20 μm de una aleación de Niquel y Cobre.

  Las cámaras proporcionales están hechas de planos de tubos de deriva conectados a alto voltaje que operan con una mezcla de Argón (80%) y CO_2 (20%). Los tubos tienen sección transversal rectangular de dimensiones 5×10 mm^2. A lo largo del eje del tubo de deriva

(6) El calorímetro hadrónico contribuye con 3.5 longitudes de interacción al total de 6.5 existentes entre el vértice y el tubo de soporte.

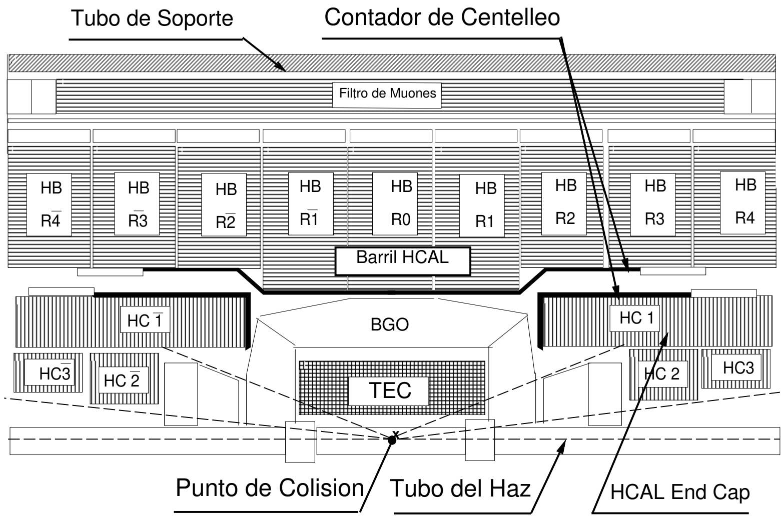


Figura 3.9: Corte transversal de la mitad superior del calorímetro hadrónico. En él se muestran los módulos del barril (HB) y de los end–caps (HC), así como la situación del contador de tiempo de vuelo (*Contador de Centelleo*).

se encuentra el ánodo conectado a potencial cero. Los módulos *largos* (*cortos*) contienen 60 (53) cámaras proporcionales y 58 (51) placas de uranio.

- **END–CAPS**: constan de tres módulos cilíndricos concéntricos (HC1, HC2 y HC3) cada uno de los cuales está dividido en dos hemisferios para facilitar su instalación. HC1 es el módulo más externo y de mayor tamaño y en su interior se encuentran HC2 y HC3 (figura 3.9).

  La estructura de los módulos HC es en esencia la misma que la del barril: cámaras proporcionales intercaladas con placas de uranio. Utilizan la misma mezcla de gas y la misma tensión en los tubos de deriva.

  Los end–caps del calorímetro hadrónico cubren la región angular definida por

$$5.5^\circ < \theta < 35^\circ \qquad \text{y} \qquad 145^\circ < \theta < 174.5^\circ$$

La resolución del calorímetro hadrónico en la medida de la energía de hadrones cargados aislados se obtuvo a partir de los datos tomados en el *Test Beam* X3 del SPS [16], en el CERN, donde se disponía de un haz de piones de energías en el rango de 1 a 50 GeV. A partir de los datos del *Test Beam* fue posible determinar la deposición típica de energía de los piones en cada uno de los calorímetros en función de su energía, así como efectos geométricos en la calibración debidos a las zonas no activas entre módulos del calorímetro hadrónico. La parametrización de la resolución del calorímetro hadrónico, obtenida con estos datos de calibración, viene dada por la expresión:

$$\frac{\sigma_{HCAL}(E)}{E} = 0.05 + \frac{0.55}{\sqrt{E}} \qquad ; \qquad E \ en \ \mathrm{GeV} \tag{3.1}$$

Filtro de Muones

El filtro de muones (MF) añade 1.03 longitudes de absorción al calorímetro hadrónico. Consta de ocho octantes iguales situados en la cara interior del tubo de soporte (figura 3.9), cada uno de los cuales mide 4 m de longitud por 1.4 m de anchura y 0.2 m en la dirección radial.

Un octante está hecho de seis placas de latón (65% Cu + 35% Zn) de 1 cm de espesor intercaladas con cinco cámaras proporcionales. La parte más externa del filtro está constituida por cinco placas de material pasivo, de 1.5 cm de espesor, que se ajustan a la forma circular del tubo de soporte. Las cámaras proporcionales utilizan la misma mezcla de gas que el calorímetro hadrónico y los tubos de deriva están conectados a potencial positivo. Estas cámaras fueron asimismo probadas en el haz de prueba X3 del SPS en el CERN [17].

Cámaras de Muones

El espectrómetro de muones de L3 (MUCH) ha sido diseñado para medir el momento de muones de alta energía ($\simeq$ 50 GeV) con una precisión en $\Delta p/p$ del 2%. Para conseguir esta precisión se ha elegido una configuración consistente en tres niveles de cámaras de deriva que miden de forma precisa (unas 70 μm por nivel) la trayectoria de los muones entre el tubo de soporte y el imán (*longitud* $\approx$ 2.9 m), donde existe un campo magnético uniforme de 0.5 T.

El espectrómetro consta de dos ruedas (llamadas *Master* y *Slave*), una a cada lado del punto de interacción, cada una formada por ocho octantes independientes. Un octante es una estructura mecánica de precisión que soporta once cámaras de deriva distribuidas radialmente en tres niveles (figura 3.10): cinco cámaras del tipo P y seis del tipo Z.

- Las **Cámaras P** miden la trayectoria de las partículas en el plano de curvatura ($R\phi$) y hay un total de cinco cámaras por octante (figura 3.10–derecha): una interna (MI), dos centrales (MM) y dos externas (MO). Su longitud es del orden de 5.5 m y están segmentadas en celdas de 101.5 mm de anchura separadas por planos de hilos catódicos. En el centro de cada celda se encuentra el plano de hilos de señal (24 hilos para las cámaras MM y de 16 para las MI y MO). Estos hilos están espaciados 10 mm en la dirección radial e intercalados con hilos de campo. Las cámaras operan con una mezcla de Argón (61.5%) y Etano (38.5%).

  La resolución de las cámaras P es de unas 200μm por hilo.

- **Cámaras Z**: son cámaras de deriva que miden la coordenada a lo largo del eje del haz. Están situadas a modo de tapaderas superior e inferior de las cámaras MI y MO. Cada cámara consta de dos capas de *tubos de deriva*, una desplazada media celda con respecto a la otra con el fin de resolver la ambigüedad izquierda–derecha (figura 3.11). Una celda, de dimensiones 2.5×10 cm^2, está delimitada por dos vigas en I conectadas a potencial negativo y cerrada por dos cubiertas de aluminio a potencial cero. En el centro de la celda se encuentra el ánodo.

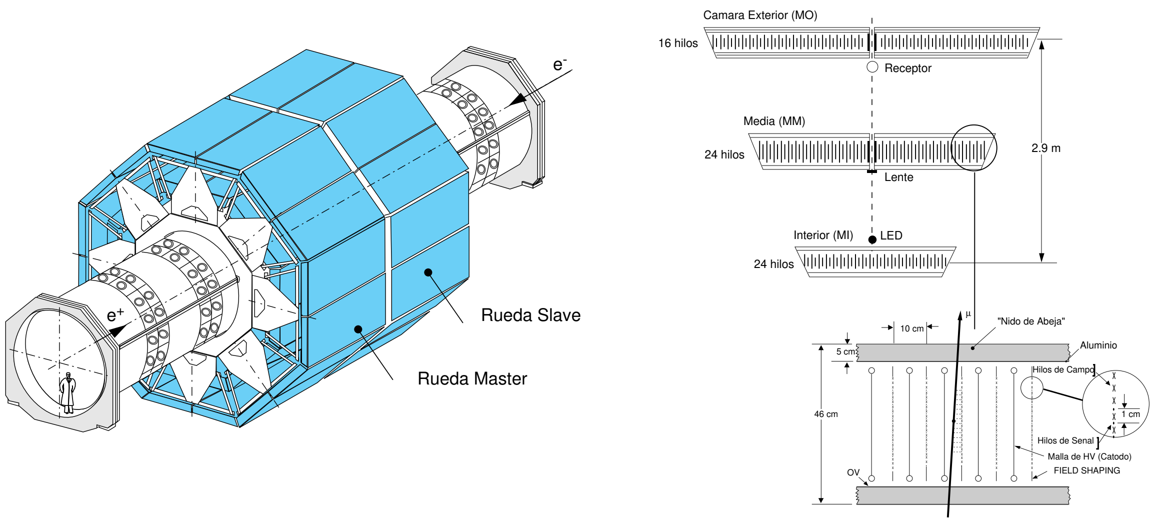


Figura 3.10: Vista en perspectiva del espectrómetro de muones (izquierda). Corte transversal de un octante y detalle de las celdas en la cámara MM (derecha).

Las cámaras Z utilizan una mezcla de Argón (91.5%) y Metano (8.5%) para su operación. La resolución por celda en la medida de la distancia de deriva es del orden de 500 μm.

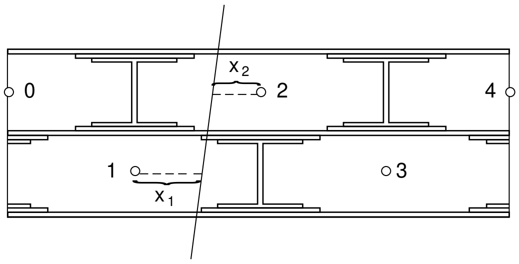


Figura 3.11: Corte transversal de una porción de las cámaras Z.

La resolución intrínseca de las cámaras de muones en la medida del momento depende fundamentalmente de la determinación de la velocidad de deriva y del “punto cero” de medida del tiempo (T_0). La velocidad de deriva es una función del campo eléctrico en el seno de la celda, del campo magnético proporcionado por el imán, de la composición del gas y de la presión y temperatura a la que operan las cámaras. Un prototipo de cámaras P y Z fue expuesto a muones de 50 GeV en el haz de prueba X3 del SPS con el fin de determinar los mapas de la celda y el efecto de estos parámetros en la velocidad de deriva [18].

Durante la toma de datos en LEP se controlan de forma periódica la presión y temperatura de las cámaras, la proporción de cada gas en la mezcla y el campo magnético proporcionado por el imán. El campo eléctrico viene determinado por el potencial aplicado a los diferentes tipos de hilos de la cámara. Todos estos parámetros se escriben en la base de datos de L3 para ser utilizados posteriormente en la reconstrucción de la trayectoria de los muones.

Dadas las grandes dimensiones del espectrómetro de muones y la alta precisión requerida en la medida del momento de las partículas es necesaria la utilización de sofisticados sistemas de alineamiento para posicionar las cámaras, dentro de un octante, con precisiones inferiores a 30 μm. Las variaciones en las posiciones relativas de las cámaras son registradas en la base de datos de L3.

Sistema de Adquisición de Datos

La adquisición de datos y la conversión analógico–digital de las señales producidas en el detector se activa en coincidencia con la señal de cruce de los haces. Durante la toma de datos existe un elevado número de procesos sin contenido físico, con una frecuencia de varias decenas de kHz, que producen señales en el detector: muones cósmicos, interacciones del haz con el gas residual en el tubo de vacío y señales espúreas del propio detector. La frecuencia de sucesos e^+e^- es de pocos Hz. El sistema de *trigger* debe determinar antes de que se produzca el siguiente cruce de haces ($\approx 22\ \mu s$) qué sucesos deben ser registrados para su posterior análisis. El *trigger* funciona a dos niveles:

- El *trigger* **de Nivel 1** se basa en el análisis de las señales analógicas de los diferentes subdetectores y está estructurado como un OR lógico de *triggers* especializados:
  - ▹ *trigger* **de energía**: impone un mínimo (del orden de 10–20 GeV) sobre la cantidad de energía depositada en los calorímetros y en el monitor de luminosidad.
  - ▹ *trigger* **de los centelleadores**: exige que exista señal en al menos cinco de los treinta plásticos.
  - ▹ *trigger* **de las cámaras de muones**: impone restricciones sobre el tiempo de vuelo medido en el contador de centelleo, al tiempo que exige que exista señal en al menos dos de los tres niveles de cámaras P, en un octante dado.
  - ▹ *trigger* **de la cámara de vértice**: es el *trigger* de mayor importancia en nuestro análisis. Utilizando un sencillo algoritmo de reconocimiento de formas indetifica trazas procedentes del punto de interacción con una eficiencia próxima al 100% para aquellas con momento superior a 100 MeV. El trigger exige que haya al menos dos trazas que verifiquen $|180^\circ - \Delta\phi| < 60^\circ$.
- El *trigger* **de Nivel 2** utiliza la información del Nivel 1 y algoritmos de reconstrucción que permiten reducir en un factor 10 la frecuencia de toma de datos.

El tiempo muerto del detector, debido a la digitalización de las señales de los diferentes subdetectores ($\approx 500\ \mu$s), es del orden del 5% para una frecuencia de toma de datos de 100 Hz.

3.2 Identificación de Partículas y Medida de la Energía

Los canales de desintegración del τ que nos interesa estudiar son aquellos en los que tenemos, para un hemisferio dado, una sola partícula cargada en el estado final ("*1–prong decays*"):

- $\tau \rightarrow \mathrm{e}\nu\overline{\nu}$
- $\tau \rightarrow \mu\nu\overline{\nu}$
- $\tau \rightarrow \pi\nu$; $\tau \rightarrow \mathrm{K}\nu$
- $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu$; $\tau \rightarrow \mathrm{K}^*\nu \rightarrow \mathrm{K}\pi\nu$

La naturaleza de nuestro análisis exige encontrar unos criterios generales de identificación de electrones, muones y hadrones cargados que no modifiquen de forma apreciable los espectros originales de energía.

En este apartado describimos, para cada partícula, las características básicas de las señales que deja en el detector y, en función de ellas, las variables que son fundamentales para su identificación. Además, estudiaremos en detalle tanto la definición de energía medida para cada una de ellas como la calibración y resolución de aquellos detectores que se ven involucrados en nuestro análisis.

El Monte Carlo es utilizado como herramienta de simulación para obtener las funciones de aceptancia y estimar algunas de las contribuciones a la contaminación. Por ello, en el Monte Carlo imponemos que la resolución sea la misma que la obtenida de los datos, además de tener en cuenta las ineficiencias y efectos de borde que se observan en el detector.

3.2.1 Electrones

Los electrones y positrones procedentes de las interacciones $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ se detectan en L3 tanto en la cámara de vértice como en el calorímetro electromagnético (figura 3.12).

Un electrón (positrón) se caracteriza por dejar casi toda su energía en el calorímetro electromagnético. La cascada originada por un electrón que incide en el BGO está muy colimada con respecto a su dirección de vuelo ($R_M \sim 2.3$ cm). En general más del 95% de la energía del electrón se deposita en una matriz de 3×3 cristales en torno al cristal de impacto. La identificación de electrones se basa en el reconocimiento de este tipo de cascadas.

En base a la información recogida por el detector, la topología de la cascada electromagnética en el BGO se puede caracterizar de varios modos, el más sencillo de los cuales es el cociente:

$$\frac{E_9}{E_{25}}$$

siendo E_{n^2} la energía depositada por la partícula en una matriz de $n \times n$ cristales en torno a, e incluyendo, el cristal de impacto. En la figura 3.13.a se representa este cociente para electrones y piones (procedentes del Monte Carlo de $\tau^+\tau^-$).

Un modo más preciso de reproducir la forma de la cascada electromagnética en el BGO es definiendo la probabilidad de que la distribución de energía observada sea compatible con la que se espera para un electrón:

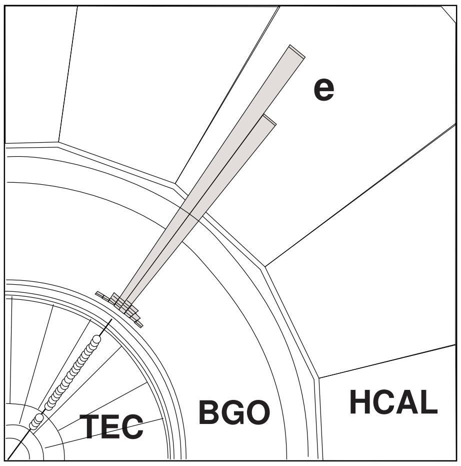


Figura 3.12: Cascada electromagnética desarrollada por un electrón en el BGO (área sombreada).

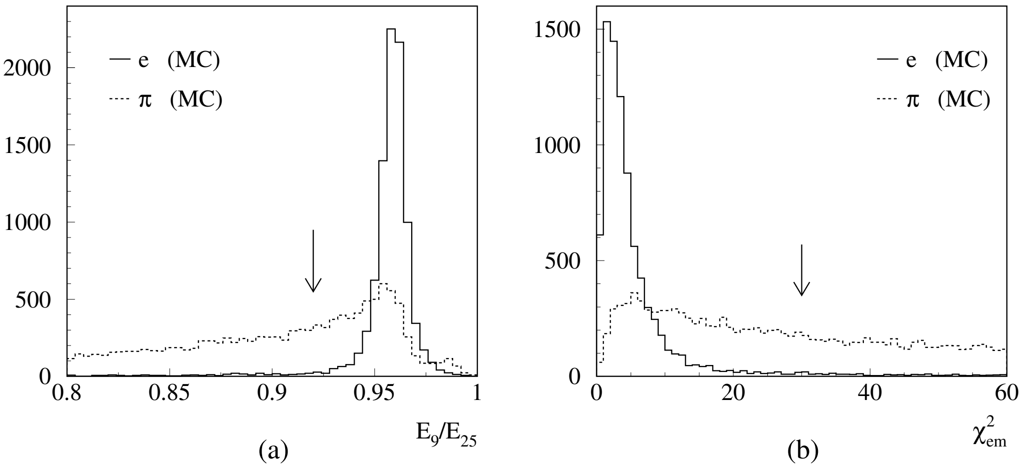


Figura 3.13: Distribución para e y π de (a) E_9/E_{25} y (b) $\chi^2_{e.m.}$

$$\chi^2_{e.m.} \propto \sum_{i=1}^{9} \frac{(\mathcal{E}_i - F_i \cdot E_9)^2}{\Delta^2 E_9}$$

donde E_9 es la suma de las energías de los nueve cristales centrales, $\mathcal{E}_i$ la energía del i-ésimo cristal[(7)] y F_i la fracción de energía que se espera que un electrón deposite en él. F_i se obtiene tanto de los datos del *Test Beam* como de la simulación Monte Carlo. En la figura 3.13.b se representa la función $\chi^2_{e.m.}$ para electrones y piones.

En algunos casos el electrón no se detiene completamente en el BGO por lo que deposita parte de su energía en las primeras capas del calorímetro hadrónico. Esta cantidad de energía es pequeña y suele estar concentrada en las dos o tres primeras capas del calorímetro. La probabilidad de que un electrón dé lugar a señales más allá de las primeras capas del calorímetro hadrónico es despreciable. En la figura 3.14.a se observa el espectro de energía depositada por electrones en el calorímetro hadrónico. En la figura 3.14.b se representa el perfil de la cascada desarrollada por electrones en HCAL comparada con la producida por piones.

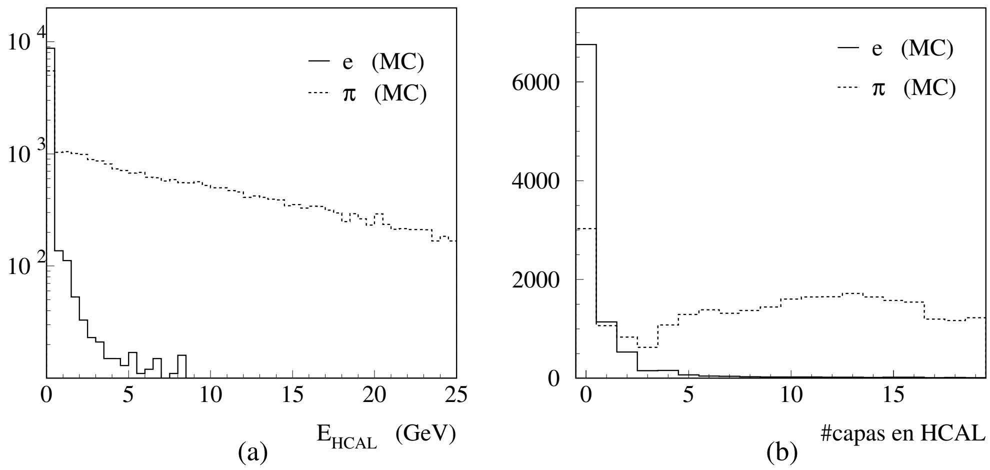


Figura 3.14: (a) Espectro de energía depositada por electrones y piones en el calorímetro hadrónico. (b) Perfil de la cascada en HCAL para electrones y piones.

En base al reconocimiento de la cascada desarrollada por las partículas obtenemos factores de confusión π/e del orden de 2×10^{-2} con una eficiencia de identificación de electrones de aproximadamente el 90%. Es posible mejorar estos factores imponiendo criterios sobre la compatibilidad de las medidas (posición y energía) realizadas con la TEC y el BGO.

(7) El cristal central corresponde a $i = 1$. $i = 2, \ldots, 9$ son los ocho cristales que integran el primer anillo de cristales en torno al cristal impactado.

A continuación resumimos los criterios de identificación de electrones utilizados en nuestro análisis:

- $E_9/E_{25} > 0.92$
- $\chi^2_{e.m.} < 30$
- ${E_{hcal}}^{\{3\}}/E_{hcal} > 90\%$
- $5 \times 10^{-5} < \chi^2(E,P) < 0.16$
- $|\phi_{BGO} - \phi_{TEC}| < 25$ mrad
- $|\theta_{BGO} - \theta_{TEC}| < 40$ mrad

donde ${E_{hcal}}^{\{3\}}$ es la energía depositada en las tres primeras capas del calorímetro hadrónico y $\chi^2(E,P)$(8) es la probabilidad de que la energía de una misma partícula se mida con energía E en el BGO y momento P en la TEC. Utilizando un Monte Carlo hemos estimado que, con estos criterios, la probabilidad de que un suceso $\tau \rightarrow \pi\nu$ sea identificado erróneamente como $\tau \rightarrow \mathrm{e}\nu\overline{\nu}$ es del orden del 0.9%. Para sucesos $\tau \rightarrow \rho\nu$ esta probabilidad es aproximadamente del 0.05%.

Medida de la Energía

En el marco de L3 se define la energía del electrón como la energía del *bump* en el BGO que lleva asociado(9). De forma más precisa definimos la energía del *bump* por encima de 3 GeV como la suma de las energías de los nueve cristales centrales (matriz 3×3): E_9 [19]. Para energías inferiores a 3 GeV ésta se define como la suma de las energías de los seis cristales más energéticos ya que, a baja energía, E_9 está sobreestimada debido a la contribución del ruido electrónico o de *bumps* cercanos.

En el apartado 3.1.2 describimos cómo se realizó la calibración inicial de cada cristal del BGO con datos del *Test Beam* y cómo ésta se controla periódicamente en L3 utilizando el monitor de Xenon. La calibración global del calorímetro se realiza con sucesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{e^+e^-}$ (figura 3.15.a). La escala de energía para fotones y electrones a 45 GeV se conoce con una precisión del 0.1% a partir del estudio de este tipo de sucesos. En la tabla siguiente figuran las resoluciones obtenidas en la medida de la energía de electrones de 45 GeV para cada período de toma de datos:

(8) El χ^2 que describe la compatibilidad entre las medidas del calorímetro (E) y de la cámara de vértice (P) viene dado por:

$$\chi^2(E,P) = \sigma(1/P)\ \sigma(E)\ e^{-\chi^2(E_e)}$$

donde E_e es la energía del electrón más probable obtenida minimizando:

$$\chi^2(E_e) = \frac{1}{2\sigma(\frac{1}{P})}\left(\frac{1}{P} - \frac{1}{p_e}\right)^2 + \frac{1}{2\sigma(E)}\,(E - E_e)^2$$

(9) Un *bump* es un máximo local en la distribución de energías medidas en la matriz de cristales de BGO.

período	$\sigma(E_{haz})/E_{haz}$ (%)
1991	1.48
1992	1.47
1993	1.51
1994	1.53

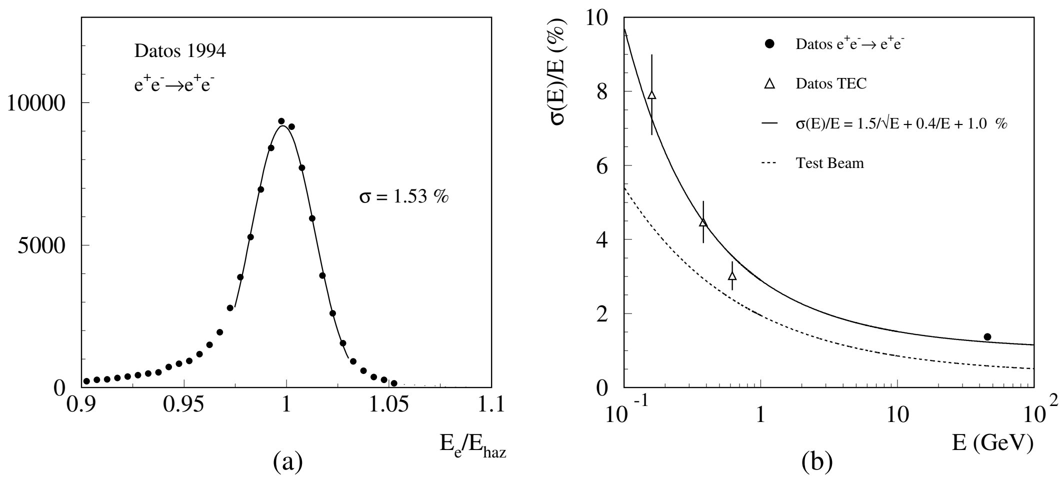


Figura 3.15: (a) Distribución de energía de electrones en sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. (b) Resolución del BGO obtenida de los datos comparada con la parametrización de los datos del *Test Beam.* Las barras de error incluyen la indeterminación en la medida del momento de la TEC.

Para energías inferiores a 1 GeV la precisión de la cámara de vértice en la medida del momento es comparable a la del BGO. Esto permite estimar la resolución del calorímetro electromagnético utilizando electrones cuyo momento medido en la TEC es inferior a 500 MeV.

Los valores de la resolución obtenida de los datos aparecen en la figura 3.15.b junto con la parametrización de los resultados del *Test Beam.* La resolución final del BGO puede parametrizarse como:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.015}{\sqrt{E}} + \frac{0.004}{E} + 0.01 \tag{3.2}$$

donde la energía viene dada en GeV. El término en $1/\sqrt{E}$ es debido a fluctuaciones intrínsecas de la cascada. El término en $1/E$ está relacionado con el ruido electrónico y la anchura de los pedestales. Por último, el término independiente tiene en cuenta errores de calibración y no–uniformidades del material.

La figura 3.16 muestra las distribuciones de masa invariante de π^0 y η reconstruidos en sucesos $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}$. Los valores que hemos obtenido para sus masas confirman que la calibración a baja energía es correcta dentro del 1% y las anchuras son compatibles con la resolución esperada en el BGO.

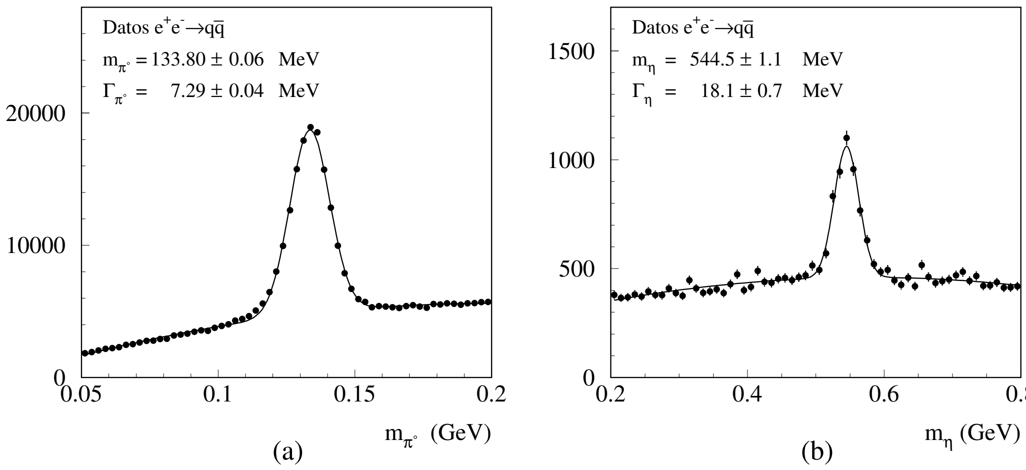


Figura 3.16: Distribución de masa invariante de los mesones (a) π^0 y (b) η procedentes de sucesos $e^+e^- \to q\overline{q}$.

3.2.2 Muones

El muón es una partícula de mínima ionización (*mip*), es decir, apenas interacciona con la materia. Un muón deja típicamente unos 250 MeV de energía al atravesar el BGO y en general es difícil que deje señal en más de dos cristales. A partir de una cierta energía, en torno a los 3 GeV, los muones atraviesan el calorímetro hadrónico y el filtro de muones, llegando a las cámaras de muones (figura 3.17). La deposición típica de energía de un muón en el calorímetro hadrónico es de unos pocos GeV y se distribuye espacialmente de forma muy colineal con su dirección de vuelo.

La identificación de muones en L3 se basa, por tanto, en la detección de una partícula en las cámaras de muones cuya cascada calorimétrica sea compatible con la producida por una partícula de mínima ionización.

En la figura 3.18 se representa el espectro de la energía depositada en el BGO y en HCAL para sucesos simulados $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$ y $\tau \to \pi\nu$. La cascada producida por un *mip* en el calorímetro hadrónico se caracteriza en términos de su profundidad (definida como el número de capas de tubos de deriva alcanzadas por la partícula) y del número de señales en el calorímetro (figura 3.19.a). En la figura 3.19.b se muestra la distribución de la energía no asociada a la partícula asumiendo que ésta es de mínima ionización.

Partiendo de la detección de una traza en las cámaras de muones los criterios de identificación son los siguientes:

- $E_{hcal} < 6$ GeV

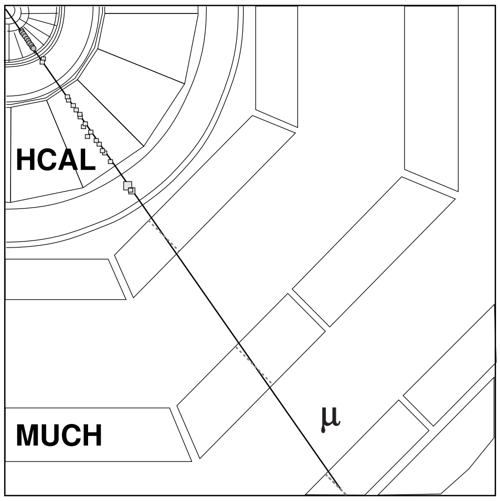


Figura 3.17: Traza dejada por un muón en el calorímetro hadrónico y en las cámaras de muones.

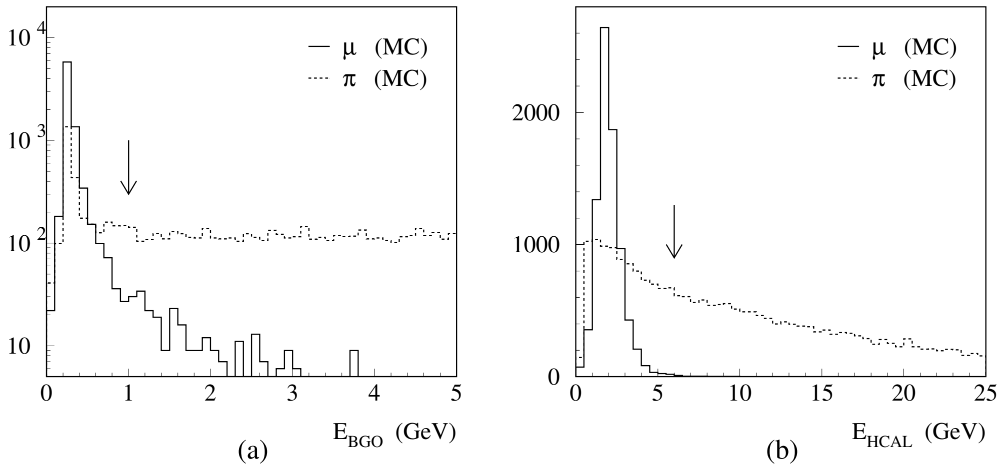


Figura 3.18: Energía depositada por los muones (a) en el BGO y (b) en HCAL.

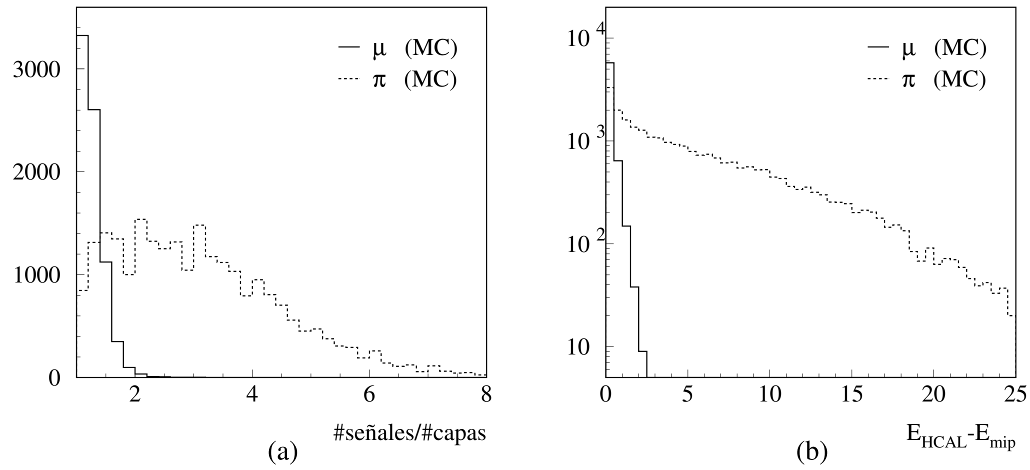


Figura 3.19: Caracterización de la cascada producida en el calorímetro hadrónico para sucesos simulados $\tau \rightarrow \mu\nu\overline{\nu}$ y $\tau \rightarrow \pi\nu$: (a) Número de señales en el calorímetro por cada capa, (b) distribución de energía no asociada a la partícula asumiendo que es de mínima ionización.

- $E_{bgo} < 1$ GeV
- $\#$ *capas* $> 50\%$ $\#$ *total de capas*
- $|dca_\mu| < 70$ mm
- $\Delta t_{sc} < 2$ ns

donde $|dca_\mu|$ es la distancia en el plano $R\phi$ de la traza del muón al punto de interacción. Δt_{sc} es la diferencia de tiempo de vuelo medido en los contadores de centelleo de hemisferios opuestos, siempre que haya señal en ambos hemisferios. El número total de capas se refiere al total de capas del módulo del calorímetro. Los dos últimos criterios eliminan de la muestra muones que no proceden del vértice (interacciones y desintegraciones de hadrones en el calorímetro y muones cósmicos).

Medida de la Energía

La determinación precisa del momento y dirección del muón se obtiene combinando la información de las cámaras de muones y la TEC.

La mayor parte de los muones que atraviesan el espectrómetro de muones de L3 deja señal en las tres capas de cámaras de deriva, por lo que se denominan "*tripletes*". En algunos casos, debido a efectos de borde o a la presencia de celdas muertas[10] en las cámaras, el muón deja

[10] Se consideran "*celdas muertas*" las celdas no activas (desconectadas) debido a un mal funcionamiento de las mismas. La información relativa a éstas está almacenada, en función del tiempo, en la base de datos de L3.

señal tan sólo en dos de las tres capas de cámaras. Estos muones reciben el nombre de "*dobletes*". La resolución en la medida del momento del muón depende críticamente del número de cámaras utilizadas en la reconstrucción de su trayectoria.

La resolución intrínseca de la cámara viene definida básicamente por el mapa de la celda. Como se ha descrito en el apartado 3.1.2 éste se determinó a partir del análisis del *Test Beam*. La resolución en la medida del momento del muón se parametriza según:

$$\frac{\sigma(1/p)}{1/p} = \sqrt{A^2 \cdot p^2 \cdot \sin^2\theta + B^2 + \frac{C^2}{p^2 \cdot \sin^2\theta}} \tag{3.3}$$

La constante B tiene en cuenta el múltiple *scattering* en las regiones entre cámaras de muones y C la incertidumbre en la pérdida de energía promedio de los muones al atravesar los calorímetros. Los parámetros B y C se obtienen de simulación Monte Carlo. El término en A corresponde a la resolución intrínseca de las cámaras de muones, que es constante en $1/p_t$ ($p_t = p \cdot \sin\theta$):

$$\sigma_{int}(1/p_t) = A \tag{3.4}$$

y se obtiene de la distribución de momento de muones procedentes de sucesos $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mu^+\mu^-$ (figura 3.20). El valor de $\sigma_{int}(1/E_{haz})$, para cada período de toma de datos, figura en la tabla siguiente:

	$A \cdot E_{haz}$ (%)	
	tripletes	dobletes
1991	2.88	17.2
1992	2.67	16.9
1993	2.91	17.5
1994	2.56	17.2

En la figura 3.21 aparece la parametrización de la función de resolución del muón en $1/p$ para tripletes y dobletes.

La escala en el momento del muón a 45 GeV se conoce con una precisión del 0.2% a partir del estudio de sucesos $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mu^+\mu^-$. A bajo momento esta escala está dominada por la pérdida de energía del muón en el calorímetro hadrónico, que se conoce con una precisión de 50 MeV.

3.2.3 Hadrones Cargados

Los canales hadrónicos de desintegración del τ que queremos analizar son $\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$[11] y $\tau \to \rho/\mathrm{K}^*\nu$. Los hadrones depositan toda su energía en los calorímetros electromagnético y hadrónico y, en último extremo, en el filtro de muones. La diferencia en las señales producidas por ambos canales se basa en la presencia de *clusters* neutros procedentes de la desintegración $\pi^0 \to \gamma\gamma$ en el caso de ρ y K^* (figura 3.22).

(11) La única forma de diferenciar piones de kaones en nuestro detector es a partir de la distribución de dE/dx en la cámara de vértice. Las diferencias son significativas tan solo por debajo de unos 450 MeV, lo que supone una fracción insignificante de la muestra. Por esta razón, a efectos de identificación y selección trataremos a piones y kaones cargados como a una misma partícula.

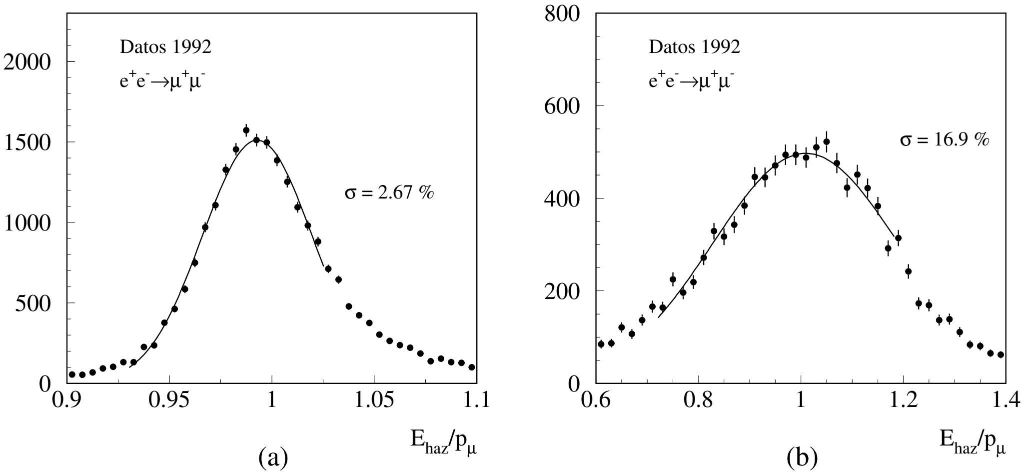


Figura 3.20: Distribución de E_{haz}/p_μ en sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ para (a) tripletes y (b) dobletes.

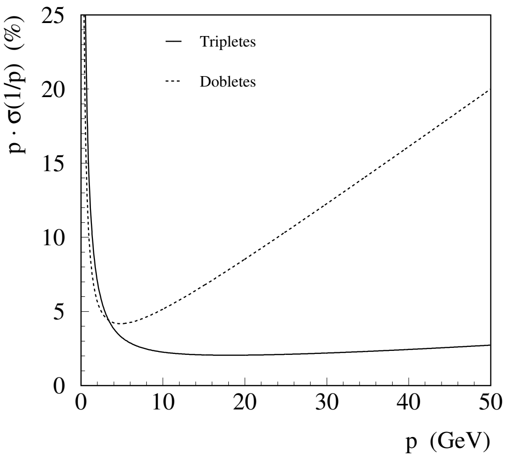


Figura 3.21: Resolución en el momento del muón para tripletes y dobletes.

Como ya hemos descrito en apartados anteriores, la cascada que produce un pión está poco colimada con respecto a su dirección de vuelo (figura 3.19) y en general se desarrolla a partir de la segunda o tercera capa del calorímetro hadrónico. En relación al calorímetro electromagnético, un pión que lo atraviesa se comporta como una partícula de mínima ionización dejando una señal en el BGO similar a la del muón. Cuando interacciona, sin embargo, desarrolla una cascada relativamente abierta en el plano transverso a su dirección de vuelo (figura 3.13).

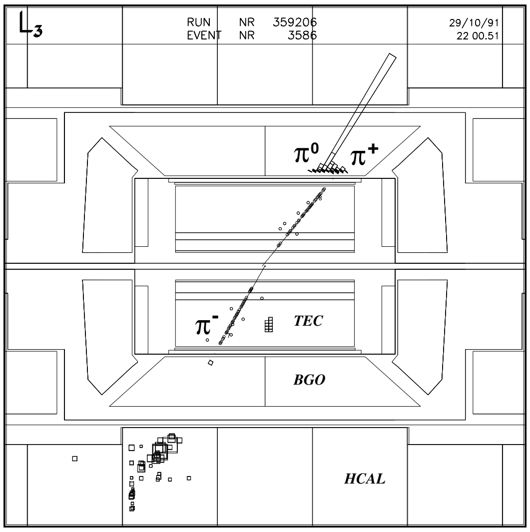


Figura 3.22: Suceso $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ registrado en L3 en el que el τ^+ (hemisferio superior) se desintegra en el canal $\tau \to \rho\nu$ y el τ^- (hemisferio inferior) en el canal $\tau \to \pi\nu$.

Identificación

Se preseleccionan como candidatos a hadrón cargado aquellas partículas identificadas en la TEC cuyas cascadas calorimétricas asociadas no sean compatibles con las desarrolladas por electrones o muones.

Para discriminar entre cascadas producidas por piones aislados y piones acompañados de π^0 se utiliza un algoritmo de búsqueda de cascadas electromagnéticas (*clusters* neutros) en el BGO(12). En la figura 3.23.a aparece la distribución de masa invariante de dos *clusters* neutros en sucesos candidatos a $\tau \to \rho\nu$.

(12) Este algoritmo se basa en la predicción de la traza de la TEC sobre el punto de impacto del $\pi^\pm$ en el cristal de BGO y en la parametrización de las formas de las cascadas electromagnéticas obtenidas de los datos del *Test beam*. Un procedimiento iterativo utiliza esta información para recalcular la energía de cada *cluster* que contribuye a la cascada en el BGO, hasta que las energías obtenidas son estables en un 1%.

Se considera que dos *clusters* neutros proceden de un π^0 si su masa invariante difiere de la del π^0 en menos de 40 MeV. Para aquellos *clusters* que no han sido asociados a piones neutros su masa invariante se recalcula ajustando su perfil a la superposición de dos cascadas electromagnéticas. Estos *clusters* son considerados candidatos a π^0 si su masa invariante difiere en menos de 50 MeV de la del π^0 o su energía es superior a 1 GeV (siendo su perfil puramente electromagnético).

Aquellas cascadas en las que no se encuentran candidatos a π^0 ni *clusters* neutros de energía superior a 500 MeV son consideradas como procedentes de piones cargados aislados si la energía medida en los calorímetros es compatible con el momento medido en la cámara de vértice:

$$\chi^2(E,P) > 0.003$$

En los casos en los que se identifique un solo π^0 consideramos que éste procede de un ρ si:

$$\chi^2(E,P) > 0.001$$

donde E es la energía calorimétrica del pión cargado. En la figura 3.23.b aparece la distribución de masa invariante de $\pi^{\pm}\pi^0$ para sucesos preseleccionados como $\tau \to \rho\nu$.

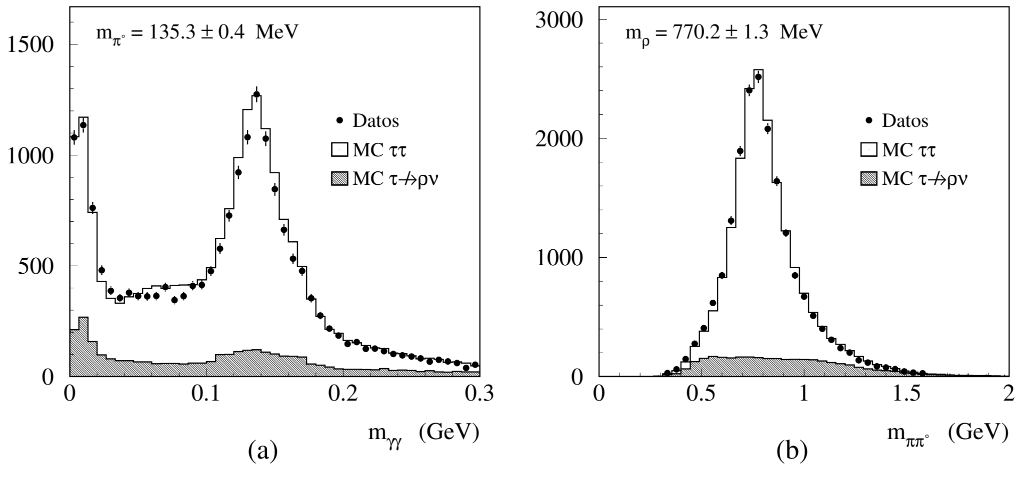


Figura 3.23: Distribución de masa invariante (a) de $\gamma\gamma$ y (b) $\pi^{\pm}\pi^0$, en datos y Monte Carlo, para una muestra preseleccionada de $\tau \to \rho\nu$.

La eficiencia de identificación de piones es 87.4% y la de mesones ρ 84%. En ambos casos ésta es relativamente independiente de la energía de las partículas.

Medida de la Energía

La energía de piones y kaones aislados se define como la energía medida en los calorímetros. La resolución se obtiene de los datos del Test Beam.

Con el fin de mejorar la resolución en la zona de baja energía del espectro ésta puede definirse como una combinación del momento medido en la cámara de vértice y de la energía medida en los calorímetros, debidamente pesada con la resolución de cada detector, minimizando la función de verosimilitud:

$$-\log\mathcal{L} = -\frac{1}{2\sigma_E^2}(E_{cal} - E_\pi)^2 - \frac{1}{2\sigma_{1/p}^2}\left(\frac{1}{p} - \frac{1}{E_\pi}\right)^2$$

con respecto a E_π, donde σ_E y $\sigma_{1/p}$ son las resoluciones en la energía calorimétrica y en el momento medido en la TEC, respectivamente, descritas en el apartado anterior. En este caso la resolución en la energía viene dada por:

$$\frac{1}{\sigma^2(E_\pi)} = \frac{1}{\sigma_E^2} + \frac{1}{\sigma_P^2}$$

donde $\sigma_P = p^2\sigma_{1/p}$. En la figura 3.24 se representa $\sigma(E_\pi)/E_\pi$ junto con las funciones de resolución de la cámara de vértice y la del calorímetro hadrónico en función de la energía.

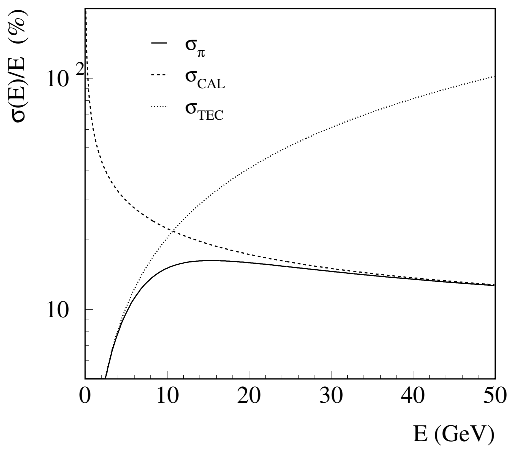


Figura 3.24: Resolución en la medida de la energía del pión en función de la energía junto con las resoluciones del calorímetro hadrónico y de la cámara de vértice.

La **energía del** ρ se calcula como:

$$E_\rho = E_{\pi^\pm} + E_{\pi^0}$$

donde E_{π^0} es la energía del π^0 medida en el BGO. En el subapartado anterior se explicó el método utilizado para extraer la contribución debida al $\pi^\pm$ y al π^0 de dos cascadas electromagnéticas en el BGO que solapan. La energía calorimétrica del pión cargado viene dada por:

$$E_{\pi^\pm}^{cal} = E_{cal} - E_{\pi^0}$$

donde E_{cal} es la energía total depositada en los calorímetros. La energía del pión cargado se calcula combinando $E_{\pi^\pm}^{cal}$ con la medida del momento de la traza cargada en la cámara de vértice, como se ha explicado anteriormente.

La distribución de masa invariante de la figura 3.23.b la hemos obtenido utilizando esta definición de las energías $E_{\pi^\pm}$ y E_{π^0}. A partir de la posición del pico conocemos la escala absoluta en la energía de los hadrones, medida en los calorímetros electromagnético y hadrónico, con una precisión del 1.5%.

3.3 Selección de la Muestra $e^+e^- \to l^+l^-$

Además de los criterios de **identificación** de partículas que acabamos de describir necesitamos una selección no sesgada de sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$. Para ello partimos en nuestro análisis de una muestra de sucesos dileptónicos:

$$e^+e^- \to l^+l^- \qquad ; \qquad l = e, \mu, \tau$$

cuya preselección no requiere una caracterización de cada uno de los diferentes tipos de leptón. En el siguiente capítulo describiremos los criterios de selección concretos de la muestra de $\tau^+\tau^-$ para cada uno de los canales de desintegración que analizamos.

Los criterios de selección de dileptones eliminan de la muestra fundamentalmente procesos $Z \to q\bar{q}$ y sucesos de dos fotones, en base a la multiplicidad de partículas y acoplanaridad del suceso.

Los sucesos $Z \to l^+l^-$ se caracterizan por tener baja multiplicidad y acoplanaridad (figura 3.25). En la figura 3.26 aparecen las distribuciones de *acoplanaridad máxima* y multiplicidad de carga para sucesos dileptónicos y hadrónicos. La *acoplanaridad máxima* se define como el ángulo máximo en el plano $R\phi$ entre el eje del suceso(13) y las trazas en la cámara de vértice.

La muestra está formada por aquellos sucesos que tienen en cada hemisferio al menos una traza cargada que pase por el vértice de interacción a lo sumo a 2 mm de distancia y que su momento transverso sea superior a 500 MeV. Restringimos la selección a la región central del

(13) El eje del suceso se define como la dirección $\vec{n}_T$ sobre la cual la suma de las proyecciones de los momentos de todas las partículas (i) visibles del suceso es máxima:

$$T = \max\left(\frac{\sum_i |\vec{E}_i \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i |\vec{E}_i|}\right)$$

La magnitud T está definida en el intervalo $[0,1]$ y se denomina comúnmente *thrust*.

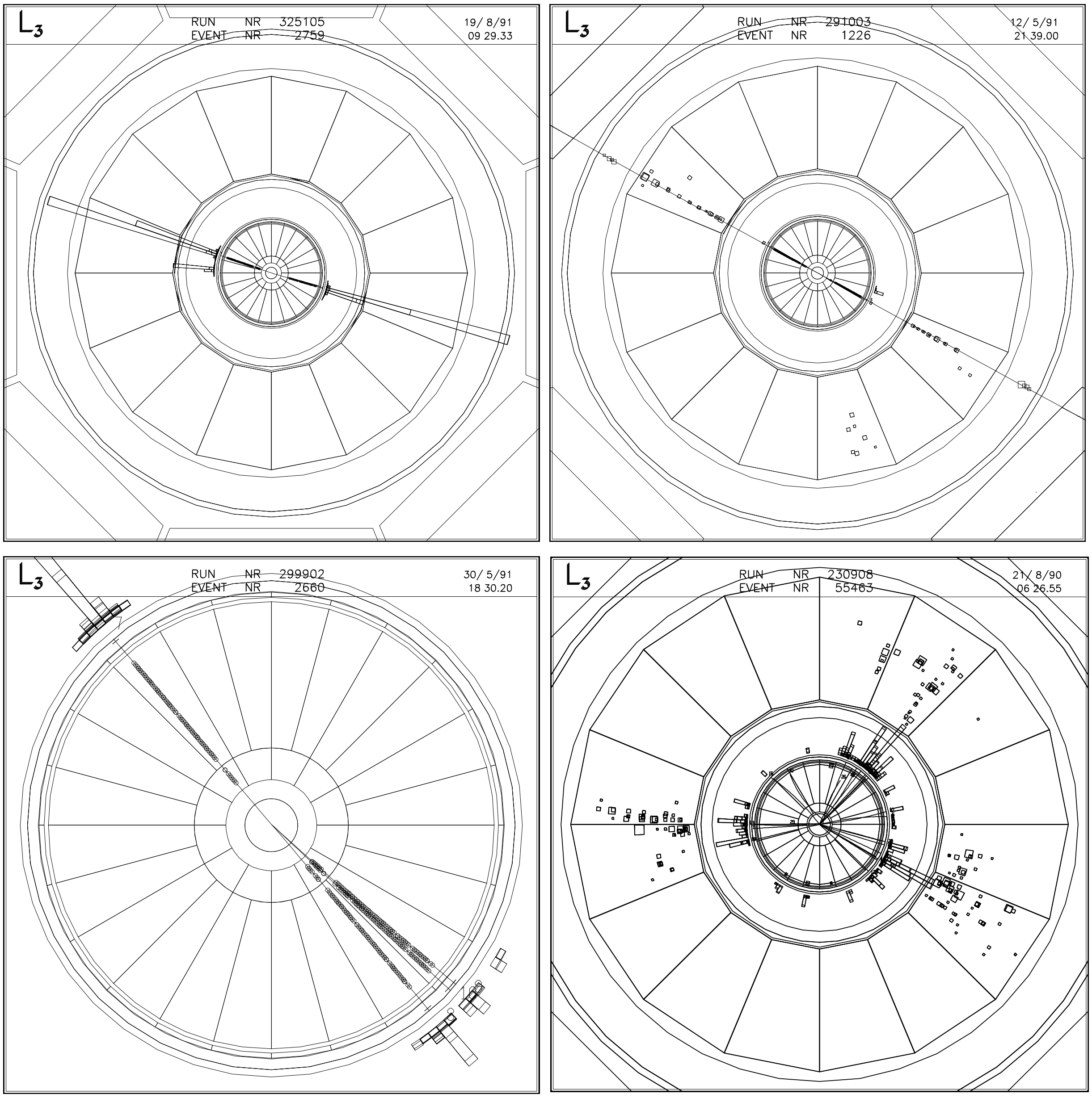


Figura 3.25: Ejemplo de sucesos $e^+e^- \to f\,\bar{f}$ tomados con el detector L3 (de izquierda a derecha y de arriba a abajo) $e^+e^- \to e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ y $q\bar{q}$. Los sucesos e^+e^-, $\mu^+\mu^-$ y $q\bar{q}$ son presentados a la escala del calorímetro hadrónico mientras que el suceso $\tau^+\tau^-$ está a nivel de la cámara de vértice.

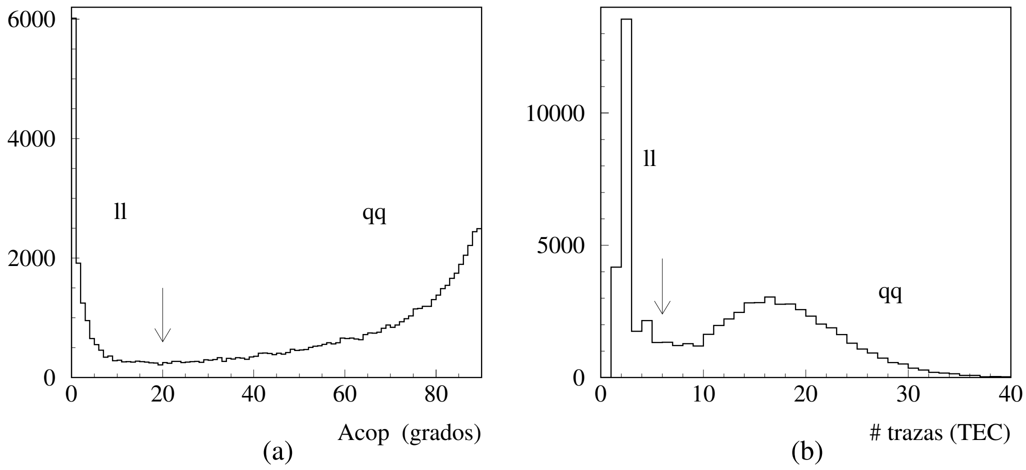


Figura 3.26: Distribuciones de (a) acoplanaridad máxima y (b) multiplicidad de carga para sucesos e^+e^-.

detector ($|\cos\theta| < 0.72$). Con el fin de eliminar de la muestra sucesos $Z \to q\bar{q}$ aplicamos los siguientes criterios:

- Acoplanaridad $\leq 20°$
- número de clusters en el BGO ≤ 20
- número de trazas por suceso ≤ 6
- número de trazas por hemisferio ≤ 5

La eficiencia de estos cortes de selección para sucesos $e^+e^- \to l^+l^-$ dentro del volumen fiducial es del 99%. La contaminación proviene fundamentalmente de sucesos de dos fotones y muones procedentes de los rayos cósmicos.

La muestra de sucesos $e^+e^- \to l^+l^-$ obtenida con los cortes de selección anteriormente descritos es utilizada para la medida de la sección eficaz de cada uno de los procesos dileptónicos. Nosotros vamos a utilizarla para obtener una muestra limpia de sucesos $\tau^+\tau^-$.

A partir de esta muestra hemos realizado estudios sistemáticos sobre la calibración de los distintos subdetectores. Además, a la hora de seleccionar los canales de desintegración del τ hemos obtenido distribuciones de energía de ciertas contribuciones a la contaminación de los propios datos contenidos en esta muestra.

Conclusiones

En este capítulo hemos estudiado el dispositivo experimental de toma de datos y hemos obtenido la parametrización de las resoluciones en la medida de la energía de las diferentes partículas. Además hemos descrito los criterios de identificación de éstas en L3.

En nuestro análisis utilizamos los datos tomados entre 1991 y 1994, correspondientes a una luminosidad de 118.8 pb^{-1} a energías en centro de masas del orden de la masa del Z. En la tabla siguiente aparece el número de candidatos a cada tipo de partícula obtenido aplicando a la muestra de dileptones los criterios de identificación descritos en este capítulo:

		$\tau \rightarrow \mathrm{X}\nu'^{\mathrm{s}}$	
partícula (X)	candidatos	eficiencia (%)	pureza (%)
e	280 074	94.9	12.5
μ	185 219	99.0	19.1
π/K	42 625	87.4	49.6
ρ/K*	46 424	84.1	87.7

En la tabla se indica la eficiencia de identificación de cada canal de desintegración del τ, estimada a partir de un estudio Monte Carlo. Estas eficiencias son altas, en torno al 90%, debido fundamentalmente a que los cortes son generales e independientes de la energía de las partículas.

La pureza está relacionada con la cantidad de sucesos $\tau \rightarrow \mathrm{X}\nu'^{\mathrm{s}}$ en la muestra total de $\mathrm{l}^+\mathrm{l}^-$, siendo X cada tipo de partícula. Es evidente que a este nivel los criterios de identificación de partículas no están optimizados para seleccionar sucesos $\tau^+\tau^-$, por lo que el contenido de sucesos que no son $\tau^+\tau^-$ en la muestra de dileptones es elevado. El caso más crítico es el de electrones y muones, para los que la cantidad de candidatos a electrón y muón procedentes de sucesos $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ y $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, respectivamente, es superior al 80%.

En el siguiente capítulo obtendremos la muestra para cada canal de desintegración del τ imponiendo criterios de selección específicos en cada hemisferio del suceso que aumentan la proporción de sucesos $\tau^+\tau^-$ en la muestra hasta niveles próximos al 90–95%.

Capítulo 4

Medida de la Polarización

Introducción

En el capítulo anterior hemos estudiado los criterios de identificación de partículas aisladas (e, μ, π y ρ) basados en las características de las señales que éstas dejan en el detector. Mediante un estudio Monte Carlo hemos estimado que la eficiencia de identificación de sucesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \tau^+\tau^-$ es próxima al 90%.

En este capítulo describimos la selección que hemos realizado de los canales de desintegración del τ (e, μ, π/K y ρ/K^*) a partir de la muestra de sucesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{l^+l^-}$. Esta selección utiliza la información recogida en ambos hemisferios del suceso y se basa en la identificación de partículas aisladas descrita en el capítulo anterior.

Mediante un ajuste de las funciones analíticas descritas en capítulos anteriores a los espectros de los datos obtendremos la medida de la asimetría de polarización para cada uno de estos canales. A lo largo del capítulo estudiaremos las posibles fuentes de error sistemático que puedan afectar a la medida.

Aunque los canales más sensibles a la polarización son $\tau \rightarrow \pi/\mathrm{K}\,\nu$ y $\tau \rightarrow \rho/\mathrm{K}^*\nu$, los canales leptónicos son muy ilustrativos para comprender el tratamiento de la contaminación, fundamentalmente debido a lo característico de las distribuciones de ésta y a la baja proporción de sucesos $\tau^+\tau^-$ en las muestras de partida. Empezaremos, por tanto, describiendo el análisis de $\tau \rightarrow \mathrm{e}\nu\overline{\nu}$ y $\tau \rightarrow \mu\nu\overline{\nu}$ y seguiremos con $\tau \rightarrow \pi/\mathrm{K}\,\nu$ y $\tau \rightarrow \rho/\mathrm{K}^*\nu$.

4.1 Análisis del canal $\tau \rightarrow \mathrm{e}\nu\overline{\nu}$

La muestra de electrones consta de unos 280 000 candidatos, preseleccionados con una eficiencia próxima al 95% a partir de la muestra de $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{l^+l^-}$. Como se observa en la figura 4.1, su distribución de energía está dominada por la contribución de los electrones procedentes de sucesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{e^+e^-}$ (en la región de alta energía) y, en menor medida, por aquella debida a procesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow (\gamma\gamma) \rightarrow \mathrm{e^+e^-e^+e^-}$ (a baja energía). La contribución de electrones procedentes del τ está repartida a lo largo de todo el espectro y, a este nivel, es más evidente en su zona intermedia.

Los candidatos a electrón procedentes de sucesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{e^+e^-}$ se caracterizan por la presencia, en el hemisferio contrario, de un electrón con energía próxima a la del haz. La figura 4.2.a muestra la distribución de energía de estos candidatos a electrón (E_{e1}) frente a la energía medida en el hemisferio opuesto (E_{e2}). En la figura se observa la concentración de sucesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{e^+e^-}$ en la región de altas energías, donde no se esperan procesos $\tau \rightarrow \mathrm{e}\nu\overline{\nu}$. Las colas en la distribución de los datos son debidas a procesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{e^+e^-}\gamma$ radiativos e ineficiencias del detector.

Los sucesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow (\gamma\gamma) \rightarrow \mathrm{e^+e^-e^+e^-}$ contenidos en la muestra son en su mayoría sucesos en los que dos electrones de alta energía escapan a la detección a bajo ángulo. Los dos electrones que se observan son de baja energía y sus momentos transversos están compensados. En la figura 4.2.b se aprecia un exceso de sucesos en los datos con electrones de baja energía y balance en momento transverso, en comparación con lo esperado para sucesos $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \tau^+\tau^-$.

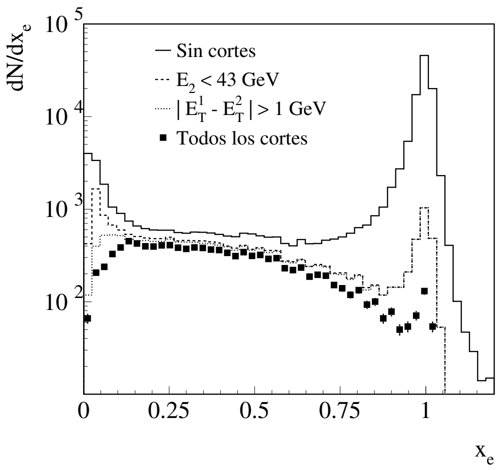


Figura 4.1: Efecto de los principales cortes de selección en la distribución de energía de electrones preseleccionados.

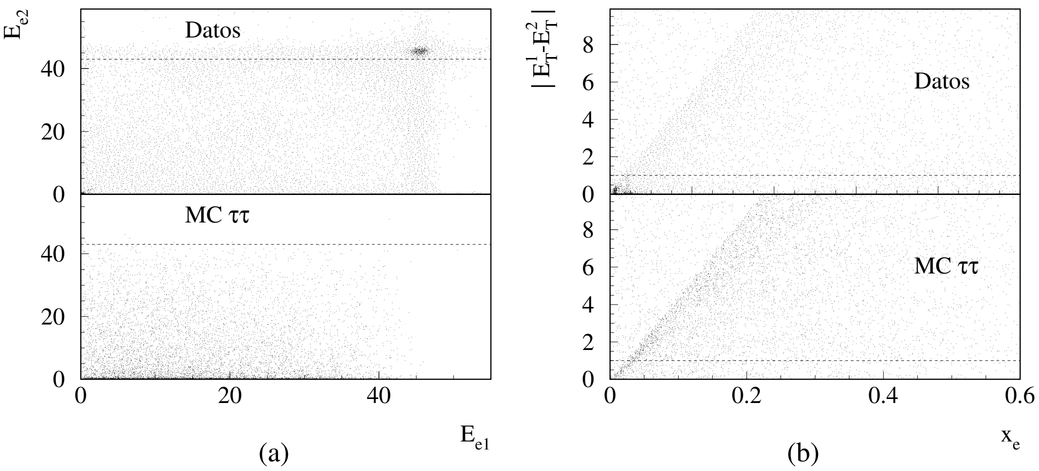


Figura 4.2: (a) Distribución de energía medida en el BGO en el hemisferio contrario al candidato a electrón. La línea de puntos refleja el corte en $E_{e2} > 43$ GeV. (b) Diferencia de energías transversas en ambos hemisferios en función de la energía del electrón.

Aplicando los siguientes criterios de selección:

- $Acol > 2.9$ rad
- $E_{e2} < 43$ GeV
- $E_{bgo} < 0.8\sqrt{s}$
- $|E_T^1 - E_T^2| > 1$ GeV

donde E_{bgo} es la energía medida en el BGO en todo el suceso y $Acol$ la acolinealidad entre ambos hemisferios, obtenemos una muestra de 22 860 candidatos a electrón con una pureza en $\tau \to e\nu\overline{\nu}$ próxima al 95%. La figura 4.3.a muestra su espectro de energía junto con la contribución de la contaminación. En el apartado siguiente estudiaremos en detalle las diferentes contribuciones de la contaminación y sus espectros de energía.

La eficiencia total de selección se representa en la figura 4.3.b en función de la energía *generada* del electrón. Esta se obtiene de la simulación Monte Carlo para cada período de toma de datos y es prácticamente independiente de la energía por encima de unos 4 GeV.

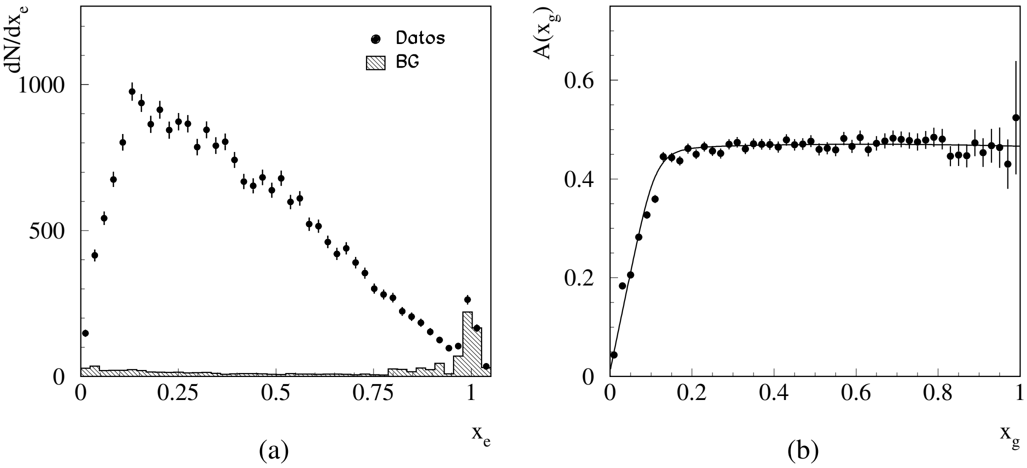


Figura 4.3: (a) Distribución de energía de los candidatos a $\tau \to e\nu\overline{\nu}$ junto con la contribución de la contaminación. (b) Función de aceptancia para electrones en función de su energía.

En nuestro estudio hemos estimado el efecto que la variación de los criterios de selección y de la parametrización de la aceptancia tiene en la medida de la asimetría de polarización: $\delta A_p = \pm 0.009$. Esta incertidumbre se incluirá como un error sistemático en el resultado.

Hemos realizado un estudio exhaustivo de la calibración y resolución en la medida de la energía de los electrones (sección 3.2.1) y del efecto que su indeterminación induce en la medida de la asimetría de la polarización. Esta apenas depende de la resolución en la medida de la energía: es necesario degradar la resolución en un factor 2 para introducir una variación $\delta A_p = 0.020$. Los efectos de calibración (escala de energía) son más importantes. Como hemos descrito en el capítulo 3, la calibración del BGO se conoce con una precisión del 0.1% para electrones de 45 GeV y del 1% para electrones de baja energía. Estos errores de calibración inducen una indeterminación en la medida de la asimetría de polarización de ± 0.012.

En nuestro análisis hemos incluido el efecto debido a fotones radiativos del estado final, que inducen colas no gausianas en las distribuciones de la medida de la energía (figura 4.4). No tener en cuenta el efecto de estos fotones equivale a cometer errores de calibración del orden del 2%.

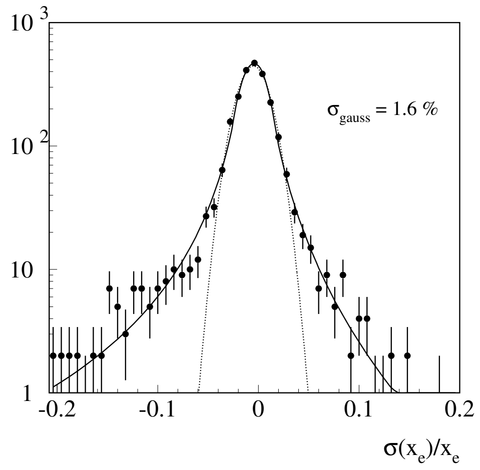


Figura 4.4: Distribución de energías medidas de electrones de Monte Carlo con e-nergías en el intervalo $[23, 25]$ GeV.

4.1.1 Análisis de la Muestra

La medida de la asimetría de la polarización del τ se realiza por medio de un ajuste de máxima verosimilitud:

$$\mathcal{L} = R \prod_{i=1}^{N} \rho(x_i) \tag{4.1}$$

donde la función de densidad de probabilidad $\rho(x)$ viene dada por:

$$\rho(x) = \alpha \cdot \rho_e(x) + (1 - \alpha) \cdot \rho_e^{bg}(x)$$

siendo α la pureza de procesos $\tau \to e\nu\overline{\nu}$ en la muestra y $\rho_e(x)$ y $\rho_e^{bg}(x)$ las funciones de densidad de probabilidad de la señal y de la contaminación respectivamente. La función $\rho_e(x)$ es el resultado de convolucionar la función de densidad de probabilidad descrita en el capítulo 2 con las funciones de aceptancia y resolución en la medida de la energía descritas anteriormente.

Contaminación de la Muestra

Las contribuciones de la contaminación que tenemos son, en principio:

- $e^+e^- \to e^+e^-$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ y sucesos de dos fotones
- $\tau \not\to e\nu\overline{\nu}$ (otros canales de desintegración del τ)
- contaminación no procedente de la interacción e^+e^- (cósmicos, interacción haz–gas)

La función $\rho_e^{bg}(x)$ puede expresarse, por tanto, como:

$$\rho_e^{bg}(x) = g_\tau\ \rho_\tau^{bg}(x) + g_{ee}\ \rho_{ee}^{bg}(x) + g_{\mu\mu}\ \rho_{\mu\mu}^{bg}(x) + g_{\gamma\gamma}\ \rho_{\gamma\gamma}^{bg}(x) + g_{\mu_c}\ \rho_{\mu_c}^{bg}(x)$$

donde $g_\tau \ldots g_{\mu_c}$ son las proporciones relativas de cada uno de los procesos correspondientes y $\rho_\tau^{bg} \ldots \rho_{\mu_c}^{bg}$ sus funciones de densidad de probabilidad en función de la energía. La normalización de ρ_e^{bg} exige que la suma de las cantidades relativas sea uno:

$$g_\tau + g_{ee} + g_{\mu\mu} + g_{\gamma\gamma} + g_{\mu_c} = 1$$

En este caso en concreto la contribución debida a sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ y muones cósmicos es menor que 0.001, por lo que no la tenemos en cuenta en el análisis.

Conocer de forma precisa el espectro de los datos supone controlar cada una de las contribuciones de la contaminación tanto en cantidad (g_i) como en forma (ρ_i^{bg}). A continuación vamos a describir en detalle cómo obtenemos estos espectros.

$\boxed{e^+e^- \to e^+e^-}$

Como se observa en las figuras 4.1 y 4.3.a, los cortes de selección reducen en gran medida la proporción de sucesos $e^+e^- \to e^+e^-$ en la muestra. Las ineficiencias en el calorímetro electromagnético (cristales muertos, huecos entre el barril y los end–caps) y la existencia de procesos radiativos $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ hacen que en determinados casos no sea fácil identificar este tipo de sucesos y, por tanto, eliminarlos totalmente de la muestra.

El espectro de energía de los sucesos $e^+e^- \to e^+e^-$ remanentes (ρ_{ee}^{bg}) se ha determinado a partir de un estudio sobre sucesos simulados por método Monte Carlo (figura 4.6.a). Como se observa en la figura, la mayor parte de los sucesos se agrupan en torno a altos valores de x, donde la cantidad de sucesos $\tau \to e\nu\overline{\nu}$ es muy reducida.

La distribución característica de este espectro nos permite determinar la fracción g_{ee} directamente del ajuste a los datos. La cantidad de contaminación ($\approx 2.8\%$) depende del funcionamiento del BGO y de la cámara de vértice y varía de año en año. El error que la determinación de g_{ee} y ρ_{ee}^{bg} induce en la medida de la asimetría de polarización es $\delta A_p = \pm 0.006$, muy por debajo del error puramente estadístico.

El espectro simulado por Monte Carlo ha sido comprobado y ajustado con sucesos reales en los que en el hemisferio opuesto se identifica un electrón de alta energía ($E_{e2} > 43$ GeV).

$\boxed{\gamma\gamma}$

Los criterios de acolinealidad y diferencia de energías transversas aplicada a los datos reducen en gran medida la contaminación de sucesos $e^+e^- \to (\gamma\gamma) \to e^+e^-e^+e^-$.

Para caracterizar la contaminación restante hemos utilizado una submuestra de sucesos $e^+e^- \to (\gamma\gamma) \to e^+e^-e^+e^-$, seleccionada a partir de la muestra de $e^+e^- \to l^+l^-$ de los datos. Los criterios concretos de selección son los siguientes:

- 1.9 rad $< Acol < 2.6$ rad
- $E_{bgo} < 0.5\sqrt{s}$
- exsiste un candidato a electrón en cada hemisferio del suceso

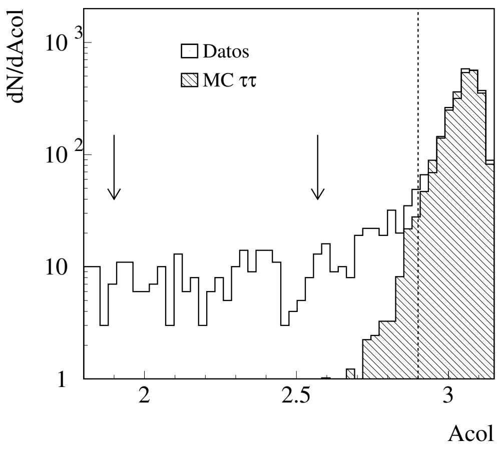


Figura 4.5: Distribución de acolinealidad en los datos superpuesta con la misma distribución para el Monte Carlo de $\tau^+\tau^-$. En la figura se indican los cortes para seleccionar la muestra de sucesos de dos fotones (flechas) y la de $\tau \to e\nu\overline{\nu}$ (línea discontinua).

Este subconjunto de sucesos nos permite, asumiendo que su distribución de acolinealidad es uniforme (figura 4.5), determinar el espectro de energía y la proporción de sucesos de este tipo existentes en el intervalo $Acol > 2.9$ rad.

La cantidad de contaminación en la muestra así obtenida es del 0.3% y representa una pequeña fracción del total. Su espectro normalizado aparece en la figura 4.6.a. Al igual que en el resto de los canales de contaminación, la proporción de sucesos de dos fotones depende del funcionamiento del detector por lo que ha sido determinado, de forma independiente, en cada período de toma de datos. El tratamiento que le hemos dado a la muestra de sucesos de dos fotones tiene en cuenta estas variaciones. El cambio en la medida de A_p debido a la incertidumbre en la proporción y espectro de energía de sucesos de dos fotones es pequeño (± 0.005) y se incluirá dentro del error sistemático.

$\boxed{\tau \not\to e\nu\overline{\nu}}$

Esta contaminación procede en su mayoría de piones y kaones que han sido mal identificados debido a ineficiencias del detector (cristales muertos, efectos de borde) o del algoritmo de identificación.

Las funciones de densidad de probabilidad de estos canales han sido deducidas en el capítulo 2, por lo que su caracterización en la muestra puede realizarse siguiendo un tratamiento análogo al de la señal:

$$\rho_\tau^{bg}(x) \propto \int_{x'_{min}}^{x'_{max}} \left[h_0^{bg}(x') + h_1(x')^{bg} \cdot A_p\right] \cdot A(x') \cdot R(x', x)\, dx'$$

siendo $h_0(x')$ y $h_1(x')$ las funciones calculadas analíticamente para el canal de contaminación correspondiente. Las funciones $A(x')$ y $R(x', x)$ son las parametrizaciones de la aceptancia y la resolución en la medida de la energía de los procesos $\tau \not\to e\nu\overline{\nu}$ al ser seleccionados y medidos como electrones.

Esta resolución no obedece, en general, a ningún tipo de distribución simple (gausiana) y su caracterización resulta un tanto artificial. Esto, unido a la escasa proporción de sucesos de contaminación en la muestra ($\approx 1.5\%$), nos ha llevado a considerar más conveniente deducir la función $\rho_\tau^{bg}(x)$ a partir de sucesos simulados Monte Carlo.

Con el fin de tener en cuenta la dependencia del espectro observado con la asimetría de polarización hemos parametrizado por separado el espectro de energía de los sucesos generados con helicidad positiva y negativa (figura 4.6.b) y hemos definido, a partir de ellos, las funciones $j_0^{bg}(x)$ y $j_1^{bg}(x)$ de modo que:

$$\rho_\tau^{bg}(x) = j_0^{bg}(x) + j_1^{bg}(x) \cdot \kappa \cdot A_p$$

siendo A_p la asimetría de polarización del τ. La constante κ definida como:

$$\kappa = \frac{A_p^{bg}}{A_p}$$

reproduce el efecto asimétrico de la selección en estas distribuciones de helicidad positiva y negativa (A_p^{bg} es la asimetría de polarización observada en la contaminación). Para este canal el valor de κ es 2.02 ± 0.17.

La incertidumbre en el conocimiento de la proporción y forma de la contaminación y en el valor de la constante κ procede, por tanto, de la limitación estadística del Monte Carlo utilizado. Hemos estimado que esta incertidumbre induce una indeterminación en la medida de A_p de 0.003.

4.1.2 Resultados

En este apartado hemos estudiado la composición de la muestra del canal de electrones, así como las funciones de aceptancia y de resolución en la medida de su energía. Esta muestra consta de 22 860 candidatos a $\tau \to e\nu\overline{\nu}$ y la contaminación supone un 4.7%.

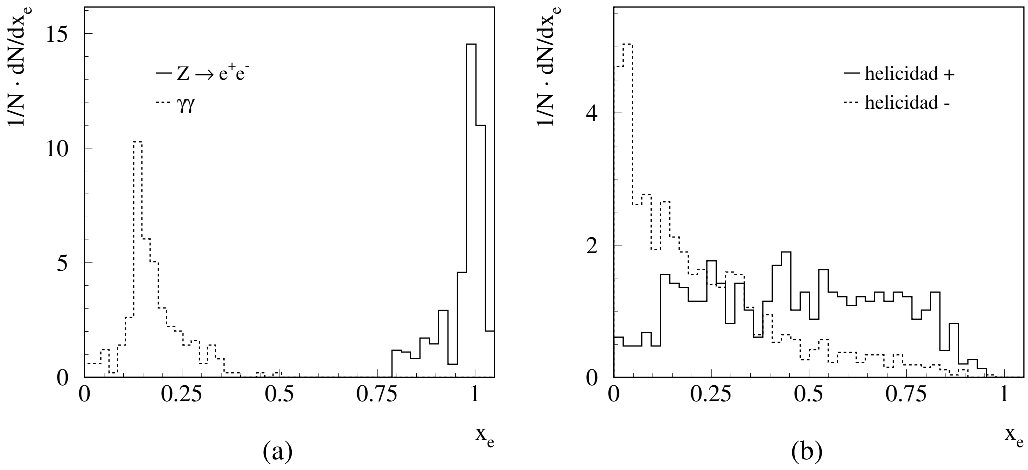


Figura 4.6: Espectros de energía normalizados de la contaminación: (a) sucesos de dos fotones, $e^+e^- \to e^+e^-$ y (b) $\tau \not\to e\nu\overline{\nu}$.

Utilizando esta muestra hemos obtenido el valor de la asimetría de polarización para cada período de toma de datos. Estos valores figuran en la siguiente tabla, junto con la cantidad de contaminación obtenida del ajuste:

Período	A_p	% BG ee	% BG Total	χ^2/dof
1991	0.010 ± 0.115	2.4 ± 0.4	4.5	55/42
1992	0.118 ± 0.078	2.8 ± 0.3	4.9	57/43
1993	0.163 ± 0.078	3.1 ± 0.3	5.5	83/42
1994	0.167 ± 0.054	2.9 ± 0.2	4.6	68/41

El ajuste se realiza utilizando el método de máxima verosimilitud. El valor del χ^2 por grado de libertad (dof) que figura en la tabla da una idea de la calidad del mismo. Realizando el ajuste conjunto a toda la muestra obtenemos el valor de la asimetría de polarización para el canal $\tau \to e\nu\overline{\nu}$:

$$\boxed{A_p = 0.150 \pm 0.036 \pm 0.018}$$

donde el primer error es estadístico y el segundo sistemático. En la figura 4.7 se presenta el espectro de energía de los datos después de sustraer la contribución de la contaminación. La función continua corresponde al espectro de energía para el valor de A_p obtenido en el ajuste.

A lo largo del apartado hemos discutido las diferentes contribuciones al error sistemático siendo el más importante el debido a la incertidumbre en la calibración. La indeterminación en la normalización de la contaminación de sucesos $e^+e^- \to e^+e^-$ contribuye al error estadístico de la medida, al ser un parámetro libre en el ajuste.

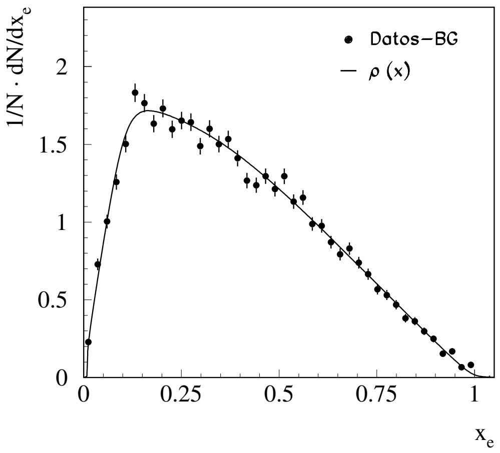


Figura 4.7: Distribución de energía de los candidatos a $\tau \to e\nu\overline{\nu}$ después de sustraer la contribución de la contaminación.

Hemos comprobado también la dependencia del resultado con el espacio de fases elegido para el ajuste. La principal contribución al error sistemático proviene del valor de x mínimo elegido. Las variaciones en el resultado oscilan en torno al valor central sin que se observe ninguna correlación clara entre el valor de A_p medido y el espacio de fases utilizado.

En la siguiente tabla resumimos las diferentes contribuciones al error sistemático:

fuente	σ
Selección y aceptancia	0.009
Contaminación	0.006
Resolución	0.003
Calibración	0.012
Espacio de Fases	0.007

4.2 Análisis del canal $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$

El análisis de este canal es en cierta medida similar al de $\tau \to e\nu\overline{\nu}$. En ambos casos la sentividad es parecida, la resolución en la medida de la energía es del orden del 1–3% y las principales contribuciones a la contaminación están concentradas en un intervalo bien definido a altos valores de x.

La muestra de muones que hemos preseleccionado en el capítulo anterior consta de unos 190 000 candidatos a muón, de los cuales estimamos que aproximadamente 35 000 proceden directamente del τ. El resto son muones que provienen en su mayoría de la desintegración del

Z (Z $\to \mu^+\mu^-(\gamma)$) y, en mucha menor medida, de sucesos $e^+e^- \to (\gamma\gamma) \to e^+e^-\mu^+\mu^-$.

Estos últimos son sucesos en los que el electrón y el positrón del estado final escapan por el tubo del haz sin ser detectados, llevando la mayor parte de la energía del suceso. El espectro de momento de los muones está concentrado a bajos valores. Su distribución de acolinealidad es, además, más abierta que la esperada para sucesos dileptónicos.

Los sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ se caracterizan porque, en general, al menos uno de los muones es de alta energía ($E_\mu \simeq E_{haz}$). En la figura 4.8.a se puede ver la destacada contribución de éstos en el espectro de momento del muón, concentrada en la región $x_\mu \gtrsim 0.8$. En la figura 4.8.b hemos representado el momento del candidato a muón ($E_{\mu 1}$) frente al momento medido en el hemisferio opuesto ($E_{\mu 2}$), si en éste se ha identificado un muón. En ella podemos ver la mayor parte de los muones que provienen de sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ concentrados en la región $E_{\mu 1} \simeq \sqrt{s}/2$ y $E_{\mu 2} \simeq \sqrt{s}/2$. Las franjas horizontal y vertical corresponden a aquellos muones procedentes de sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ radiativos o sucesos en los que la energía de uno de ellos ha sido mal medida (regiones ineficientes del detector, celdas muertas...).

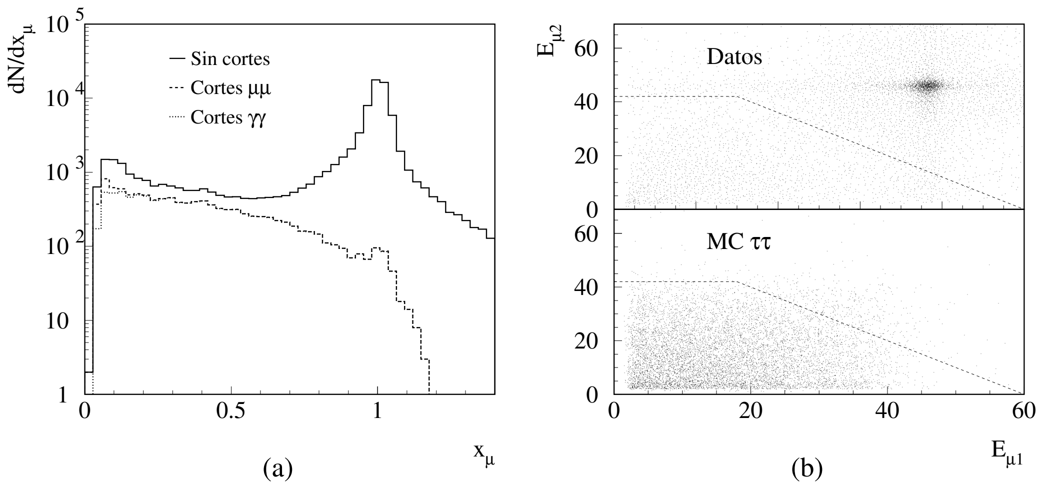


Figura 4.8: (a) Efecto de los cortes de selección en la distribución de energía de los muones preseleccionados. (b) Distribución de momento del candidato a $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$ ($E_{\mu 1}$) frente al momento del muón identificado en el hemisferio opuesto ($E_{\mu 2}$) para datos y Monte Carlo de $\tau^+\tau^-$. La línea indica los cortes en $E_{\mu 2} < 42$ GeV y $E_{\mu 1} + E_{\mu 2} < 60$ GeV.

La selección de la muestra de $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$ se realiza en base a criterios similares a los utilizados en la selección de sucesos $\tau \to e\nu\overline{\nu}$:

- $Acol > 2.8$ rad
- $E_{\mu 2} < 42$ GeV
- $E_{\mu 1} + E_{\mu 2} < 60$ GeV

- $|E^T_{\mu 1} - E^T_{\mu 2}| > 1$ GeV
- $|E^T_{\mu 1} + E^T_{\mu 2}| > 12$ GeV
- Tripletes (muones reconstruidos con señales en las tres capas de cámaras)

La inclusión de muones dobletes en la muestra aumenta la estadística en aproximadamente un 20%, pero la caracterización de su contaminación introduce efectos sistemáticos en la medida de la asimetría de polarización que no hacen mejorar la sensitividad. Por esta razón no los tenemos en cuenta en nuestro análisis.

La muestra que hemos obtenido aplicando estos criterios consta de 16 529 candidatos, con una pureza en sucesos $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$ del orden del 95%. En su espectro de energía, que representamos en la figura 4.9.a, se aprecia todavía una contribución de muones de alto momento, procedentes de sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$. El estudio detallado de las distintas fuentes de contaminación en la muestra se describe en la siguiente sección.

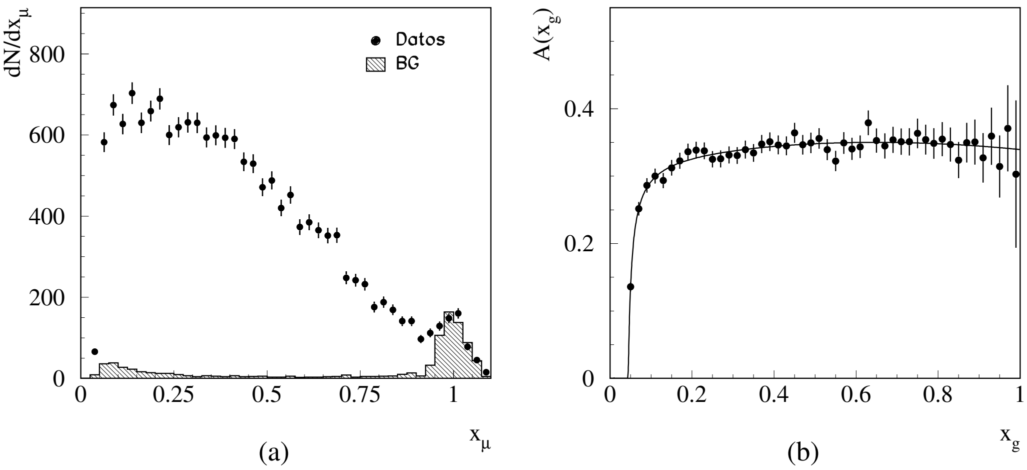


Figura 4.9: (a) Distribución de momento de los candidatos a $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$ junto con la contribución de la contaminación. (b) Función de aceptancia total para muones tripletes en función del momento generado del muón.

Los criterios de selección son en gran medida independientes del momento del muón. En la figura 4.9.b mostramos la aceptancia total de muones, estimada a partir de sucesos Monte Carlo, en función del momento *generado* del muón. La brusca caída de la aceptancia a bajo momento es debida a la mínima energía necesaria para que un muón atraviese el calorímetro y sea detectado en las cámaras de muones (aproximadamente 3 GeV). Hemos estimado el error sistemático inducido en la medida de la asimetría de polarización por la variación de los criterios de selección y la parametrización de la aceptancia en $\delta A_p = \pm 0.008$.

Como se ha descrito en el capítulo 3, hemos realizado un estudio detallado de la calibración y resolución en la medida del momento del muón. La escala absoluta en la medida del momento del muón a alta energía se ha determinado con una precisión del 0.2% con sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. A bajo momento esta está dominada por el error en la determinación de la energía promedio depositada por el muón en el calorímetro ($\approx$ 50 MeV). El error sistemático en la medida de la asimetría de polarización debido al error en la calibración se ha estimado en $\delta A_p = \pm 0.014$.

4.2.1 Análisis de la Muestra

La distribución de energía de los candidatos a $\tau \rightarrow \mu\nu\overline{\nu}$ viene dada por la función de densidad de probabilidad:

$$\rho(x) = \alpha \cdot \rho_\mu(x) + (1-\alpha) \cdot \rho_\mu^{bg}(x)$$

donde α es la pureza de $\tau \rightarrow \mu\nu\overline{\nu}$ en la muestra. La función $\rho^\mu(x)$ correponde al espectro de los muones procedentes del τ y $\rho_\mu^{bg}(x)$ al de la contaminación. El espectro de la contaminación puede exprsarse en términos de las diferentes contribuciones:

$$\rho_\mu^{bg}(x) = g_\tau \; \rho_\tau^{bg}(x) + g_{\mu\mu} \; \rho_{\mu\mu}^{bg}(x) + g_{\gamma\gamma} \; \rho_{\gamma\gamma}^{bg}(x) + g_{\mu_c} \; \rho_{\mu_c}^{bg}(x)$$

donde las g_i son las cantidades relativas de cada contribución a la contaminación y $\rho_i^{bg}(x)$ sus espectros normalizados de energía (no hemos tenido en cuenta la contribución de sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ por ser menor del 0.1%). A continuación vamos a describir más en detalle cada fuente de contaminación.

$\boxed{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$

La mayor parte de los sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ han sido eliminados de la muestra con los criterios de selección empleados. Hay sucesos de este tipo, sin embargo, que son difíciles de identificar, fundamentalmente sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ y aquellos en los que no ha sido posible detectar o reconstruir el muón en el hemisferio contrario (celdas muertas, huecos entre cámaras...). Su espectro de energía ha sido obtenido a partir de sucesos Monte Carlo (figura 4.10.a) y ha sido comprobado y ajustado utilizando sucesos reales $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ identificados al poseer un muón de alto momento en el hemisferio opuesto.

Esta contaminación está muy localizada en una región donde la cantidad de señal es muy reducida ($x_\mu > 0.9$). Su normalización se obtiene de los propios datos como un parámetro libre en el ajuste. La proporción de contaminación es diferente cada año, debido a la evolución del número de zonas muertas con el tiempo, siendo en promedio del 3.9% (más de dos tericos del total de la contaminación). La incertidumbre en $g_{\mu\mu}$ obtenida del ajuste contribuye al error estadístico en la medida de A_p en ± 0.006.

$\boxed{e^+e^- \rightarrow (\gamma\gamma) \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-}$

Como comentamos al principio del apartado, estos son sucesos en los que el electrón y el positrón del estado final escapan por el tubo del haz, por lo que la mayor parte de la energía del suceso no es detectada. Hemos obtenido el espectro y proporción de esta fuente de contaminación a partir de los datos, de forma análoga a la descrita para el canal $\tau \to e\nu\overline{\nu}$.

A partir de los datos de $e^+e^- \to l^+l^-$ hemos seleccionado una muestra de sucesos de dos fotones con los siguientes criterios:

- 1.8 rad $< Acol <$ 2.7 rad
- existen dos muones identificados en el suceso

y hemos extrapolado la proporción de sucesos a $Acol >$ 2.8 rad asumiendo una distribución plana de acolinealidad. La cantidad de contaminación estimada en la muestra debida a este tipo de sucesos supone el 0.7% (algo más del 10% del total de contaminación). En la figura 4.10.a podemos ver que su espectro está concentrado en la región de bajo momento. La variación en la medida de A_p inducida por un cambio en su normalización y en la caracterización de su espectro es despreciable (menor que 0.001).

$\boxed{\tau \not\to \mu\nu\overline{\nu}}$

En algunos casos los piones y kaones procedentes de la desintegración del τ ($\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$, $\tau \to \rho/\mathrm{K}^*\nu$) sufren interacciones en los calorímetros que dan lugar a muones, en general de bajo momento. La cantidad y distribución de momento de estos muones, que provienen indirectamente del τ, dependen de la polarización.

En la figura 4.10.b se muestra el espectro de las componentes Left y Right de esta fuente de contaminación, obtenidas con sucesos Monte Carlo. Su distribución de energía se ha obtenido a partir de éstas de forma similar a la descrita en el tratamiento de la muestra $\tau \to e\nu\overline{\nu}$ y su contribución es del 0.7%. El valor de la constante κ en este caso es 0.9 ± 0.3.

El error sistemático en la medida de la asimetría de polarización debido a la incertidumbre en la cantidad y espectro de esta funte de contaminación es de ± 0.003.

cósmicos (μ_c)

Los muones que provienen de la desintegración en vuelo, en las capas bajas de la atmósfera, de piones y kaones procedentes de los rayos cósmicos pueden confundirse en algunos casos con muones originados en el vértice de interacción e^+e^-.

Estos sucesos son identificados en base a la información recogida en hemisferios opuestos del contador de tiempo de vuelo ($\Delta t_{sc} <$ 2 ns) y a la medida de la distancia a la que la partícula pasa del vértice de interacción ($|dca_\mu| <$ 2 mm). La escasa contaminación remanente en la muestra es debida fundamentalmente a ruido o ineficiencias de los plásticos de centelleo. Para estos muones la distribución de $|dca_\mu|$ es uniforme.

Tanto la cantidad de sucesos de contaminación como su espectro de energía (figura 4.10.a) se obtienen de una submuestra de sucesos que, cumpliendo los criterios de selección, no proceden del vértice de interacción ($|dca_\mu| \in [5, 15]$ mm). La cantidad de contaminación estimada de esta forma es del 0.3% y varía ligeramente para cada período de toma de datos.

El error sistemático en la medida de la asimetría de polarización debido al error en la estimación de esta contaminación es de $\delta A_p = \pm 0.003$.

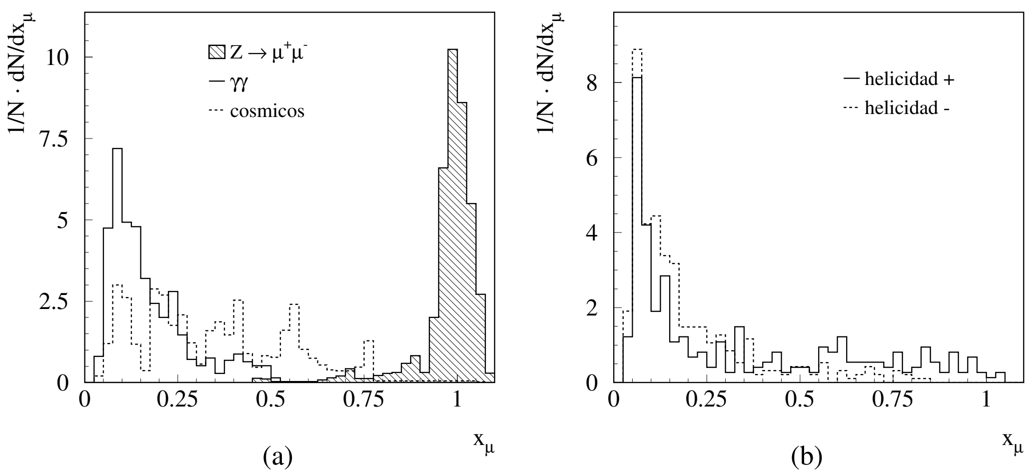


Figura 4.10: Espectros de energía normalizados de las diferentes contribuciones a la contaminación: (a) $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, sucesos de dos fotones y muones cósmicos y (b) $\tau \not\to \mu\nu\overline{\nu}$.

4.2.2 Resultados

En este apartado hemos estudiado la composición de la muestra del canal $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$, que consta de 16 529 candidatos. Asimismo hemos estimado, utilizando los datos y el Monte Carlo, que la cantidad de contaminación es de un 5.6%, siendo la contribución más importante la debida a muones procedentes de sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$.

A partir de esta muestra hemos obtenido el valor de la asimetría de polarización para cada período de toma de datos. En la tabla siguiente aparecen estos valores junto con la proporción de contaminación en la muestra, la contribución de sucesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ obtenida y el valor del χ^2 por grado de libertad:

Período	A_p	% BG $\mu\mu$	% BG Total	χ^2/dof
1991	0.029 ± 0.118	3.1 ± 0.5	4.9	74/39
1992	0.119 ± 0.083	4.8 ± 0.4	6.3	62/40
1993	0.173 ± 0.084	3.7 ± 0.4	6.0	66/40
1994	0.132 ± 0.055	3.7 ± 0.2	5.2	81/39

Realizando el ajuste conjunto a toda la muestra obtenemos el valor de la asimetría de polarización para el canal $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$:

$$\boxed{A_p = 0.125 \pm 0.039 \pm 0.019}$$

En la figura 4.11 hemos representado el espectro normalizado de momento del muón después de sustraer la contribución de la contaminación. La línea continua representa la función analítica para el valor de A_p obtenido en el ajuste.

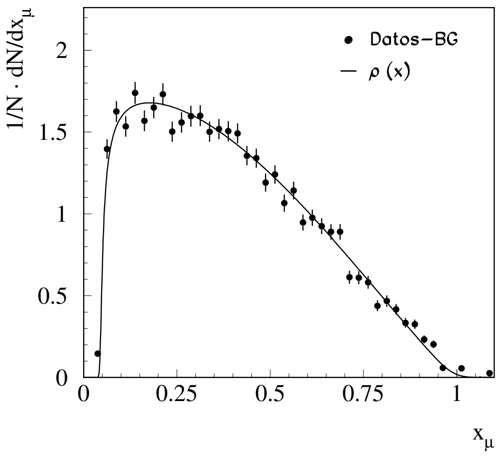


Figura 4.11: Distribución normalizada de momento de los candidatos a $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$ después de substraer la contribución de la contaminación.

Además de las contribuciones al error sistemático que hemos comentado a lo largo de este apartado, hemos estudiado en detalle otras posibles fuentes de error: parametrización de las distribuciones de la contaminación, dependencia con el espacio de fases del ajuste y calibración, fundamentalmente.

La elección del intervalo en x del ajuste (espacio de fases) no introduce un sesgo en la medida de A_p. La principal contribución a esta fuente de error proviene de la variación del valor de x mínimo elegido.

En la siguiente tabla resumimos las diferentes contribuciones al error sistemático:

fuente	σ
Selección y aceptancia	0.008
Contaminación	0.004
Resolución	0.002
Calibración	0.014
Espacio de Fases	0.009

4.3 Análisis del canal $\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$

Como ya hemos dicho, este es el canal más sensible a la medida de A_p. La muestra preseleccionada de piones y kaones consta de algo más de 40 000 candidatos, de los que solo esperamos que aproximadamente la mitad correspondan a procesos $\tau \to \pi\nu$ y $\tau \to \mathrm{K}\nu$. En la figura 4.12.a mostramos su espectro de energía.

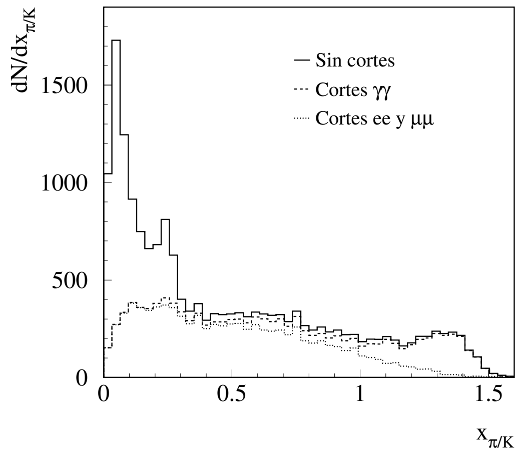


Figura 4.12: Distribución de energía de piones y kaones preseleccionados en función de algunos cortes.

Como se ha descrito en el capítulo 3, se preseleccionan como hadrones cargados aquellas partículas identificadas en la cámara de vértice cuyas cascadas calorimétricas no sean compatibles con las desarrolladas por electrones o muones. Esto implica que partículas que se comportan de forma anómala, bien por interacciones secundarias en los calorímetros, bien por atravesar regiones ineficientes de los mismos, pueden ser confundidas con hadrones cargados. La mayor parte de la contaminación procedente de sucesos $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}$ y $\mathrm{e^+e^-} \to \mu^+\mu^-$ es de este tipo.

En la muestra preseleccionada de piones y kaones existe una cantidad no despreciable de sucesos $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}$, $\mathrm{e^+e^-} \to \mu^+\mu^-$ y sucesos de dos fotones. En la figura 4.12.a se pueden apreciar dos contribuciones importantes a alta y baja energía procedentes de estos sucesos y el efecto que en ellos tienen los criterios de selección. Estos criterios utilizan, al igual que para los otros canales, la información de ambos hemisferios del suceso.

Para rechazar sucesos $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}$ y $\mathrm{e^+e^-} \to \mu^+\mu^-$ exigimos que si se identifica un electrón o muón en el hemisferio opuesto, su energía (E_{e2} y $E_{\mu 2}$) no sea próxima a la del haz. Eliminamos los sucesos de dos fotones exigiendo que las patículas en ambos hemisferios no estén balanceadas en momento transverso (E_T). A continuación escribimos de forma explícita estos criterios de selección:

- $E_{e2} < 40$ GeV

- $E_{\mu 2} < 40$ GeV
- $E_{bgo} < 0.65\sqrt{s}$
- $|E_T^1 - E_T^2| > 1$ GeV

Si existen trazas en las cámaras de muones de hemisferios opuestos las cascadas desarrolladas en los calorímetros, en ambos hemisferios, no deben ser compatibles con las que dejaría un muón:

- $E_{bgo}^{1,2} > 2$ GeV
- $E_{hcal}^{1,2} > 5$ GeV

La muestra de $\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$ que hemos obtenido al aplicar estos criterios de selección consta de 15 433 candidatos. En la figura 4.13.a mostramos el espectro de energía de la señal. En él se aprecia la contribución de la contaminación, que es aproximadamente del 13%.

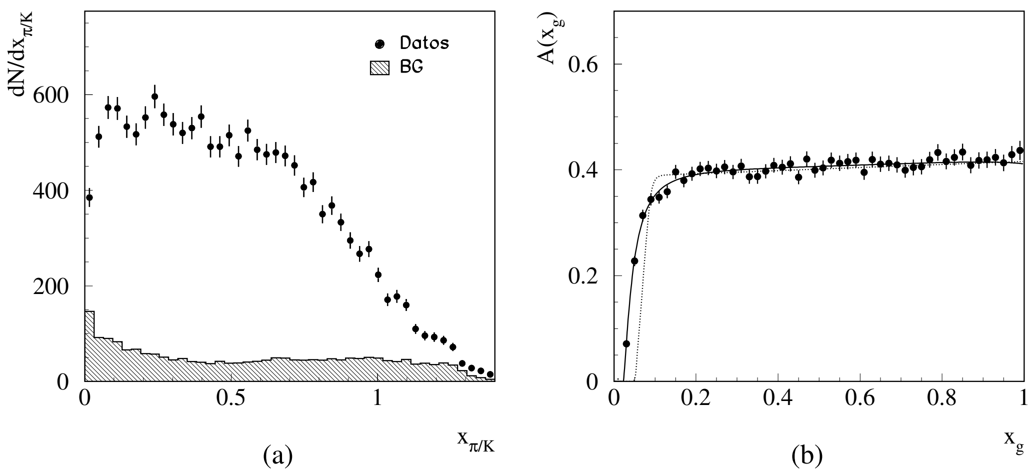


Figura 4.13: (a) Distribución de energía de piones y kaones junto con la contribución de la contaminación. (b) Aceptancia para piones y kaones en función de la energía (círculos negros). La línea continua representa la parametrización de la aceptancia de piones y la línea de puntos la de kaones.

La aceptancia total es prácticamente igual para $\tau \to \pi\nu$ y $\tau \to \mathrm{K}\nu$ (figura 4.13.b). Tan solo existe una diferencia apreciable a baja energía debido al efecto umbral de la masa del K. Esta aceptancia tiene una ligera pendiente positiva, consecuencia de la mayor eficiencia del algoritmo de identificación a alta energía. La incertidumbre introducida en la medida de la asimetría de polarización por los criterios de selección y la parametrización de la aceptancia contribuyen al error sistemático en ± 0.006.

La medida de la energía de los piones y kaones obtenida a partir de los calorímetros electromagnético y hadrónico presenta una dispersión gausiana. La parametrización de la resolución obtenida de los datos del Test Beam se ha descrito en el capítulo 3 y es del orden del 15% para piones de alta energía. Este valor elevado de la resolución hace que el espectro de energía de piones observado para valores de $x_{\pi/\mathrm{K}} \gtrsim 0.9$ sea fundamentalmente un efecto de resolución, prácticamente independiente del valor de la asimetría de polarización.

Hemos utilizado estos piones de alta energía para reajustar nuestros parámetros de resolución obtenidos del Test Beam y de la simulación Monte Carlo, observando una degradación δ en la medida de la energía del orden del 5%. Asimismo, hemos comprobado que este valor de δ es independiente tanto del valor de A_p como del intervalo en $x_{\pi/\mathrm{K}}$ utilizados en el ajuste, dentro de un rango razonable. La variación de δ dentro de su error supone un cambio en la medida de la asimetría de polarización de ± 0.002, lo que da una medida del error sistemático en A_p debido a la incertidumbre en la resolución(1).

El espectro de masa invariante de los mesones ρ procedentes del τ indica una indeterminación en la calibración de los calorímetros del 1.5% (figura 3.23.b), lo que induce un error sistemático en la medida de la asimetría de polarización de 0.012.

4.3.1 Análisis de la Muestra

La distribución de energía normalizada de los candidatos a $\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$ viene dada por la función de densidad de probabilidad:

$$\rho(x) = \alpha \cdot \rho_{\pi/\mathrm{K}}(x) + (1-\alpha) \cdot \rho^{bg}_{\pi/\mathrm{K}}(x)$$

siendo α la proporción de $\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$ en la muestra. La distribución de energía de la señal $\rho_{\pi/\mathrm{K}}(x)$ es una combinación de los espectros de piones $\rho_\pi(x)$ y kaones $\rho_\mathrm{K}(x)$ pesados con su proporción relativa en la muestra (α_π y $1-\alpha_\pi$ respectivamente):

$$\rho_{\pi/\mathrm{K}}(x) = \alpha_\pi \cdot \rho_\pi(x) + (1-\alpha_\pi) \cdot \rho_K(x)$$

donde α_π viene dada por:

$$\alpha_\pi = \frac{Br(\tau \to \pi\nu) \cdot \epsilon_\pi}{\sum\limits_{i=\pi,K} Br(\tau \to i\nu) \cdot \epsilon_i}$$

siendo $\epsilon_{\pi,K}$ la eficiencia global para cada canal. El valor de α_π se obtiene de las medidas experimentales de las *anchuras parciales* hadrónicas del τ. En nuestro análisis hemos utilizado $\alpha_\pi = 0.93 \pm 0.02$. La incertidumbre en α_π está dominada por la precisión con que se conoce $Br(\tau \to \mathrm{K}\nu)$[6]. Una variación de la anchura parcial de $\tau \to \mathrm{K}\nu$ dentro de sus errores experimentales supone un cambio en la medida de la asimetría de polarización de ± 0.005.

(1) Se ha repetido este ejercicio para el Monte Carlo y el valor de δ obtenido es compatible con cero.

Contaminación de la Muestra

El espectro de la contaminación se escribe en términos de cada una de las diferentes contribuciones como:

$$\rho^{bg}_{\pi/\mathrm{K}}(x) = g_\tau\ \rho^{bg}_\tau(x) + g_{ee}\ \rho^{bg}_{ee}(x) + g_{\mu\mu}\ \rho^{bg}_{\mu\mu}(x) + g_{\gamma\gamma}\ \rho^{bg}_{\gamma\gamma}(x) + g_{\mu_c}\ \rho^{bg}_{\mu_c}(x)$$

donde, como ya hemos visto en apartados anteriores, g_i son las cantidades relativas y $\rho^{bg}_i(x)$ sus espectros normalizados de energía. A continuación describimos cada una de estas contribuciones a la contaminación.

$\boxed{\tau \not\to \pi/\mathrm{K}\,\nu}$

La distinción entre el canal $\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$ y otros canales hadrónicos del τ ($\tau \to \rho\nu$, $\tau \to \mathrm{K}^*\nu$, $\tau \to \mathrm{a}_1\nu, \ldots$) depende fundamentalmente del algoritmo de identificación de cascadas con carácter electromagnético en el BGO, asociadas con fotones procedentes de la desintegración de piones neutros.

La principal fuente de contaminación al canal $\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$ proviene de procesos $\tau \to \rho\nu$, debido a las ineficiencias de este algoritmo. Una contribución menos importante es debida a electrones y muones (procedentes del τ) cuyas señales presentan un comportamiento anómalo debido a efectos de borde, ruido, ineficiencias del detector, etcétera.

Al igual que para otros canales, el espectro de energía de esta contaminación depende de la helicidad del τ. En la figura 4.14.a. podemos ver la contribución de las componentes Left y Right del espectro. En este canal el valor de la constante κ es -0.26 ± 0.09. El error sistemático en la medida de A_p inducido por la incertidumbre en κ es menor que 0.001.

La cantidad de contaminación de este tipo se determina a partir del Monte Carlo y supone el 9.1% de la muestra (más de dos tercios del total de contaminación). El error sistemático debido a esta contaminación es de $\delta A_p = \pm 0.004$.

Hemos realizado el ajuste dejando libre la normalización de esta contaminación. La cantidad de contaminación obtenida en el ajuste es compatible con la estimación hecha a partir del Monte Carlo.

$\boxed{\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \ \mathbf{y}\ \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mu^+\mu^-}$

El origen de esta fuente de contaminación es esencialmente el mismo que en los canales $\tau \to \mathrm{e}\nu\overline{\nu}$ y $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$. Sin embargo, la distorsión en la medida de la energía de electrones y muones al ser identificados como piones nos lleva a obtener la distribución de energía de esta contaminación de los datos.

La muestra de candidatos a $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ y $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mu^+\mu^-$ se selecciona exigiendo que la partícula en el hemisferio opuesto sea de alta energía, siempre que la hayamos identificado como un electrón o un muón:

$$E_2 > 42 \text{ GeV}$$

En el caso de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ exigimos además que la energía total en el calorímetro electromagnético sea próxima a la energía en centro de masas de la interacción:

$$E_{bgo} > 0.7\sqrt{s}$$

En la figura 4.14.b mostramos el espectro de energía esperado de los candidatos a $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ y $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Su normalización es un parámetro libre en el ajuste y supone cerca del 3% de la muestra ($Z \rightarrow e^+e^- \approx 2.1\%$ y $Z \rightarrow \mu^+\mu^- \approx 0.9\%$). La incertidumbre en esta normalización contribuye en ± 0.008 al error puramente estadístico.

$\gamma\gamma$ y cósmicos

La obtención del espectro de sucesos de dos fotones y muones procedentes de los rayos cósmicos ha sido discutida en detalle en el análisis de $\tau \rightarrow e\nu\overline{\nu}$ y $\tau \rightarrow \mu\nu\overline{\nu}$. Una cuestión de optimización de cortes nos lleva a seleccionar las muestras de estos sucesos en los siguientes intervalos de acolinealidad y distancia al vértice:

$$1.9 \text{ rad} < Acol < 2.7 \text{ rad} \qquad \text{y} \qquad 4 \text{ mm} < |dca| < 10 \text{ mm}$$

En la figura 4.14.c mostramos su espectro de energía normalizado. La normalización la obtenemos de forma análoga a como hemos descrito en apartados anteriores. La cantidad de sucesos de dos fotones constituye el 0.8% de la muestra y la de cósmicos el 0.5%. Esta contribución es poco importante, juntos suponen algo menos del 10% del total de contaminación. La incertidumbre en la medida de A_p debida a su normalización y parametrización es de 0.003.

4.3.2 Resultados

En este apartado hemos estudiado la composición de la muestra y hemos estimado, utilizando los datos y el Monte Carlo, que la cantidad de contaminación supone un 13.3%

A partir de esta muestra hemos obtenido el valor de la asimetría de polarización, para cada período de toma de datos, ajustando la función analítica a los datos. Estos valores de A_p aparecen en la tabla siguiente junto con la cantidad de contaminación obtenida del ajuste y el χ^2 del mismo:

Período	A_p	% BG Total	χ^2/dof
1991	0.167 ± 0.065	13.2 ± 0.6	39/42
1992	0.107 ± 0.042	12.9 ± 0.4	94/43
1993	0.095 ± 0.042	13.3 ± 0.4	79/43
1994	0.180 ± 0.029	13.9 ± 0.3	58/43

Realizando el ajuste conjunto a toda la muestra obtenemos el valor de la asimetría de polarización para el canal $\tau \rightarrow \pi/K\,\nu$:

$$\boxed{A_p = 0.143 \pm 0.020 \pm 0.016}$$

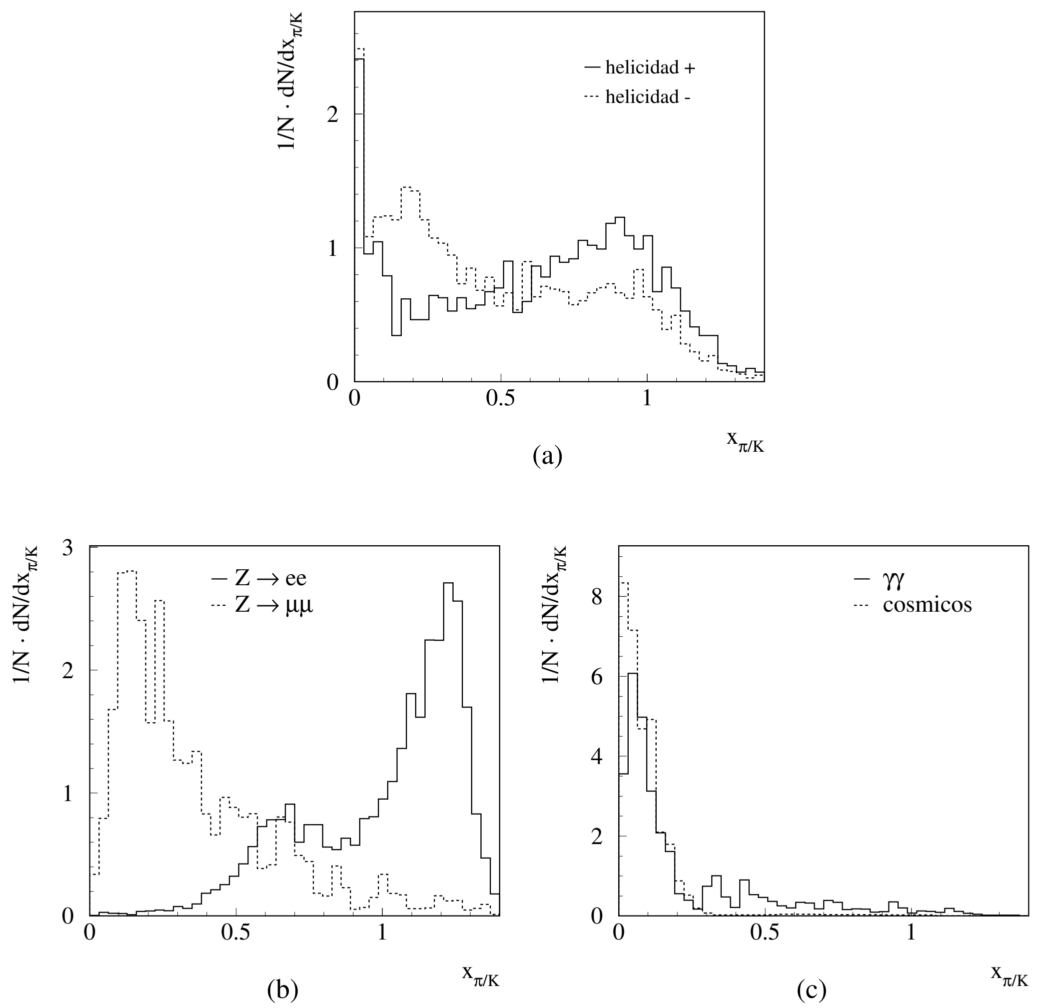


Figura 4.14: (a) Distribución normalizada de la contaminación $\tau \not\to \pi/\mathrm{K}\,\nu$ de helicidad positiva y negativa. Contribución de la contaminación procedente de sucesos: (b) e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, (c) sucesos de dos fotones y muones cósmicos.

En la figura 4.15 hemos representado el espectro normalizado de energía de piones y kaones después de substraer la contribución de la contaminación. La línea continua representa la función analítica para el valor de A_p obtenido en el ajuste.

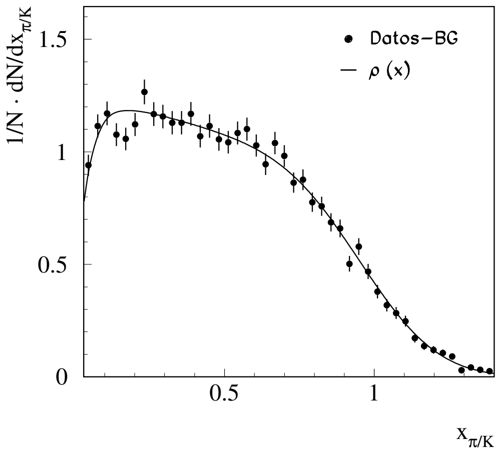


Figura 4.15: Distribución de la energía de piones y kaones después de substraer la contribución de la contaminación.

Como prueba de consistencia hemos realizado el ajuste utilizando como variable la energía del pión medida en el calorímetro y en la cámara de vértice. Esta definición de E_π mejora la resolución en la región a muy bajo x del espectro, en la que la aceptancia es muy pequeña. El resultado del ajuste es compatible utilizando las dos definiciones de la energía.

Al igual que para los otros canales, en la tabla siguiente resumimos las diferentes contribuciones al error sistemático, incluyendo el error debido al espacio de fases del ajuste y al cambio en las parametrizaciones de los espectros de la contaminación:

fuente	σ
Selección y aceptancia	0.006
Contaminación	0.005
Resolución	0.002
Calibración	0.012
Espacio de Fases	0.004
Anchuras Parciales	0.005

Hemos comprobado que la elección del intervalo en x del ajuste no introduce cambios significativos en la medida de la asimetría de polarización. El valor de A_p para este canal lo hemos obtenido realizando el ajuste en el intervalo $x \in [0.03, 1.4]$ para evitar la contribución muy acusada de la contaminación a valores muy bajos de la energía.

4.4 Análisis del canal $\tau \to \rho/\mathrm{K}^*\nu$

El análisis del canal $\tau \to \rho/\mathrm{K}^*\nu$ es en ciertos aspectos similar al de piones, fundamentalmente en relación al papel que juegan la contaminación y la resolución en la medida de A_p a partir de su espectro.

A la hora de obtener la asimetría de polarización en este canal es importante tener en cuenta que los espectros de energía del $\pi^\pm$ y del π^0 dependen de la helicidad del ρ y, por consiguiente, de la del τ. Por tanto, podemos definir distribuciones como una combinación de los espectros de energía de los productos del ρ que tengan una mayor sensitividad a la asimetría de polarización que la energía de éste.

Por consistencia, en el análisis de este canal nos restringimos a obtener la medida de A_p a partir del espectro de energía del ρ. El error obtenido en el ajuste es del orden de un factor dos del obtenido utilizando dos variables. La repercusión en el error combinado de todos los canales es menor que 0.003.

La muestra preseleccionada de este canal consta de unos 46 000 candidatos, de los cuales aproximadamente el 90% corresponden a procesos $\tau \to \rho\nu$ y $\tau \to \mathrm{K}^*\nu$. El 10% restante está integrado en su mayoría por otros procesos de desintegración del τ y, en mucha menor medida, por sucesos $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}$ y $\mathrm{e^+e^-} \to \mu^+\mu^-$. En la figura 4.16 mostramos el espectro de energía de la muestra preselccionada.

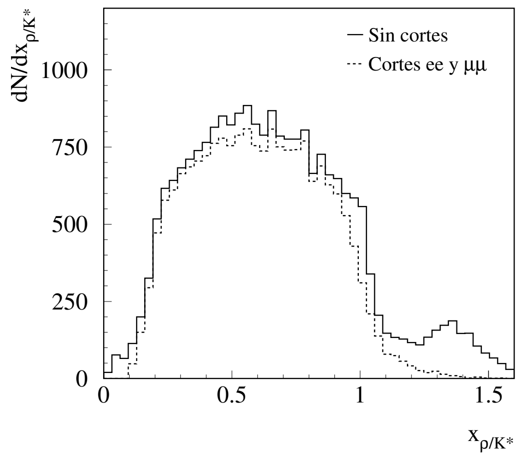


Figura 4.16: Distribución de energía de la muestra preseleccionada de ρ/K^*.

Los criterios de selección de la muestra de $\tau \to \rho/\mathrm{K}^*\nu$ son esencialmente los mismos que los utilizados para el canal de piones. Cuando la partícula identificada en el hemisferio opuesto es un electrón o un muón su energía (E_e y E_μ respectivamente) no debe ser próxima a la energía del haz, como tampoco debe serlo la energía depositada por el ρ en el calorímetro electromagnético

(E^{ρ}_{bgo}). Estos criterios de selección son los siguientes:

- $E^{\rho}_{bgo} < 44$ GeV
- $E_{e,\mu} < 43$ GeV
- $E_{bgo} < 0.9\sqrt{s}$
- 0.45 GeV $\leq \mathrm{M}_{\rho} \leq 1.2$ GeV

El último criterio elimina de la muestra una parte importante de la contaminación debida al canal $\tau \rightarrow \mathrm{a}_1\nu$. En la figura 4.16 podemos ver el efecto que estos criterios tienen en el espectro de energía de la muestra de partida.

La muestra de $\tau \rightarrow \rho/\mathrm{K}^*\nu$ obtenida aplicando estos cortes de selección consta de 31 025 candidatos. En la figura 4.17.a aparece el espectro de energía de la señal junto con la contribución de la contaminación estimada utilizando un Monte Carlo.

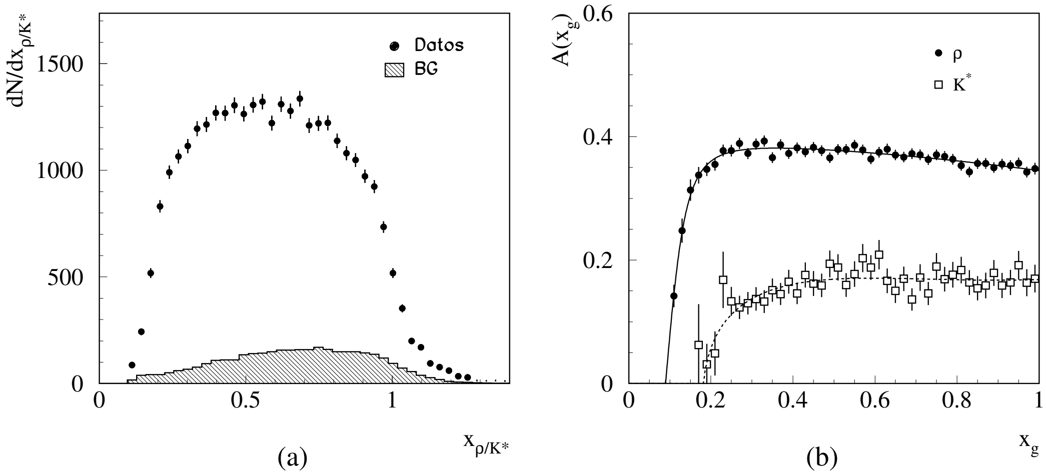


Figura 4.17: (a) Distribución de la energía de ρ y K* junto con la contribución de la contaminación. (b) Función de aceptancia del ρ y K* en función de la energía.

La aceptancia en función de la energía *generada* de ρ y K* se muestra en la figura 4.17.b. En el caso del ρ esta tiene una ligera pendiente negativa como consecuencia de la dificultad creciente de separar piones cargados de π^0 cuando x_ρ tiende a uno. La mayor parte de mesones K* que pasan los cortes de selección son aquellos que se desintegran en el canal $\mathrm{K}^* \rightarrow \mathrm{K}\pi^0$ (*anchura parcial* $\approx 1/3$), por lo que la aceptancia de K* es mucho menor que la de $\tau \rightarrow \rho\nu$.

La incertidumbre introducida en la medida de la asimetría de polarización por los criterios de selección y la parametrización de la aceptancia es de $\delta A_p = \pm 0.006$.

4.4.1 Análisis de la Muestra

El análisis de este canal se caracteriza porque, del mismo modo que no podemos separar las muestras de π y K, no podemos discernir entre ρ ($\rho \to \pi\pi$) y K^* ($\mathrm{K}^* \to \mathrm{K}\pi$), por lo que debemos realizar el análisis de ambos canales de forma conjunta.

El espectro de energía teórico $\rho_{\rho/\mathrm{K}^*}(x)$ tiene en cuenta la contribución del ρ y del K^*, en analogía a como se consideró en el caso de π y K:

$$\rho_{\rho/\mathrm{K}^*}(x) = \alpha_\rho \cdot \rho_\rho(x) + (1 - \alpha_\rho) \cdot \rho_{\mathrm{K}^*}(x)$$

donde α_ρ es la proporción de ρ en la señal. El valor de α_ρ que utilizamos en el análisis es:

$$\alpha_\rho = 0.98 \pm 0.01$$

Una variación de un 12% en el valor de la anchura parcial de $\tau \to \mathrm{K}^*\nu$ (correspondiente al error experimental en su determinación) supone un cambio en la medida de la asimetría de polarización de ± 0.004.

Resolución

La energía del ρ se calcula combinando las medidas de los calorímetros y de la cámara de vértice. El espectro de energía del pión cargado procedente del ρ está apreciablemente más picado a bajo x que el de los piones que proceden directamente del τ. Es en esta región de baja energía del espectro aquella en la que la medida de la cámara de vértice tiene mayor peso. Para este canal, esta definición de la energía supone una mejora considerable en la resolución.

En este cálculo de la energía del ρ utilizamos la resolución en la medida de la energía del pión cargado que se obtuvo de los datos en el apartado anterior. El error sistemático inducido en la medida de la asimetría de polarización por la indeterminación en los parámetros que intervienen en la medida de la energía del ρ es de ± 0.003.

Contribución del ρ'

En el capítulo 2 discutimos el papel que juega el ρ' en el espectro de energía del ρ. Si no tenemos en cuenta el efecto de esta resonancia en las funciones analíticas el cambio inducido en la asimetría de polarización medida es comparable con la significación estadística de nuestro resultado.

Hemos estimado la variación en la medida de A_p inducida por la presencia del ρ' teniendo en cuenta los errores experimentales en la determinación de su proporción, masa y anchura. Esta variación es de ± 0.012, debida en mayor medida a la proporción de ρ' en la muestra, y se tiene en cuenta como un error sistemático en el resultado.

Contaminación de la Muestra

El análisis de los espectros de contaminación es esencialmente una repetición del llevado a cabo para el canal $\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$.

$\boxed{\tau \not\to \rho/\mathrm{K}^*\nu}$

Los procesos de desintegración del τ del tipo $\tau \to \pi\ \mathrm{n}\pi^0\nu$ dan lugar a cascadas en el BGO en las que se superponen las señales de los fotones procedentes de los piones neutros. El método para separar las diferentes contribuciones a esta cascada electromagnética es menos eficiente cuanto mayor es el número de fotones presente. Debido a esta ineficiencia, aproximadamente el 95% de la contaminación en la muestra $\tau \to \rho/\mathrm{K}^*\nu$ proviene de sucesos $\tau \to \mathrm{a}_1\nu$.

El espectro y normalización de esta contaminación dependen de la asimetría de polarización y se obtienen del Monte Carlo. El valor de la constante κ es 0.46 ± 0.06. La indeterminación en κ induce una incertidumbre en la medida de la asimetría de polarización menor que 0.001. En la figura 4.18.a se muestra el espectro de energía de esta fuente de contaminación para los dos valores de la helicidad del τ.

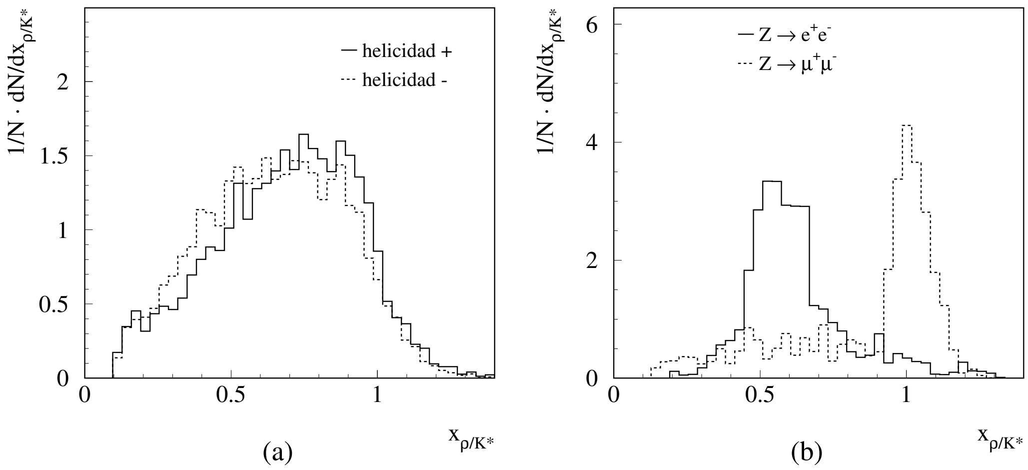


Figura 4.18: Espectro de energía normalizado de la contaminación: (a) $\tau \not\to \rho\nu$ y (b) sucesos $\mathrm{Z} \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ y $\mathrm{Z} \to \mu^+\mu^-$.

La proporción de esta contaminación en la muestra es del 10.7%. Una variación del 5% en esta normalización induce un error sistemaático en la medida de la asimetría de polarización de ± 0.005.

$\boxed{\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \ \textbf{y}\ \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mu^+\mu^-}$

La distribución de la contaminación procedente de sucesos $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ y $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mu^+\mu^-$ se obtiene de los datos siguiendo los mismos criterios que en el caso de piones. Esta contribución supone el 0.55% de la muestra (menos del 5% del total). En la figura 4.18.b mostramos su espectro de energía. El error sistemático inducido por la normalización de estos espectros en la medida de la asimetría de polarización es de ± 0.005.

$\gamma\gamma$ y cósmicos

El estudio de las contaminación procedente de sucesos de dos fotones y muones cósmicos se realiza utilizando los criterios descritos en el análisis de $\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$. La cantidad de contaminación de este tipo es inferior al 0.1%.

4.4.2 Resultados

La muestra de $\tau \to \rho/\mathrm{K}^*\nu$ que hemos estudiado en este apartado consta de 31 025 candidatos. La contaminación estimada supone aproximadamente un 11% de la muestra, siendo la contribución más importante la debida de procesos $\tau \to \mathrm{a}_1\nu$.

A partir de esta muestra hemos obtenido el valor de la asimetría de polarización ajustando la función analítica a los datos. En la tabla siguiente aparecen los valores de A_p para cada período de toma de datos, junto con la cantidad de contaminación correspondiente y el χ^2 del ajuste:

Período	A_p	% BG Total	χ^2/dof
1991	-0.014 ± 0.082	11.2	109/42
1992	0.143 ± 0.058	11.4	55/43
1993	0.150 ± 0.058	11.1	74/43
1994	0.179 ± 0.038	11.1	54/43

La principal contribución al χ^2 del ajuste con los datos de 1991 es debida a una fluctuación estadística que no ha sido apreciada en los otros períodos. Realizando el ajuste conjunto a toda la muestra obtenemos el valor de la asimetría de polarización para el canal $\tau \to \rho/\mathrm{K}^*\nu$:

$$\boxed{A_p = 0.146 \pm 0.027 \pm 0.022}$$

En la figura 4.19 se muestra el espectro de energía de la muestra después de sustraer la contribución de la contaminación. La línea continua representa la función analítica para el valor de A_p obtenido en el ajuste.

El error sistemático es debido fundamentalmente a la indeterminación en los parámetros que definen la contribución del ρ' y a los parámetros que definen la calibración en la medida de la energía. En la tabla siguiente resumimos las diferentes contribuciones al error sistemático:

fuente	σ
Selección y aceptancia	0.006
Contaminación	0.007
Resolución	0.003
Calibración	0.013
Espacio de Fases	0.007
Anchuras Parciales	0.004
ρ'	0.012

Al igual que para los demás canales, hemos comprobado que la elección del intervalo en x del ajuste apenas afecta a la medida de A_p. Hemos obtenido el valor de la asimetría de polarización

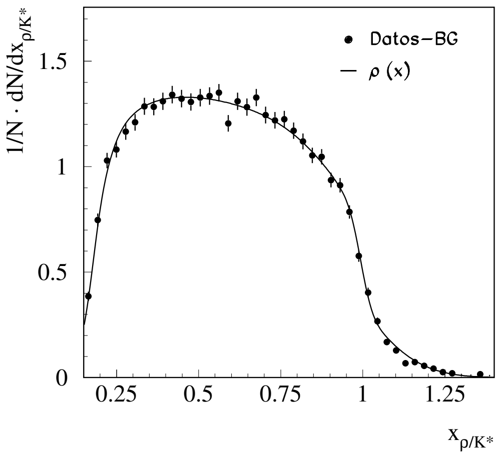


Figura 4.19: Distribución de la energía de ρ y K* después de sustraer la contribución de la contaminación.

realizando el ajuste en el intervalo $x \in [0.15, 1.4]$ para evitar efectos marginales de resolución en el umbral de la función.

4.5 Resultados y Conclusiones

En este capítulo hemos realizado el análisis de los cuatro canales de desintegración del τ: $\tau \to \mathrm{e}\nu\overline{\nu}$, $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$, $\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$ y $\tau \to \rho/\mathrm{K}^*\nu$. Para cada uno de ellos hemos obtenido las distribuciones de la contaminación $\rho_i^{bg}(x)$ y sus normalizaciones g_i, así como el espectro de energía de la señal.

Hemos obtenido la medida de la asimetría de polarización para cada canal ajustando las funciones analíticas correspondientes (capítulo 2) a los espectros obtenidos de los datos. Los resultados aparecen en la siguiente tabla:

canal	A_p
$\tau \to \mathrm{e}\nu\overline{\nu}$	$0.150 \pm 0.036 \pm 0.018$
$\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$	$0.125 \pm 0.039 \pm 0.019$
$\tau \to \pi/\mathrm{K}\,\nu$	$0.143 \pm 0.020 \pm 0.016$
$\tau \to \rho/\mathrm{K}^*\nu$	$0.146 \pm 0.027 \pm 0.022$

donde el primer error es estadístico y el segundo sistemático (en el apéndice D se resumen las contribuciones al error sistemático para cada canal). El valor promedio de A_p para estos cuatro canales es:

$$\boxed{A_p = 0.143 \pm 0.014 \pm 0.010}$$

La principal contribución al error sistemático es debida a aquellos ingredientes de las funciones analíticas que afectan globalmente a la forma del espectro, como la indetermincación en la calibración y en los parámetros que definen la aceptancia.

Este valor de la asimetría de polarización es compatible con el obtenido por otros experimentos de LEP, tanto en valor como en significación estadística. Una comparación de estos resultados de A_p con los obtenidos por otros experimentos aparece en el apéndice E.

La relación existente entre la asimetría de polarización y el ángulo de mezcla electrodébil viene dada por:

$$A_p = \frac{2(1 - 4\sin^2 \overline{\theta}_W)}{1 + (1 - 4\sin^2 \overline{\theta}_W)^2}$$

A partir del valor de la asimetría de polarización obtenido en nuestro análisis extraemos el siguiente valor de $\sin^2 \overline{\theta}_W$:

$$\boxed{\sin^2 \overline{\theta}_W = 0.2320 \pm 0.0018 \pm 0.0013}$$

que expresado en forma de cociente de las constantes de acoplo vectorial y axial de los leptones al bosón Z resulta:

$$\frac{g_V}{g_A} = 0.072 \pm 0.007 \pm 0.005$$

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo hemos realizado la medida de la asimetría de polarización del τ a partir de los espectros de energía de los canales de desintegración $\tau \to e\nu\overline{\nu}$, $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$, $\tau \to \pi/K\,\nu$ y $\tau \to \rho/K^*\nu$. El análisis se ha hecho utilizando expresiones analíticas de los espectros de energía. Para ello:

- hemos desarrollado las expresiones analíticas de los espectros de energía de los productos de desintegración del leptón τ, incluyendo los términos de correcciones radiativas, para aquellos canales con una partícula cargada en el estado final.
- hemos extendido el formalismo analítico al nivel de detector, incluyendo los efectos de selección de la muestra y la resolución (calibración) del detector en las expresiones analíticas. Este tratamiento nos ha permitido realizar estudios detallados de estos efectos en la medida realizada.
- hemos realizado calibraciones *off–line* de los diferentes subdetectores que se ven implicados en la medida de la energía de las partículas.

A partir de los datos tomados con el detector L3 entre los años 1991 y 1994, correpondientes a una luminosidad integrada de 118.8 pb^{-1} a energías en centro de masas del orden de la masa del Z, hemos seleccionado e identificado la muestra de cada uno de los siguientes canales de desintegración del τ: $\tau \to e\nu\overline{\nu}$, $\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$, $\tau \to \pi/K\,\nu$ y $\tau \to \rho/K^*\nu$.

- Del análisis de estas muestras hemos obtenido la medida de la asimetría de polarización del τ para cada canal:

canal	A_p
$\tau \to e\nu\overline{\nu}$	$0.150 \pm 0.036 \pm 0.018$
$\tau \to \mu\nu\overline{\nu}$	$0.125 \pm 0.039 \pm 0.019$
$\tau \to \pi/K\,\nu$	$0.143 \pm 0.020 \pm 0.016$
$\tau \to \rho/K^*\nu$	$0.146 \pm 0.027 \pm 0.022$

  donde el primer error es estadístico y el segundo sistemático.

- El valor promedio de la asimetría de polarización obtenido a partir de estos valores es:

$$A_p = 0.143 \pm 0.014 \pm 0.010$$

  Este valor es compatible con el obtenido por otros experimentos de LEP, tanto en valor como en significación estadística.

- Utilizando este valor de la asimetría de polarización hemos obtenido el siguiente valor para $\sin^2\overline{\theta}_W$:

$$\sin^2\overline{\theta}_W = 0.2320 \pm 0.0018 \pm 0.0013$$

Apéndice A

Comparación con KORALZ

A.1 Comparación de la Funciones Analíticas con KORALZ

KORALZ [8] es el programa Monte Carlo comúnmente utilizado para la generación de sucesos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$. Hasta un cierto nivel de precisión las distribuciones generadas numéricamente por este programa deben estar de acuerdo con las obtenidas explícitamente en el capítulo 2. En este apéndice ofrecemos una comparación entre las distribuciones de KORALZ y las distribuciones analíticas que hemos calculado(1). Las distribuciones de KORALZ han sido producidas generando 2×10^5 procesos de desintegración para cada canal.

En las figuras A.1 se representan las funciones h_0 y h_1 para leptones, piones y ρ. Las líneas continua y a trazos representan nuestras funciones analíticas, los círculos y cuadrados con barras de error corresponden a las distribuciones obtenidas con el Monte Carlo. En las figuras se puede apreciar el buen acuerdo entre las dos representaciones.

El cociente entre las distribuciones de Monte Carlo y las funciones analíticas pone de manifiesto de forma más evidente las diferencias entre ambas. En las figuras A.2–A.5 hemos representado para cada canal el cociente:

$$r_i(x) = \frac{h_i^{KZ}(x)}{h_i^{pdf}(x)} \qquad ; \qquad i = 0, 1 \tag{A.1}$$

Las fluctuaciones que se observan en la comparación de h_0 y h_1 para valores de x próximos a 1 y 0.5 se deben a los pequeños valores que toma el denominador de (A.1) para el entorno de x correspondiente. El tamaño de las barras de error refleja este hecho. Para tratar de cuantificar las diferencias hemos realizado un ajuste lineal a cada una de las funciones $r_i(x)$, de modo que:

$$r_i(x) = a_i + b_i \cdot x$$

La línea continua que aparece en las figuras A.2–A.5 es el resultado del ajuste para cada caso. Estos resultados muestran cuantitativamente el acuerdo entre las funciones obtenidas con el Monte Carlo y las calculadas de forma analítica.

(1) En las gráficas denotaremos KORALZ por "KZ" y las funciones analíticas por "pdf".

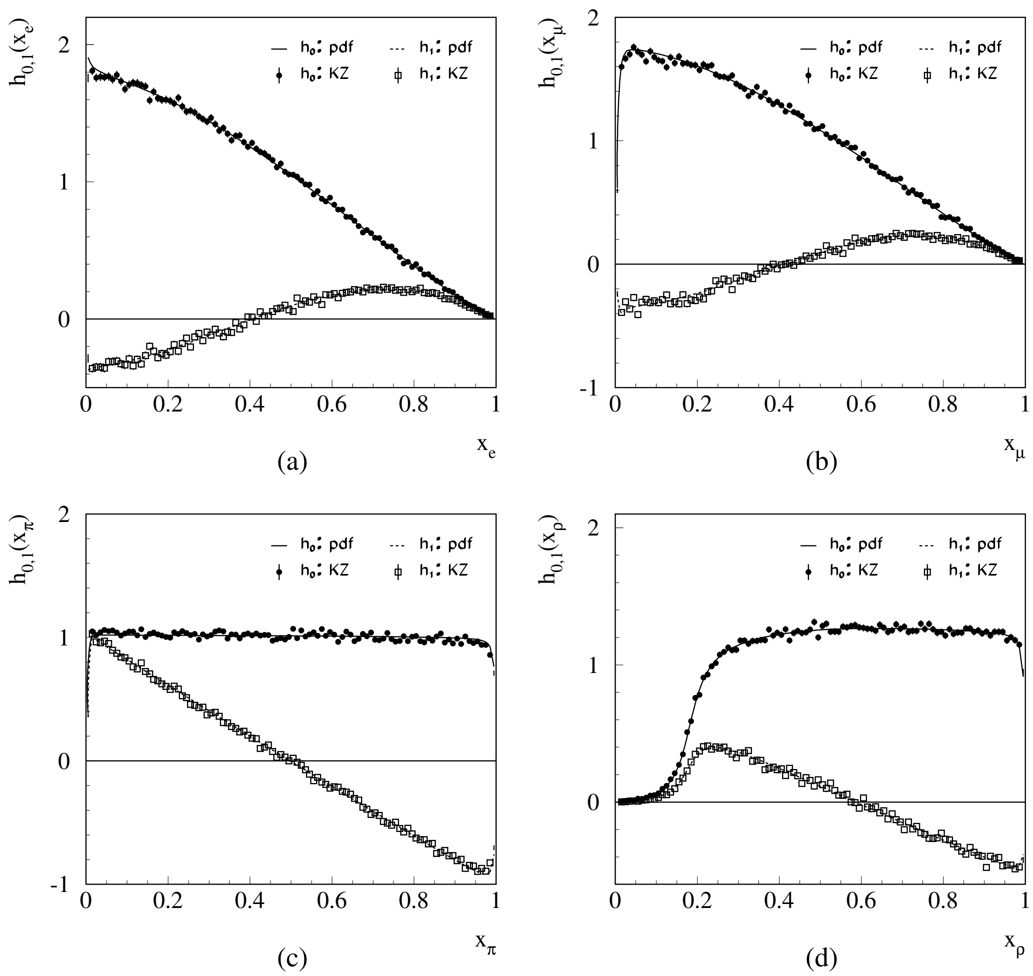


Figura A.1: Funciones h_0 y h_1 para electrones, muones, piones y ρ. Las líneas corresponden a las funciones analíticas y los puntos a KORALZ.

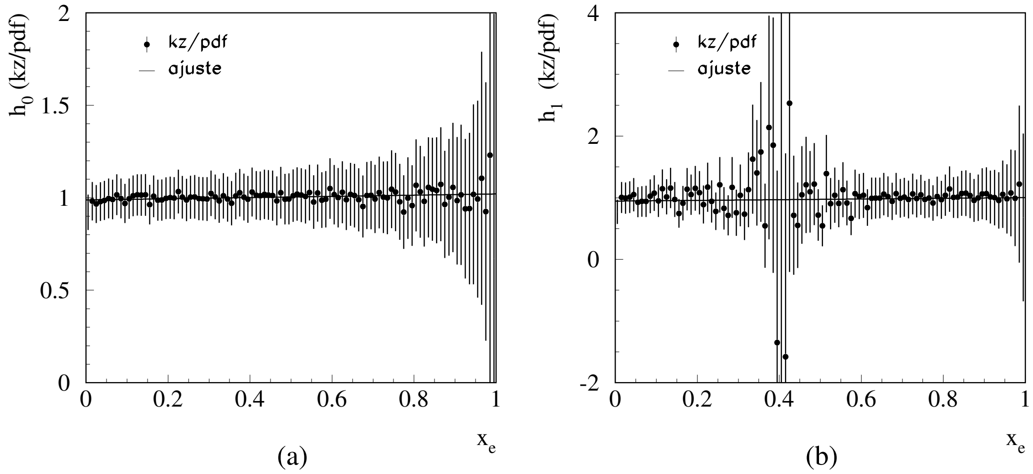


Figura A.2: Razón entre las distribuciones de KORALZ y las funciones analíticas para electrones.

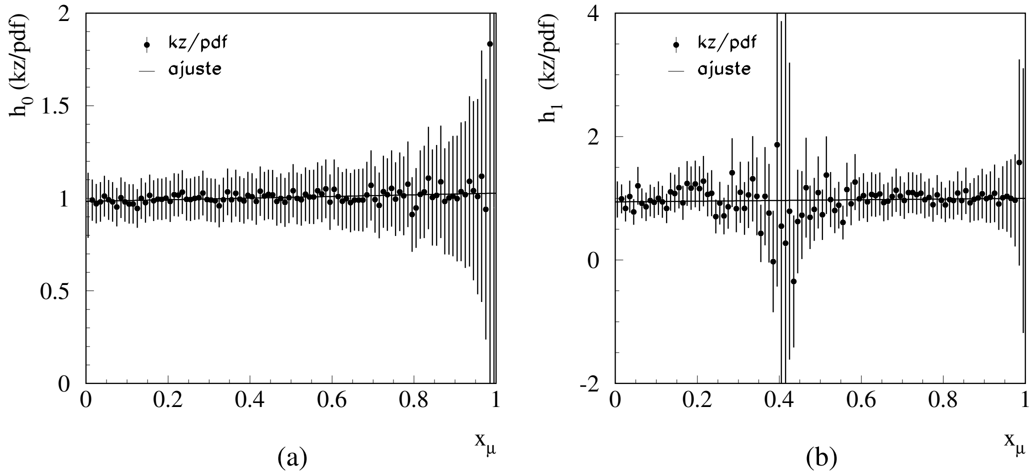


Figura A.3: Razón entre las distribuciones de KORALZ y las funciones analíticas para muones.

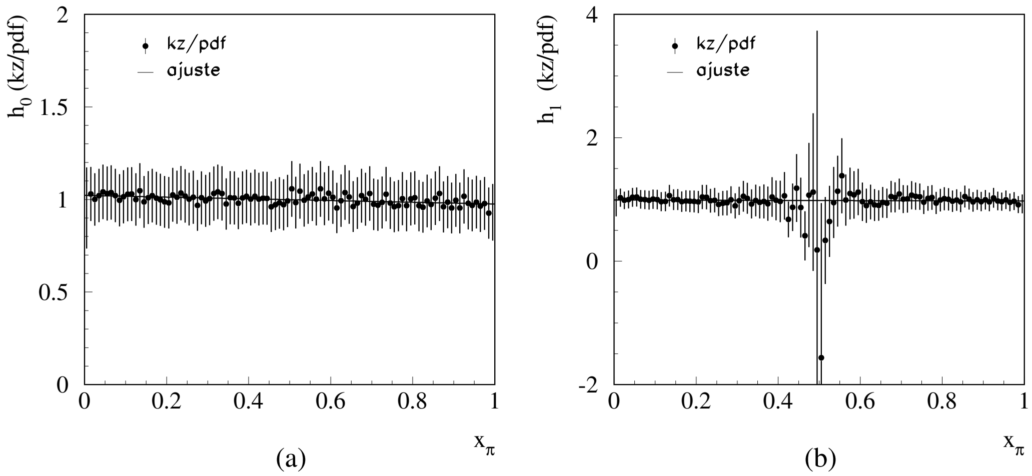


Figura A.4: Razón entre las distribuciones de KORALZ y las funciones analíticas para piones.

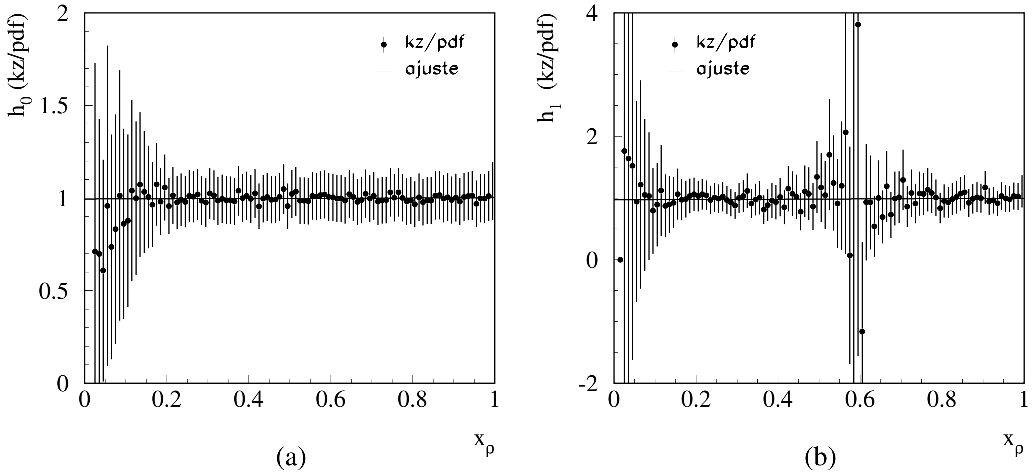


Figura A.5: Razón entre las distribuciones de KORALZ y las funciones analíticas para ρ.

A.2 Ajuste de las Distribuciones de Monte Carlo

En la figura A.6 aparece el espectro de energía para cada canal de desintegración del τ despúes de incluir todos los efectos de selección y del detector en las funciones teóricas. Las figuras corresponden al ajuste al Monte Carlo.

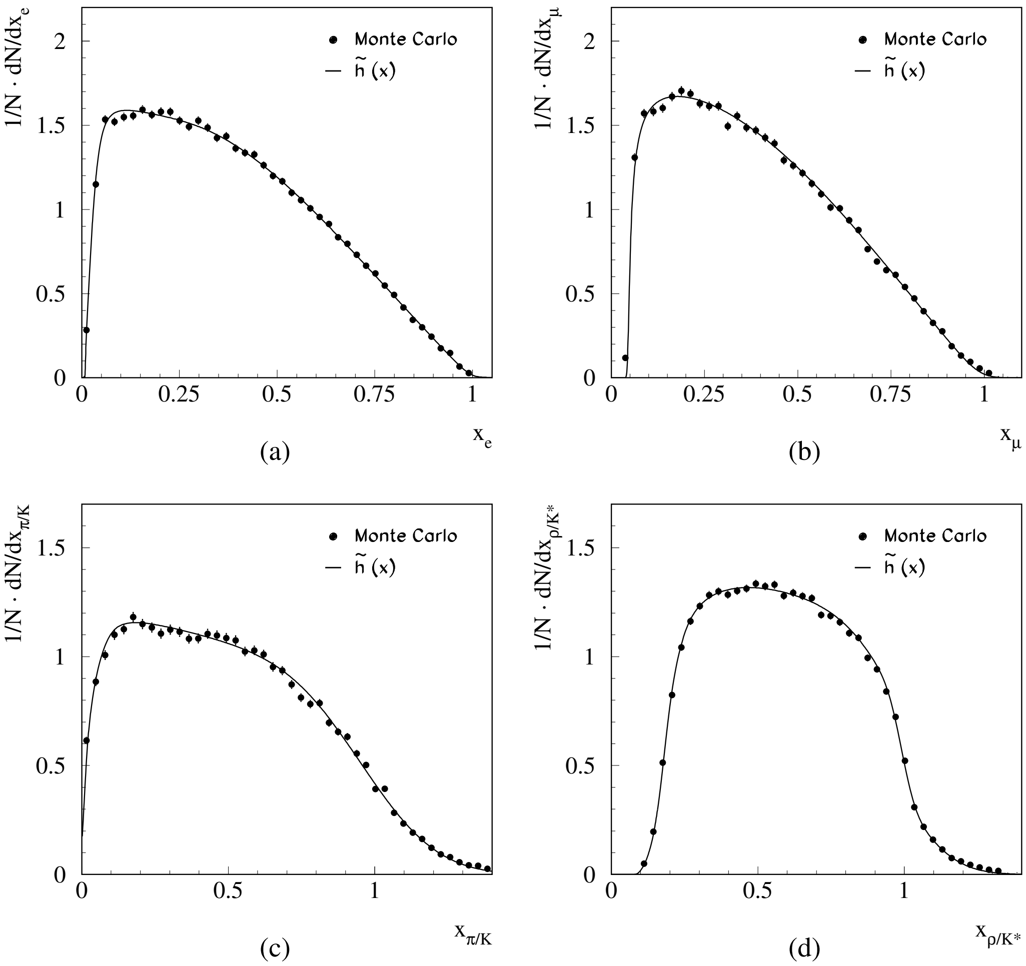


Figura A.6: Ajuste del Monte Carlo: e, μ, π/K, ρ/K^*.

Apéndice B

Cálculo de los Procesos de Desintegración del Leptón Tau

B.1 Cálculo del Proceso $\tau^- \to \mathbf{V}^-\nu_\tau$

Esta sección contiene el cálculo detallado del proceso $\tau^- \to \mathrm{V}^-\nu_\tau$. A partir de este cálculo obtenemos el espectro de energía del mesón V en la desintegración del τ en función del espín de éste.

Consideremos el proceso de desintagración del τ yendo a un mesón vectorial V de espín 1, como ρ, K* o a_1.

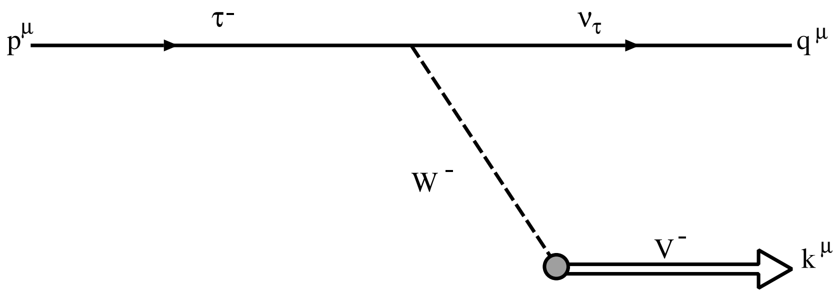


Figura B.1: Proceso $\tau^- \to V^-\nu_\tau$.

Realizamos los cálculos en el sistema en reposo del τ, esto es $p^\mu = (m_\tau, \vec{0})$. El elemento de matriz correspondiente al diagrama de la figura B.1 se puede escribir como:

$$iM = \frac{ef_B}{\sqrt{2}\sin\theta_W}[\overline{u}(q)\gamma_\mu P_L u(p,s)]D_W^{\mu\nu}\epsilon_\nu(k,\lambda_\rho)$$

donde $S = \pm 1$ cuando $S_Z(\tau^-) = \pm 1/2$, λ_ρ es la polarización del estado final y

$$D_W^{\mu\nu} \quad = \quad -i\,\frac{g^{\mu\nu} + k^\mu k^\nu/(k^2 - M_W^2)}{k^2 - M_W^2 + iM_W\Gamma_W} \approx i\,\frac{g^{\mu\nu}}{M_W^2}$$

es el propagador del bosón W. Hemos tenido en cuenta que, en el sistema en reposo del τ, $k^2 \ll M_W^2$. Por tanto,

$$\sum_{\lambda_\rho} MM^* = A\, tr\left[\sum_{\lambda_\rho} \not q \epsilon(k,\lambda_\rho) P_L S(p,s) \epsilon^*(k,\lambda_\rho)\right]$$

donde

$$\begin{aligned} A &= \left|\frac{e f_B}{\sqrt{2}\sin\theta_W M_W^2}\right|^2 \\ S(p,s) &= u(p,s)\overline{u}(p,s) \end{aligned}$$

Utilizando las relaciones de ortogonalidad

$$\sum_{\lambda_\rho} \epsilon_\alpha(k,\lambda_\rho)\epsilon^*_\beta(k,\lambda_\rho) = -g_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha k_\beta}{m_v^2}$$

obtenemos:

$$\sum_{\lambda_\rho} MM^* = A\left(tr(\not q S(p,s)P_R) + \frac{2(kq)}{m_v^2} tr(\not k S(p,s)P_R)\right) \tag{B.1}$$

Teniendo en cuenta que $p^\mu = (m_\tau, \vec{0})$, podemos escribir $S(p,s)$ como:

$$S(p,s) = S(s) \equiv u(0,s)\overline{u}(0,s) = \frac{m_\tau}{2}(1+\gamma^0)\{(1+s\gamma^3)P_R + (1-s\gamma^3)P_L\}$$

Por tanto, puesto que

$$\begin{aligned} tr(\not a S(s)P_R) &= m_\tau(a^0 + sa^3) \\ q^\mu &= p^\mu - k^\mu \\ (kq) &= (kp) - k^2 = m_\tau E_V - m_V^2 \end{aligned}$$

la expresión (B.1) viene dada por:

$$\sum_{\lambda_\rho} MM^* = Am_\tau(f_1 + syf_2)$$

siendo

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{E_V}{m_V^2}(2m_\tau E_V - 3m_V^2) + m_\tau \\ f_2 &= \frac{P_V}{m_V^2}(2m_\tau E_V - 3m_V^2) \\ y &= \cos\theta_V \end{aligned}$$

θ_V es el ángulo que forma la dirección de vuelo del mesón V con el eje del espín del τ.

En una desintegración a dos cuerpos E_V y P_V están determinados por:

$$\begin{aligned} E_V &= \frac{m_\tau^2 + m_V^2}{2m_\tau} = \frac{m_\tau}{2}(1+\eta) \\ P_V &= \frac{m_\tau^2 - m_V^2}{2m_\tau} = \frac{m_\tau}{2}(1-\eta) \end{aligned}$$

con $\eta = (m_V/m_\tau)^2$, luego:

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{m_\tau}{2\eta}(1+\eta(1-2\eta)) \\ f_2 &= \frac{m_\tau}{2\eta}(1-\eta)(1-2\eta) \end{aligned}$$

Por tanto,

$$\frac{dN_V}{dy} \propto f_1 + sy \cdot f_2 \tag{B.2}$$

Para obtener la distribución de energía en el sistema de referencia del laboratorio hacemos un *boost* de Lorentz a lo largo de la dirección del espín del τ, de modo que los estados de espín $\pm 1/2$ se transformen en estados de helicidad ± 1 ("*right*" y "*left*" respectivamente). Si denotamos por un asterisco las cantidades relacionadas con el nuevo sistema de referencia, entonces:

$$E_V^* = \frac{E_\tau^*}{m_\tau} E_V + \frac{P_\tau^*}{m_\tau} P_V y$$

En el límite $\beta_\tau \rightarrow 1$ tenemos:

$$y = \frac{2x - 1 - \eta}{1 - \eta}$$

donde hemos definido $x = E_V^*/E_\tau^* = E_V^*/E_b$. El Jacobiano de la transformación viene dado por $|J(y,x)| = 2/(1-\eta)$.

Por tanto, podemos escribir la distribución de energía del mesón en función de las secciones eficaces de producción de τ^- "*left*" (σ_L) y "*right*" (σ_R) como:

$$\begin{aligned} \frac{dN_V}{dx} &\propto \left[\sigma_R(f_1 + f_2 \frac{2x-1-\eta}{1-\eta}) + \sigma_L(f_1 - f_2 \frac{2x-1-\eta}{1-\eta})\right] |J(y,x)| \\ &\propto h_0 + (p - x \cdot q)\ A_p \end{aligned}$$

donde las funciones h_0, p y q se definen por:

$$\begin{aligned} h_0(\eta) &= f_1 \cdot |J(y,x)| &&= \frac{1+\eta(1-2\eta)}{\eta(1-\eta)} \\ p(\eta) &= f_2 \cdot |J(y,x)| \frac{1+\eta}{1-\eta} &&= \frac{(1+\eta)(1-2\eta)}{\eta(1-\eta)} \\ q(\eta) &= f_2 \cdot |J(y,x)| \frac{2}{1-\eta} &&= \frac{2(1-2\eta)}{\eta(1-\eta)} \end{aligned}$$

La variable x está definida en el intervalo:

$$x^{min}_{max} = \frac{1}{2}\left[1+\eta\pm\beta_\tau(1-\eta)\right]$$

que en el límite $\beta_\tau \to 1$ equivale al intervalo $[\eta, 1]$

Para el proceso $\tau^+ \to V^+\overline{\nu}_\tau$, la ecuación (B.2) se escribe como:

$$\frac{dN_V}{dy} \propto f_1 - sy \cdot f_2$$

El *boost* de Lorentz se realiza de modo que $\vec{P}_{\tau^+} = -\vec{P}_{\tau^-}$, luego

$$y = \frac{1+\eta-2x}{1-\eta}$$

obteniéndose la misma distribución final que para el τ^-.

B.2 Cálculo del Proceso $\tau^- \to \mathbf{l}^-\nu_\tau\overline{\nu}_l$

A continuación figura el cálculo del proceso de desintegración $\tau^-\to\nu_\tau\overline{\nu_l}l^-$ siendo l^- un leptón cargado como e^- o μ^-. Algunas de las expresiones utilizadas en esta sección han sido definidas en el apartado anterior.

Elemento de Matriz

Dada la asignación de momentos de la figura B.2 (de modo que $p^\mu = q_1^\mu + k^\mu + q_2^\mu$) podemos escribir el elemento de matriz como:

$$iM = i\left(\frac{ieC_L^W}{M_W}\right)^2 \left[\overline{u}(q_1)\gamma^\mu P_L u(p,s)\right]\cdot\left[\overline{u}(k)\gamma_\mu P_L u(q_2)\right]$$

Por tanto:

$$\sum_{\lambda_p}|iM|^2 = A\; tr\{\not{q}_1\gamma^\mu u(p,s)\overline{u}(p,s)\gamma^\delta P_L\}\cdot tr\{\not{k}\gamma_\mu\not{q}_2\gamma^\delta P_L\}$$

donde $C_L^W = 1/(\sqrt{2}\sin\theta_W)$ y $A = \left(\frac{eC_L^W}{M_W}\right)^4 = 8\,G_F^2$.
Calculando las trazas obtenemos el elemento de matriz, que expresado en forma invariante Lorentz queda del siguiente modo:

$$\boxed{\sum_{\lambda_p}|iM|^2 = 8A\,k_\rho\,(p_\mu - m_\tau\epsilon_\mu)\,q_1^\rho\,q_2^\mu}$$

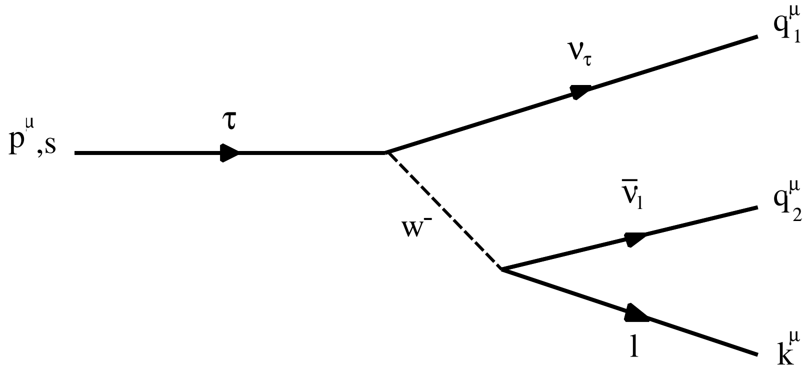


Figura B.2: Diagrama de Feynman para la desintegración leptónica del tau.

Espacio de Fases

Para un proceso de desintegración a tres cuerpos, el espacio de fases invariante Lorentz está dado por:

$$d\Phi_3 = \frac{1}{2^3\,(2\pi)^9}\,\frac{d\,\vec{k}}{E_k}\,\frac{d\,\vec{q_1}}{E_1}\,\frac{d\,\vec{q_2}}{E_2}\,\delta^4(p-k-q_1-q_2)$$

Dado que queremos expresar la anchura de desintegración en términos de las variables de los leptones cargados $(d\,\vec{k})$, escribimos

$$\sum_{\lambda_p} |iM|^2\, d\Phi_3 = \frac{A}{(2\pi)^9}\,\frac{d\,\vec{k}}{E_k}\,(p_\mu - m_\tau \epsilon_\mu)\,k_\rho\, I^{\mu\rho} \tag{B.3}$$

con:

$$I^{\mu\rho} = \int \frac{d\,\vec{q_1}}{E_1}\,\frac{d\,\vec{q_2}}{E_2}\,q_1^\rho\, q_2^\mu\,\delta^4(p-k-q_1-q_2)$$

Los cuadrimomentos $q_i^\mu\ (i = 1,2)$ tienen tres componentes independientes debido a la ligadura $E_i^2 = \vec{q_i}^{\,2}$ (dado que en este caso $m_i^2 = 0$). Por tanto, $I^{\mu\rho}$ dependerá solo del cuadrivector $Q^\mu = p^\mu - k^\mu$. Debido a la invariancia Lorentz éste tiene que tener la forma:

$$I^{\mu\rho} = a\,Q^2\,g^{\mu\rho} + b\,Q^\mu\,Q^\rho$$

Para obtener las constantes a y b multiplicamos esta ecuación por $g^{\mu\rho}$ y $Q^\mu Q^\rho$:

$$\begin{aligned} g^{\mu\rho}\,I^{\mu\rho} &= Q^2\,(4a+b) = I_1 \\ Q^\mu Q^\rho\,I^{\mu\rho} &= (Q^2)^2\,(a+b) = I_2 \end{aligned}$$

donde $I_i\,(i=1,2)$ son escalares. Por consiguiente:

$$\begin{aligned} I_1 &= g_{\mu\rho}\, I^{\mu\rho} \;=\; \int \frac{d\,\vec{q_1}}{E_1}\,\frac{d\,\vec{q_2}}{E_2}\,(q_1{\cdot}q_2)\,\delta^4(Q-q_1-q_2) \\ I_2 &= Q_\mu Q_\rho\, I^{\mu\rho} \;=\; \int \frac{d\,\vec{q_1}}{E_1}\,\frac{d\,\vec{q_2}}{E_2}\,(Q{\cdot}q_1)\,(Q{\cdot}q_2)\,\delta^4(Q-q_1-q_2) \end{aligned}$$

Integrando I_1 e I_2 y resolviendo la ecuación anterior para a y b obtenemos:

$$a = \frac{\pi}{6} \qquad \text{y} \qquad b = \frac{\pi}{3}$$

y por consiguiente:

$$I^{\mu\rho} = \frac{\pi}{6}\,\left(Q^2\, g^{\mu\rho} \,+\, 2\,Q^\mu\, Q^\rho\right)$$

Substituyendo esta expresión de $I^{\mu\rho}$ en la ecuación B.3 obtenemos el elemento de matriz:

$$\sum_{\lambda_p} |iM|^2\, d\Phi_3 \;=\; \frac{A\pi}{6(2\pi)^9}\,\frac{d\,\vec{k}}{E_k}\,\Big(Q^2\,[(k{\cdot}p) - m_\tau(k{\cdot}\epsilon)] \,+\, 2(Q{\cdot}k)\,[(Q{\cdot}p) - m_\tau(Q{\cdot}\epsilon)]\Big)$$

Utilizando las siguientes relaciones (en las que $\eta = m_l^2/m_\tau^2$):

- ▷ $Q^2 = (p-k)^2 = m_\tau^2(1+\eta) - 2(k{\cdot}p)$
- ▷ $(k{\cdot}Q) = (k{\cdot}p) - m_\tau^2\eta$
- ▷ $(p{\cdot}Q) = m_\tau^2 - (k{\cdot}p)$
- ▷ $(Q{\cdot}\epsilon) = (p{\cdot}\epsilon) - (k{\cdot}\epsilon) = -(k{\cdot}\epsilon)$

El elemento de matriz puede reescribirse en su forma final:

$$\boxed{\begin{array}{l} \sum_{\lambda_p} |iM|^2\, d\Phi_3 \;=\; \dfrac{A\pi}{6(2\pi)^9}\,\dfrac{d\,\vec{k}}{E_k}\,\left(f_1(k,p) \,+\, (k{\cdot}\epsilon) f_2(k,p)\right) \\[2ex] \text{con} \\[2ex] f_1(k,p) \;=\; (k{\cdot}p)\,\left(3m_\tau^2(1+\eta) \,-\, 4(k{\cdot}p)\right) - 2m_\tau^4\eta \\[2ex] f_2(k,p) \;=\; m_\tau\,\left(4(k{\cdot}p) \,-\, m_\tau^2(1+2\eta)\right) \end{array}}$$

Cinemática

En el sistema en reposo del τ, el ángulo polar del leptón del estado final $y = cos\theta_k \in [-1, 1]$ y la energía $E_k \in [E_{k,min}, E_{k,max}]$ son variables independientes. Los valores máximo y mínimo de la energía del leptón están dados por las dos configuraciones cinemáticas mostradas en la figura B.3. Cuando el τ está en reposo tenemos que :

▷ $\vec{k} = -(\vec{q}_1 + \vec{q}_2)$

▷ $m_\tau = E_k + E_1 + E_2 = E_k + |\ \vec{q}_1\ | + |\ \vec{q}_2\ |$

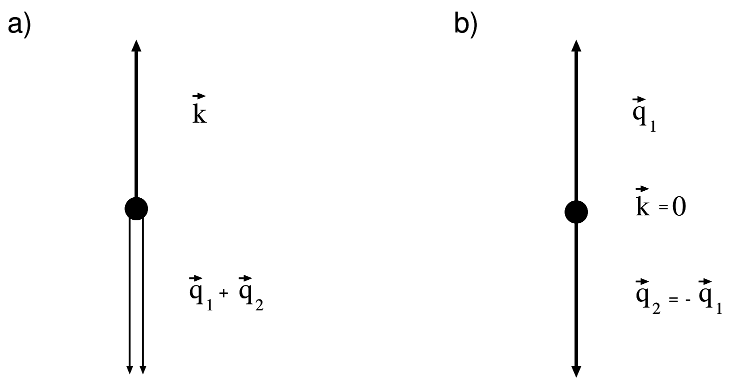


Figura B.3: Configuraciones cinemáticas para la energías del leptón máxima y mínima en el sistema en reposo del τ.

El límite superior de la energía del leptón $E_{k,max}$ es:

$$E_{k,max} = \frac{m_\tau^2 + m_k^2}{2m_\tau} = \frac{m_\tau}{2}(1 + \eta)$$

de modo que $p_{k,max} = \frac{m_\tau}{2}(1 - \eta)$. El límite inferior de la energía del leptón está dada por la configuración B.3.b en la que el leptón está en reposo. Por consiguiente,

$$E_{k,min} = m_k = m_\tau \sqrt{\eta}$$

y así $p_k = 0$ y $E_1 = E_2 = (m_\tau - m_k)/2$.

Sin embrago, en el sistema de laboratorio los límites cinemáticos son más complicados. Si denotamos con estrella ($\star$) las variables después del "boost" a lo largo del eje Z, tenemos que:

$$\begin{aligned} E_k^\star &= \gamma\,(E_k + \beta p_k y) \\ p_k^\star\, y^\star &= \gamma\,(E_k \beta + p_k y) \end{aligned}$$

y con la transformación inversa de Lorentz:

$$
\begin{aligned}
E_k &= \gamma\,(E_k^\star - \beta p_k^\star y^\star) \\
p_k\, y &= \gamma\,(-E_k^\star \beta + p_k^\star y^\star)
\end{aligned}
$$

La máxima energía en este sistema de referencia está dada por la configuración cinemática de la figura B.4.a, esto es:

$$
\begin{aligned}
E_{k,max}^\star &= max\,\{\gamma\,(E_k + \beta p_k y)\} = \gamma\,(E_{k,max} + \beta p_{k,max}) \\
&= \gamma \frac{m_\tau}{2}[(1+\eta) + \beta(1-\eta)]
\end{aligned}
$$

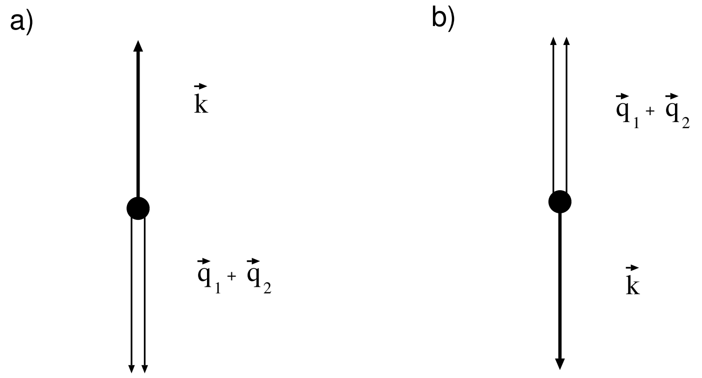


Figura B.4: Configuraciones cinemáticas para la energías del leptón máxima y mínima en el sistema en movimiento si $\beta \geq \beta_{cut}$.

Mientras que para la energía mínima, tenemos que si el leptón del estado final está en reposo en el nuevo sistema $E_k^\star = m_k$ y $p_k^\star = 0$ por tanto, a partir de la ecuación ...

$$
E_k = \gamma E_k^\star = \gamma m_k \leq E_{k,max} = \frac{m_\tau}{2}\,(1+\eta)
$$

y por consiguiente:

$$
\gamma \leq \frac{1+\eta}{2\sqrt{\eta}}
$$

Así pues, hay un valor de β (β_{cut}) por encima del cual el leptón no puede estar en reposo en este nuevo sistema de referencia dado por:

$$
\beta_{cut} = \frac{1-\eta}{1+\eta}
$$

Entonces, si $\beta \leq \beta_{cut}$ la energía mínima es

$$E^\star_{k,min1} \; = \; m_k \; = \; m_\tau\sqrt{\eta}$$

y si $\beta{\geq}\beta_{cut}$ estará dada por la configuración cinemática mostrada en la figura B.4.b, esto es:

$$\begin{aligned} E^\star_{k,min2} \; &= \; \gamma\,(E_{k,max} \; - \; \beta p_{k,max}) \\ &= \; \gamma\frac{m_\tau}{2}[(1+\eta) \; - \; \beta(1-\eta)] \end{aligned}$$

Para energías de los leptones en el intervalo $[E^\star_{k,min1}, E^\star_{k,min2}]$ no hay restricción sobre los ángulos polares, es decir, $y{\in}[-1,1]$. Sin embrago, para energías en $[E^\star_{k,min2}, E^\star_{k,max}]$ el ángulo polar tiene un límite inferior. A partir de las dos ecuaciones... tenemos que

$$y^\star \; = \; \frac{\gamma E^\star_k - E_k}{\gamma\beta p^\star_k}$$

Así, para un valor dado de $E^\star_k$, $y^\star_{min}$ está dado por:

$$y^\star_{min} \; = \; \frac{\gamma E^\star_k - E_{k,max}}{\gamma\beta p^\star_k} \; = \; c\frac{\gamma E^\star_k - m_\tau(1+\eta)/2}{\gamma\beta p^\star_k}$$

Anchura de desintegración en el sistema de laboratorio

Ahora evaluaremos la anchura de desintegración en el sistema en el que $p^\mu = (E_b, 0, 0, \beta E_b)$ con $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = E_b/m_\tau$:

▷ $(k{\cdot}p) = E_b\,(E_k - \beta p_k y)$

▷ $\epsilon^\mu = s\gamma(\beta, 0, 0, 1)$ so $(k{\cdot}\epsilon) = s\gamma(\beta E_k - p_k y)$

Por tanto:

$$\boxed{\textstyle\sum_{\lambda_p} |iM|^2\, d\Phi_3 \; = \; \frac{2G_F^2}{3(2\pi)^7}\, p_k\, dE_k\,(I_1(E_k) + I_2(E_k, s))}$$

siendo

$$\begin{aligned} I_1(E_k) \; &= \; \int_{y_{min}}^{y^{max}} f_1(E_k, y)\, dy \\ I_2(E_k, s) \; &= \; \int_{y_{min}}^{y^{max}} (k{\cdot}\epsilon)\, f_2(E_k, y)\, dy \end{aligned}$$

Como hemos visto, tenemos dos dominios cinemáticos diferentes para las variables E_k y $y = cos\theta_k$ dependiendo de si β es mayor o menor que $\beta_{cut} = (1-\eta)/(1+\eta)$. El que a nosotros nos interesa es aquel en que $\beta \geq \beta_{cut}$, que corresponde a un boost ultrarelativista. Las límites cinemáticos están dados por:

$$\begin{aligned}
E^{D1}_{k,max} &= \frac{\gamma m_\tau}{2}[(1+\eta)+\beta(1-\eta)] \\
E^{D_1}_{k,min} &= \frac{\gamma m_\tau}{2}[(1+\eta)-\beta(1-\eta)] \\
y^{D_1}_{max} &= 1 \\
y^{D_1}_{min} &= \frac{\gamma E_k - m_\tau(1+\eta)/2}{\beta\gamma p_k}
\end{aligned}$$

Por tanto:

$$\begin{aligned}
I_1^{D_1}(E_k) &= \int_{y^{D1}_{min}}^{1} f_1(E_k,y)\,dy \\
&= \frac{1}{24\beta E_b p_k}\Big(32E_b^3(E_k-\beta p_k)^3 \;-\; 36m_\tau^2(1+\eta)E_b^2(E_k-\beta p_k)^2 \\
&\quad + 48m_\tau^4\eta E_b(E_k-\beta p_k) + m_\tau^6(1+\eta)[5(1+\eta)^2-24\eta]\Big) \\
I_2^{D_1}(E_k,s) &= \int_{y^{D1}_{min}}^{1} (k\cdot\epsilon)\, f_2(E_k,y)\,dy \\
&= \frac{s}{24\beta^2 E_b p_k}\Big(16E_b^3[E_k^3(1-3\beta^2)-3\beta^2E_kp_k^2(1+\beta^2)+2\beta^3p_k(p_k^2+3E_k^2)] \\
&\quad + 12m_\tau^2E_b^2(1+2\eta)[\beta^2(p_k-\beta E_k)^2-E_k^2(1-\beta^2)^2] \\
&\quad + 12m_\tau^4E_bE_k\eta(1+\eta)(1-\beta^2) \;+\; m_\tau^6[1-3\eta^2-2\eta^3]\Big)
\end{aligned}$$

En el límite ultrarelativista en que $\beta \to 1$ y $\eta \to 0$ elelemento de matriz queda reducido a la expresión:

$$\sum_{\lambda_p} |iM|^2\,dx \propto \Big((5-9x^2+4x^3) \;+\; s\,(1-9x^2+8x^3)\Big)\;dx$$

con $x \;=\; E_k/Eb \in [0,1]$. Pesando las contribuciones de los taus ($s=-1$) *left-handed* con σ_L y taus ($s=+1$) *right-handed* con σ_R obtenemos el espectro de energía de los leptones procedentes del τ:

$$\boxed{\frac{dN}{dx} \;=\; \tfrac{1}{3}\left((5-9x^2+4x^3) \;-\; A_p\,(1-9x^2+8x^3)\right)}$$

siendo $A_p = (\sigma_L - \sigma_R)/(\sigma_L+\sigma_R)$.

Apéndice C

Correcciones Radiativas

En este apéndice calculamos el efecto que la emisión de fotones de los estados inicial y final tiene en el espectro de energía de los productos de desintegración del τ, producidos en interacciones $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$. En el caso de la radiación del estado inicial tenemos un cambio en la energía efectiva del centro de masas a la que se produce la interacción e^+e^-. En el caso de radiación del estado final nos encontramos con una verdadera modificación en el espectro producida por la *pérdida* de energía en forma de fotones emitidos por el τ o por sus productos de desintegración.

C.1 Correcciones del Estado Inicial (ISR)

Hasta ahora hemos utilizado como variable independiente en nuestras expresiones:

$$x = \frac{E}{E_\tau}$$

siendo E la energía del producto de desintegración del τ. En el caso de interacciones e^+e^- sustituimos E_τ por E_b y denotamos x por x_m:

$$x_m = \frac{E}{E_b}$$

donde E_b es la energía del electrón (positrón) del estado inicial. En general E_b y E_τ no coinciden debido a la radiación de éste. De hecho, si el electrón emite un fotón (γ) de energía $E_{\gamma_e} = (1-z)\cdot E_b$ y el positrón uno de energía $E_{\gamma_p} = (1-t)\cdot E_b$, la energía efectiva centro de masas pasa de ser $\sqrt{s}$ a $\sqrt{s'}$, donde:

$$s' = z \cdot t \cdot s = u \cdot s$$

esto es,

$$E_b' \simeq E_b \cdot \sqrt{u}$$

luego:

$$x \simeq \frac{x_m}{\sqrt{u}}$$

Intuitivamente podemos decir que el espectro de energía $h(x)$ se obtiene como una superposición de los espectros correspondientes a cada valor de E_b' pesados con la probabilidad de que se dé ese valor concreto. Formalmente escribimos:

$$h_{isr}(x) = \int_{x^2}^{1} du \cdot h\left(\frac{x}{\sqrt{u}}\right) \cdot F(u,s) \cdot \sigma(us) \tag{C.1}$$

siendo $\sigma(us)$ el término correspondiente a la sección eficaz de producción. Cuando $u \cdot s \simeq M_Z$ la sección eficaz se puede aproximar por:

$$\sigma(us) \simeq \frac{us}{(us - M_Z^2)^2 + u^2(s\Gamma_Z/M_Z)^2}$$

$F(u,s)$ tiene en cuenta la probabilidad de que un electrón (positrón) emita un fotón de energía E_{γ_e} (E_{γ_p}):

$$F(u,s) = \int_u^1 \frac{dz}{z} \cdot D_{e^-}(s,z) \cdot D_{e^+}(s,u/z)$$

donde $D_i(s,z)$ son las funciones de fragmentación que gobiernan la emisión de fotones de *bremsstrahlung* de energía z. La forma concreta de $F(u,s)$ depende de las aproximaciones hechas a la hora de obtener estas funciones de fragmentación. La expresión explícita que utilizamos en nuestros cálculos para $F(u,s)$ es:

$$F(u,s) = (1-u)^{\beta-1} \cdot \left[1 + \delta^{VS}(u) + \delta^{H}(u)\right]$$

donde:

$$\begin{aligned}
\delta^{VS}(u) &\equiv \frac{\alpha}{\pi} \cdot (L-1) + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \cdot L^2 \\
\delta^{H}(u) &\equiv -\frac{1-u^2}{2} - \frac{\alpha}{\pi} \cdot L \cdot \left(\frac{1+3u^2}{4} \ln u + 1 - u\right) \\
\beta &\equiv \frac{2\alpha}{\pi} \cdot (L-1) \\
L &\equiv \ln \frac{s}{m_e^2}
\end{aligned}$$

La evaluación de la integral (C.1) es tediosa por lo que se realiza numéricamente.

C.2 Correcciones del Estado Final (FSR)

Las correcciones radiativas del estado final tienen mayor importancia en el espectro de energía de los productos de desintegración del τ. Cerca del polo del Z los efectos de interferencia con la radiación del estado inicial son despreciables, por tanto, trataremos la radiación del estado final de forma independiente.

Consideremos el proceso $\tau^- \to \mathrm{V}^-\nu_\tau$ descrito en la figura C.1. La energía de V medida es:

$$E_V = z \cdot x \cdot t \cdot E_b = x' \cdot E_b$$

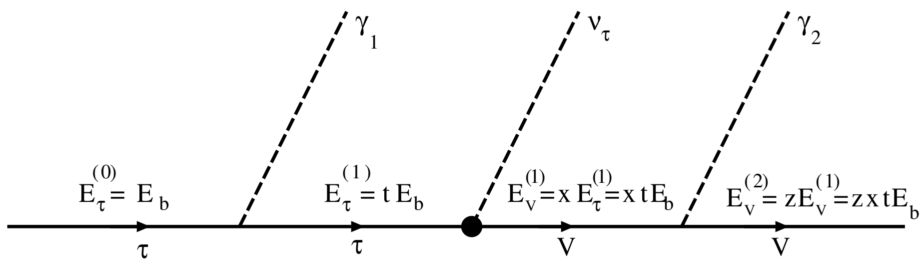


Figura C.1: Correcciones radiativas en el proceso $\tau \rightarrow V\nu$.

donde x es la energía normalizada del mesón V sin tener en cuenta correcciones radiativas.

El tratamiento formal de la radiación del estado final es similar al que seguimos con las correcciones del estado inicial. Hacemos la sustitución:

$$x \longrightarrow \frac{x'}{z \cdot t}$$

y realizamos la convolución de $h(x)$ con las funciones de estructura del τ (D_τ) y de su producto de desintegración (D_f), que tienen en cuenta la probabilidad de emisión de un fotón con una energía determinada:

$$h(x') = \int_0^1 \frac{dz}{z} \int_0^1 \frac{dt}{t} D_\tau(s,t) \cdot D_f \left(\frac{m_\tau^2}{m_f^2}, z\right) \cdot h^{norc}\left(\frac{x'}{zt}\right) \cdot \Theta\left(1 - \frac{x'}{zt}\right)$$

Donde h^{norc} es el espectro sin correciones radiativas del estado final. La función Θ de Heavyside asegura que $x'/zt \leq 1$. Iterando esta expresión a orden α obtenemos:

$$h(x) = h^{norc}(x) + \frac{1}{4}\int_x^1 \frac{dz}{z} \left[\beta_f \cdot P_{ff}(z) + \beta_\tau \cdot P_{\tau\tau}(z)\right] \; h^{norc}\left(\frac{x}{z}\right) \qquad \text{(C.2)}$$

donde hemos denotado x' por x y hemos definido:

$$\begin{aligned} \beta_\tau &\equiv \frac{2\alpha}{\pi} \cdot \left[\ln \frac{s'}{m_\tau^2} - 1\right] \\ \beta_f &\equiv \frac{2\alpha}{\pi} \cdot \left[\ln \frac{m_\tau^2}{m_f^2} - 1\right] \end{aligned} \qquad \text{(C.3)}$$

$P_{ii}(z)$ son los *Kernels regularizados infrarrojos* cuya expresión viene dada por

$$P_{ll}(z) = \frac{2}{(1-z)_+} - (1+z) + \frac{3}{2}\,\delta(1-z)$$

para leptones y por

$$P_{\pi\pi}(z) = \frac{2}{(1-z)_+} - 2 + 2\,\delta(1-z)$$

para mesones de espín 0. En el caso de mesones de espín 1, debido a su elevada masa, la radiación del estado final es despreciable. Esto formalmente equivale a decir que

$$D_f\left(q^2, z\right) = \delta(1-z)$$

El mismo resultado se obtiene si ponemos $\beta_\pi = 0$ en las expresiones para mesones de espín 0.

La integral (C.2) se puede calcular explícitamente de forma sencilla. Las expresiones resultantes de este cálculo se escriben a continuación, donde hemos denotado por h^{RC} el término de la integral en la expresión (C.2) y hemos tenido en cuenta que:

$$h^{RC}(x) = h_0^{RC}(x) + h_1^{RC}(x) \cdot A_p$$

En el caso de **leptones** (e, μ) las expresiones de h_0^{RC} y h_1^{RC} son:

$$\begin{aligned}
h_0^{RC}(x) &= \tfrac{1}{2}(\beta_\tau + \beta_l) \quad \Bigg[h_0^{norc}(x) \cdot \Big(\log(1-x) - \log x\Big) \\
&\qquad + \frac{1}{3}\Big(\frac{5}{2}\log x - x + 4x^2 - \frac{8}{3}x^3 - \frac{1}{3}\Big)\Bigg] \\
h_1^{RC}(x) &= \tfrac{1}{2}(\beta_\tau + \beta_l) \quad \Bigg[h_1^{norc}(x) \cdot \Big(\log(1-x) - \log x\Big) \\
&\qquad + \frac{1}{3}\Big(-\frac{1}{2}\log x + 2x - 8x^2 + \frac{16}{3}x^3 + \frac{2}{3}\Big)\Bigg]
\end{aligned}$$

Para **mesones de espín 0** (π, K) y **espín 1** (ρ, K^*, a_1) los términos de correcciones radiativas son:

$$\begin{aligned}
h_0^{RC}(x) &= \frac{1}{2}h_0^{norc}\left\{\beta_\tau \cdot \left[\log(1-x) - \frac{1}{2}\log x + \frac{1}{4}\right] + \beta_f \cdot \Big[\log(1-x) + 1\Big]\right\} \\
h_1^{RC}(x) &= p^{RC}(x) - x \cdot q^{RC}(x)
\end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned}
p^{RC}(x) &= \frac{1}{2}p^{norc}\left\{\beta_\tau \cdot \left[\log(1-x) - \frac{1}{2}\log x + \frac{x}{2} + \frac{1}{4}\right] + \beta_f \cdot \Big[\log(1-x) + 1\Big]\right\} \\
q^{RC}(x) &= \frac{1}{2}q^{norc}\left\{\beta_\tau \cdot \left[\log(1-x) - \frac{1}{2}\log x + \frac{1}{2x} + \frac{1}{4}\right] + \beta_f \cdot \Big[\log(1-x) - \log x + 1\Big]\right\}
\end{aligned}$$

donde $\beta_f \equiv 0$ para mesones de espín 1. h_0^{norc}, p^{norc} y q^{norc} son los espectros sin correcciones radiativas.

Apéndice D

Sumario de Errores Sistemáticos

En la siguiente tabla se resumen las contribuciones al error sistemático para cada canal de desintegración del τ analizado:

fuente	e	μ	π/K	ρ/K^*
Selección y aceptancia	0.009	0.008	0.006	0.006
Contaminación	0.006	0.004	0.005	0.007
Resolución	0.003	0.002	0.002	0.003
Calibración	0.012	0.014	0.012	0.013
Espacio de Fases	0.007	0.009	0.004	0.007
Anchuras Parciales			0.005	0.004
ρ'				0.012
Total	0.018	0.019	0.016	0.022

Apéndice E

Otras Medidas de la Asimetría de Polarización

En la siguiente tabla aparecen los resultados de los experimentos de LEP para la asimetría de polarización del τ:

Experimento		A_p
ALEPH	[20]	$0.136 \pm 0.012 \pm 0.009$
DELPHI	[21]	$0.148 \pm 0.017 \pm 0.014$
OPAL	[22] *(preliminar)*	$0.134 \pm 0.010 \pm 0.009$
L3	[23] *(preliminar)*	$0.152 \pm 0.010 \pm 0.009$
Nuestro Análisis		$0.143 \pm 0.014 \pm 0.010$
Promedio de LEP	[24]	0.1418 ± 0.0075

En el promedio de LEP los errores estadísticos y sistemáticos han sido combinados en cuadratura. La componente del error debida al error sistemático es ± 0.0049.

Los resultados de ALEPH y DELPHI han sido obtenidos con los datos tomados entre 1990 y 1992, mientras que los de L3 y OPAL utilizan la estadística recogida hasta 1994. Las medidas de DELPHI y OPAL utilizan los datos tomados en el barril ($|\cos\theta| < 0.73$ y $|\cos\theta| < 0.68$) y las de ALEPH y L3 incluyen la región del detector a bajo ángulo ($|\cos\theta| < 0.99$ y $|\cos\theta| < 0.92$ respectivamente)

Como comentamos en el capítulo 4, en el análisis del canal $\tau \to \rho\nu$ nos hemos restringido a obtener la medida de A_p a partir del espectro de energía del ρ. El error estadístico de nuestro resultado es, por tanto, superior en 0.003 al que habríamos obtenido realizando un ajuste en dos dimensiones.

Bibliografía

[1] S.L.Glashow, Nuc. Phys. **22** (1961) 579;
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A.Salam, *Proc.* 8^{th} *Nobel Symp.* (1968), Stockholm. Ed. SVARTHOLM

[2] H. Thacker y J. Sakurai, Phys. Lett. **B36** (1971) 103, "*Lifetimes and Branching Ratios of Heavy Leptons*".

[3] Y. S. Tsai, Phys. Rev. **D4** (1971) 2821, "*Decay Correlations of Heavy Leptons in* $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$".

[4] M. L. Perl *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489, "*Evidence for Anomalous Lepton Production in* e^+e^- *Annihilation*".

[5] N. Qi, "*Tau Lepton Experiment at BES Detector*", en TAU94;
ed.: L. Rolandi, Nuc. Phys. **B40** (1995) 387 (Proc. Suppl.).

[6] M. Aguilar–Benítez *et al.*, Phys. Rev. **D50** (1994) 1173, "*Review of Particle Properties*".

[7] M. W. Grünewald, HUB–IEP–95/13 (1995), "*Tau Physics at LEP*" y referencias citadas.

[8] S. Jadach y Z. Was, Comp. Phys. Comm. **64** (1991) 275, "*TAUOLA: A Library of Monte Carlo Programs to Simulate Decays of Polarized* τ *Leptons*".

[9] M. G. Bowler, Phys. Lett. **B182** (1986) 400, "*The* A_1 *Revisited*";
Z. Y. Fang, G. López Castro y J. Pestieau, IL Nuovo Cimento **100 A, N. 2** (1988) 155, "*Use and Misuse of the Breit–Wigner Formula*".

[10] J. H. Kühn y A. Santamaria, Z. Phys. **C48** (1990) 445, "τ *Decays to Pions*";
L. M. Barkov *et al.*, Nuc. Phys. **B256** (1985) 365; "*Electromagnetic Pion Form Factor in the Timelike Region*".

[11] R. Brun *et al.*, CERN Program Library Long Writeup W5013 (Ed. 1994), "*GEANT: Detector Description and Simulation Tool*".

[12] I. Wilson y H. Henke, CERN 89–09 (1989), "*The LEP Main Ring Accelerating Structure*".

[13] R. Assmann *et al.*, Phys. Lett. **B307** (1993) 187, "*The Energy Calibration of LEP in the 1993 Scan*".

[14] B. Adeva *et al.*, Nuc. Inst. Meth. **A289** (1990) 35, "*The Contruction of the L3 Experiment*".

[15] J. A. Bakken *et al.*, L3 note 1712 (1995), "*Calibration of the L3 Electromagnetic Calorimeter in Electron Beam*".

[16] B. Bleichert *et al.*, Nuc. Inst. Meth. **A254** (1987) 529, "*Test Results From a Uranium Hadron Calorimeter Using Wire Chamber Readout*".

[17] M. Bocciolini *et al.*, Nuc. Inst. Meth. **A257** (1987) 509;
M. Bocciolini *et al.*, Nuc. Inst. Meth. **A257** (1988) 548.

[18] J. Onvlee, Tesis Doctoral, "*The Behaviour of the L3 Muon Chambers in a Magnetic Field*";
L. Martínez Laso, Tesis Doctoral (1988), "*Estudio y Análisis de los Parámetros de Cámaras de Deriva*".

[19] Y. Karyotakis y M. Wadhwa, L3 note 1727 (1995), "*Results of the Energy Calibration on the Low Energy Electromagnetic Bumps*".

[20] Colaboración ALEPH, D. Buskulic *et al.*, CERN–PPE/95–023 (1995), "*Improved tau polarisation measurements*".

[21] Colaboración DELPHI, P. Abreu *et al.*, Z. Phys. **C67** (1995) 183.

[22] Colaboración OPAL, Contribución a la EPS–HEP de Bruselas, **eps0295**, "*Updated Measurement of the Tau Polarisation Asymmetry*".

[23] Colaboración L3, O. Acciari *et al.*, Phys. Lett. **B341** (1994) 245;
Colaboración L3, Contribución a la EPS–HEP de Bruselas, **eps0094**, "*A Preliminary Update of A_τ and A_e Using 1994 Data*".

[24] The LEP Collaborations and the LEP Electroweak Working Group, CERN–PPE/95–172, "*A Combination of Preliminary LEP Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*" y referencias citadas.