

Universidad Nacional de La Plata
Departamento de Física

Estudio de las corrientes neutra y cargada en
el proceso $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$

TESIS DOCTORAL

PABLO E. LACENTRE

Dirigida por M.T. Dova

La Plata, 2 de Abril de 1998

Índice General

Introducción	7
I La teoría	9
1 El Modelo Standard Electro débil	11
1.1 Ruptura de la simetría	12
1.2 Fermiones y Higgs	14
1.3 Corrientes e Interacciones	16
1.4 Mas familias: <i>charm</i> y τ	16
1.5 El proceso $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	18
1.6 El proceso $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$	20
2 Distribuciones de decaimiento	23
2.1 Descripción del proceso $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$	24
2.1.1 La corriente leptónica	25
2.1.2 La corriente hadrónica	25
2.1.3 Distribución angular	28
3 Observables	33
3.1 Método de las variables óptimas	33
3.1.1 Equivalencia de los métodos	35
3.1.2 Estudio Monte Carlo	36
3.1.3 Inclusión de otros canales	37
3.2 Método de los momentos	38
3.2.1 Estudio Monte Carlo	40
4 Conclusiones del análisis teórico	43
II El experimento	47
5 El experimento L3	49

5.1	LEP	50
5.2	El detector L3 de LEP	52
5.2.1	El imán	53
5.2.2	La cámara de muones	53
5.2.3	Filtro de muones	56
5.2.4	El calorímetro hadrónico	56
5.2.5	Contador de centelleos	58
5.2.6	El calorímetro electromagnético	59
5.2.7	El detector central	60
5.2.8	Monitor de luminosidad	64
5.3	Trigger y adquisición de datos	65
6	Algoritmos de reconstrucción	67
6.1	Reconstrucción de trazas	67
6.2	Reconstrucción de clusters calorimétricos	76
6.3	Determinación de la energía	78
7	Análisis de datos	83
7.1	Monte Carlo	84
7.2	Preselección	85
7.3	Segunda reconstrucción	91
7.4	Selección	94
7.5	Variables cinemáticas	96
8	Medida de γ_{VA} y P_τ	101
8.1	Procedimiento de ajuste	101
8.2	Errores sistemáticos	102
8.2.1	Determinación de la carga	103
8.2.2	Eficiencia de selección	104
8.2.3	Resolución angular	104
8.2.4	Fluctuaciones estadísticas en el MC	106
8.3	Resultados	106
9	Conclusiones del análisis experimental	109
III	Apéndices y bibliografía	113
A		115
A.1	Reglas de Feynman	115
A.2	Renormalización	118

ÍNDICE GENERAL

5

B	121
B.1 Estadística	121
B.2 Luminosidad	123
Bibliografía	125

Introducción

La descripción de las partículas e interacciones fundamentales de la naturaleza es tema de estudio de la *Física de altas energías* (HEP) y se describen en forma de leyes y modelos matemáticos. Estos modelos poseen parámetros que caracterizan el tipo e intensidad de las interacciones, los cuales son determinados experimental y una vez medidos, otras observaciones pueden ser predichas, verificando la consistencia de la teoría. Los experimentos que dan (y dieron) origen a estos modelos comprenden desde estudios de momento angular en átomos, donde el impulso transferido es del orden de 10^{-10}GeV , hasta colisiones $p\bar{p}$ a energías de centro de masa de 10^3 GeV . La teoría actualmente aceptada para explicar las interacciones fundamentales, excepto la gravedad, es el llamado *Modelo Standard* (MS). Los orígenes del MS pueden remontarse al modelo de Fermi y a la propuesta de la existencia del neutrino, una partícula (fermión) muy curiosa ya que la única interacción que experimenta es la interacción débil (hasta el momento no se ha podido registrar masa para esta partícula) y no existe otra partícula observada que tenga la misma propiedad. Las interacciones débiles han sido estudiadas primeramente en electrones y muones, cada uno asociado a su neutrino correspondiente. Más recientemente, con el descubrimiento del leptón τ (tau), se abrió una nueva puerta para las investigaciones en esa dirección. El τ ofrece un laboratorio único para el estudio de las interacciones fundamentales ya que, debido a su gran masa, sus posibilidades de desintegración son muy variadas, incluyendo procesos intermedios que involucran también a las interacciones fuertes. Los taus se producen copiosamente en procesos de colisión electrón-positrón

$$e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow \tau^+\tau^- \quad (1)$$

Los experimentos en LEP (CERN) y SLC (SLAC) permiten realizar tests de precisión sobre las predicciones y necesidades del MS, en particular, sobre el sector electrodébil, del cual nos ocuparemos en esta tesis.

Comenzaremos nuestros estudios con una breve descripción de la parte electrodébil del MS. En el capítulo 1 calcularemos la sección eficaz de producción

del τ en el proceso (1) e introduciremos la asimetría de *polarización* P_τ , íntimamente relacionada con la estructura de las corrientes neutras. El valor de P_τ no es predicho por el MS y debe ser medido experimentalmente. En el capítulo 2 describiremos la desintegración del τ a través del canal

$$\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau \quad (2)$$

Este proceso es mediado por interacciones débiles cargadas (corrientes cargadas) y caracterizado por la asimetría de *quiralidad* γ_{VA} , la cual está relacionada con la helicidad del ν_τ a través de $\gamma_{VA} = -h_{\nu_\tau}$. El MS predice $\gamma_{VA} = 1$ pues sólo neutrinos izquierdos son considerados. Una desviación medida de dicho valor podría indicar evidencia de nueva física.

La polarización del τ fue medida por los experimentos de LEP, suponiendo una estructura V-A para la corriente cargada, es decir $\gamma_{VA} = 1$. El parámetro γ_{VA} fue medido a bajas energías, donde $P_\tau = 0$ y a energías de la masa del bosón Z^0 , pero sólo en valor absoluto. El resultado así obtenido no permite distinguir entre una estructura V-A o V+A para las corrientes cargadas. En esta dirección, hemos determinado nuevos observables para la medida simultánea de los parámetros γ_{VA} y P_τ en experimentos donde la producción del τ (1) se realiza a energías de la masa del bosón Z^0 . En el capítulo 3 se describen estos observables, los cuales permiten obtener no sólo el valor absoluto de los parámetros sino también el signo relativo, siendo entonces posible la caracterización unívoca, tanto de la estructura de las corrientes cargadas como de las corrientes neutras, sin suposiciones adicionales. También analizaremos las implicaciones del uso de estos métodos en un experimento hipotético y daremos una conclusión en el capítulo 4 sobre las ventajas y desventajas de los mismos.

La segunda parte está dedicada a la aplicación directa de uno de los métodos mencionados, a los datos recogidos por el experimento L3 de LEP, durante 1994 y 1995. Comenzaremos dicha parte con una descripción del colisionador e^+e^- LEP y del detector L3. La reconstrucción experimental completa del canal (2) se presenta en los capítulos 6 y 7. El primero está dedicado a la reconstrucción de datos propiamente dicha mientras que en el segundo se presentan los métodos utilizados para la selección de los eventos y purificación de la muestra. El análisis final para la determinación de los parámetros γ_{VA} y P_τ se presenta en el capítulo 8.

Finalmente, en el capítulo 9 concluiremos sobre los resultados obtenidos y compararemos nuestras predicciones con otras medidas realizadas en distintos experimentos. Hemos dedicado dos apéndices para completar la información requerida en la lectura de esta tesis; uno para la parte teórica (A) y otro para la experimental (B).

Parte I
La teoría

Capítulo 1

El Modelo Standard Electrodébil

El sector del Modelo Standard que corresponde a las interacciones débiles (MSE) está representado por un lagrangiano invariante frente a las transformaciones del grupo $SU(2) \times U(1)$. La parte del lagrangiano que depende solo de los campos A^i de $SU(2)$ y B de $U(1)$ se escribe

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \quad (1.1)$$

con

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i - ig\epsilon^{ijk} A_\mu^j A_\nu^k \\ G_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{aligned} \quad (1.2)$$

La parte fermiónica está dada por el lagrangiano de Dirac

$$\mathcal{L}_{ferm} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi \quad (1.3)$$

en la que el operador de derivación debe ser reemplazado por la derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^a T^a - ig'Y B_\mu \quad (1.4)$$

para preservar la invarianza del lagrangiano frente a las transformaciones del grupo (invarianza de *gauge*). Los generadores $T^a = \sigma^a/2$ son las matrices de Pauli e Y es un operador proporcional a la matriz identidad en 2 dimensiones, llamado generador de *hipercarga*. Las constantes de acoplamiento de $SU(2)$ (g) y de $U(1)$ (g') son en general diferentes.

1.1 Ruptura de la simetría

Un ingrediente posteriormente agregado al modelo es el mecanismo para dar masa a los bosones de gauge débiles y a fermiones. Para ello consideremos que existe un campo escalar ϕ doblete de $SU(2)$ con un potencial de autointeracción $V(\phi)$ que se acopla a los campos de gauge

$$\mathcal{L} = |D_\mu \phi|^2 - V(\phi) \quad (1.5)$$

Consideremos el caso no-trivial mas sencillo, en el que el campo ϕ adquiere un valor de expectación de vacío $v \neq 0$ en sólo una de sus componentes

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Del primer término de la expresión (1.5) pueden leerse las interacciones de los campos bosónicos con ϕ para este caso

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} (gA_\mu^a T^a + g'Y B_\mu) (gA^{b\mu} T^b + g'Y B^\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} gA_\mu^3 + g'B_\mu & A_\mu^1 - iA_\mu^2 \\ A_\mu^1 + iA_\mu^2 & -g'A_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} \frac{v^2}{4} [g^2(A_\mu^1)^2 + g^2(A_\mu^2)^2 + (-gA_\mu^3 + g'B_\mu)^2] \end{aligned} \quad (1.7)$$

donde hemos utilizado la representación matricial de los operadores de Pauli. En primer lugar, notemos que existen solo tres términos de masa, que podemos asignar a los campos bosónicos normalizados

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^1 \pm iA_\mu^2) \quad \text{con masa } m_W = g \frac{v}{2} \quad (1.8)$$

$$Z_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(gA_\mu^3 - g'B_\mu) \quad \text{con masa } m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} \quad (1.9)$$

El campo electromagnético no adquiere masa (como es deseado) y puede construirse como la combinación 'ortogonal' a Z_μ^0

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(g'A_\mu^3 + gB_\mu) \quad \text{con masa } m_A = 0 \quad (1.10)$$

El cambio de base, de los campos (A^3, B) a los (Z^0, A) resulta mas claro en términos de una rotación en un ángulo de mezcla electrodébil θ_w

$$\begin{pmatrix} Z^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^3 \\ B \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

con

$$\cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \frac{m_W}{m_Z} \quad \sin \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.12)$$

La derivada covariante (1.4) se escribe en la nueva base como

$$D_\mu = \partial_\mu - i \frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ T^+ + W_\mu^- T^-) - i \frac{g}{\cos \theta_w} Z_\mu^0 (T^3 - \sin \theta_w Q) - ie A_\mu Q \quad (1.13)$$

donde

$$\begin{aligned} T^\pm &= T^1 \pm iT^2 \\ Q &= T^3 + Y \end{aligned} \quad (1.14)$$

y $e = g \sin \theta_w$ debe ser identificado con la carga eléctrica del electrón.

El hecho de que el campo electromagnético no adquiere masa es consecuencia de la elección muy particular hecha sobre el estado de vacío (ϕ_0). Este estado puede ser conseguido siempre, utilizando las propiedades de transformación de la teoría

$$\phi \rightarrow e^{i\alpha^a(x)T^a} e^{i\beta(x)Y} \phi \quad (1.15)$$

por ejemplo, eligiendo

$$\alpha^1 = \alpha^2 = 0 \quad ; \quad \alpha^3 = \beta \quad (1.16)$$

Pero si fijamos esta transformación, el vacío ya no tiene la simetría de la teoría. Se dice entonces que existe una *ruptura espontánea de la simetría del vacío*. Sin embargo existe todavía un subgrupo invariante

$$\phi_0 \rightarrow e^{i\beta(x)Q} \phi_0 \quad (1.17)$$

generado por el operador Q asociado al campo electromagnético A_μ en la expresión (1.13) y que debería ser reconocido como el generador de carga eléctrica. Esto justifica la construcción (1.10) por el hecho de que el vacío todavía conserva la simetría electromagnética, como es deseado. Por lo tanto, la teoría se rompe espontáneamente de la siguiente manera

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{e.m.} \quad (1.18)$$

para dar masa a los bosones de gauge y acoplar las interacciones débiles y electromagnéticas (*unificación*).

1.2 Fermiones y Higgs

Escribamos los campos fermiónicos de la siguiente manera

$$E_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (1.19)$$

y

$$\psi_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} \psi$$

para cualquier campo $\psi \neq \nu$.

Tratemos ahora de aplicar el mecanismo de Higgs para generar la masa de los fermiones. El acoplamiento mínimo que puede construirse, cuadrático en los campos fermiónicos, es

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\lambda_e \bar{E}_L \cdot \phi e_R + h.c \\ &= -\frac{1}{2\sqrt{2}} \lambda_e v \bar{e} e \end{aligned} \quad (1.20)$$

donde hemos utilizado (1.6) para el campo de Higgs. Obtenemos entonces el siguiente valor para las masas de los leptones

$$m_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_e v \quad m_{\nu_e} = 0 \quad (1.21)$$

La constante λ_e es arbitraria y no está relacionada con otros parámetros medibles de la teoría, por lo que el modelo no predice la masa del electrón. De la misma manera podemos darle masa a los quarks

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\lambda_d \bar{Q}_L \cdot \phi d_R - \lambda_u \epsilon^{ab} \bar{Q}_{La} \cdot \phi_b^\dagger u_R + h.c \\ &= -\frac{v}{2} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_d \bar{d} d + \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_u \bar{u} u \right] \end{aligned} \quad (1.22)$$

de donde

$$m_d = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_d v \quad m_u = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_u v \quad (1.23)$$

Por ahora hemos utilizado el mismo campo ϕ para dar masa a todas las partículas, asumiendo sólo que el valor de expectación de vacío de este campo es no nulo y dado por (1.6). Hemos visto que esta elección es siempre posible, debido a la libertad de elección del gauge, pero también es necesario elegir

un potencial de autointeracción adecuado $V(\phi)$ para el Lagrangiano (1.5). La elección mas simple es

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.24)$$

donde el mínimo ocurre para

$$v = \left(\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{1/2} \quad (1.25)$$

si μ^2 y λ son reales positivos.

Consideremos ahora una pequeña perturbación del campo ϕ alrededor del vacío

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

y examinemos sus autointeracciones en (1.5)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \frac{\lambda v^2}{2} h^2 - \frac{\lambda v}{2} h^3 - \frac{1}{4} \lambda h^4 \quad (1.27)$$

Entonces el campo $h(x)$ representa una partícula escalar con masa

$$m_h = \sqrt{\frac{\lambda}{2}} v \quad (1.28)$$

llamado bosón de *Higgs*¹.

Los términos de masa de los bosones y fermiones resultan

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Higgs} &= \frac{1}{2} (\partial_\mu h)^2 + \left[m_W^2 W^{\mu+} W_\mu^- + \frac{1}{2} m_Z^2 Z^\mu Z_\mu \right] \cdot \left(1 + \frac{h}{v} \right)^2 \\ \mathcal{L}_{Yukawa} &= - \sum_f m_f \bar{f} f \left(1 + \frac{h}{v} \right) \end{aligned} \quad (1.29)$$

de donde pueden leerse también los acoplamientos del campo de Higgs con las partículas físicas.

¹Hemos supuesto que el campo $h(x)$ es real y ésto es siempre posible mediante una adecuada elección del gauge (llamado gauge *unitario*). Sin embargo aún en el caso mas general, solo 1 de las componentes (reales) del campo ϕ adquiere masa por este mecanismo. Las 3 componentes restantes (sin masa) son llamadas bosones de *Goldstone*.

1.3 Corrientes e Interacciones

La interacción de los fermiones con los bosones de gauge se obtiene del Lagrangiano de Dirac, reemplazando la derivada normal por la derivada covariante y puede escribirse de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_{int} = g (W_{\mu}^{+} J_{W}^{\mu+} + W_{\mu}^{-} J_{W}^{\mu-} + Z_{\mu}^{0} J_{Z}^{\mu}) + e A_{\mu} J_{e.m}^{\mu} \quad (1.30)$$

donde

$$J_{W}^{\mu+} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_L \gamma^{\mu} e_L + \bar{u}_L \gamma^{\mu} d_L)$$

$$J_{W}^{\mu-} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L \gamma^{\mu} \nu_L + \bar{d}_L \gamma^{\mu} u_L) \quad (1.31)$$

$$J_{Z}^{\mu} = \frac{1}{\cos \theta_w} \sum_f \bar{f} \gamma^{\mu} (v_f - a_f \gamma^5) f \quad (1.32)$$

$$J_{e.m}^{\mu} = \sum_{f \neq \nu} \bar{f} \gamma^{\mu} Q_f f \quad (1.33)$$

donde la suma sobre f se extiende sobre todos los fermiones y

$$v_f = T_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_w$$

$$a_f = T_f^3 \quad (1.34)$$

se denominan constantes de acoplamiento vectorial y axial respectivamente.

En el M.S. los bosones W se acoplan solamente a fermiones izquierdos. Las *corrientes cargadas* son por lo tanto violadoras de paridad (P) en forma *máxima*. Este es uno de los temas de estudio de esta tesis. Por otra parte, dado que los acoplamientos del bosón Z^0 son diferentes (aunque ninguno nulo) para fermiones izquierdos y derechos, hay por lo tanto violación de paridad también en estas interacciones, aunque no es máxima. Así, en la producción de pares $\bar{f}f$ en procesos mediados por *corrientes neutras* los fermiones finales están parcialmente *polarizados*, aún cuando los estados iniciales no estén polarizados. Este es otro de los temas de estudio de esta tesis.

1.4 Mas familias: *charm* y τ

En 1970, Glashow [2] propone la existencia del quark *charm* c como compañero del quark s , para explicar la ausencia de eventos tales como $K^0 \rightarrow$

$\mu^+\mu^-$ con base en el MS.

Para esa época se construía el colisionador e^+e^- SPEAR en el centro de investigaciones SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), para estudiar colisiones en la región de energías entre 2.5 y 7.5 GeV. Entre las propuestas que fundamentaban la construcción de esta máquina se encontraban

1. Una determinación precisa de la sección eficaz de producción de hadrones y muones, en particular del parámetro

$$R = \frac{\Gamma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\Gamma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

2. La búsqueda de leptones pesados

R es proporcional a la suma de los cuadrados de las cargas de los quarks. El primer punto interesante fue el hecho de que R no es constante sino que aumentaba con la energía. En 1974 el equipo de B. Richter en SLAC [3] e independientemente S. Ting en un experimento de blanco fijo en Brookhaven [4], reportan la existencia de una resonancia muy estrecha (ψ) a energía de 3.1 GeV. Este es precisamente el candidato esperado de un estado ligado $c\bar{c}$, estudiado años antes por T. Appelquist y D. Politzer. En los meses subsiguientes toda una serie de familias de hadrones con quark c fueron encontradas también en otros experimentos. Durante el estudio detallado de estas resonancias, el grupo de SLAC-LBL liderado por M. Perl y trabajando en el detector MARK I [5] reportan la existencia de eventos con un muón y un electrón de cargas opuestas emitidos en direcciones completamente contrarias y ninguna otra partícula en el estado final. Interpretan estos eventos como la producción de un par de leptones pesados ($\tau^+\tau^-$), seguidos de sus decaimientos leptónicos

$$\begin{aligned}\tau^+ &\rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau \\ \tau^- &\rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau\end{aligned}\tag{1.35}$$

Las características de estos eventos fueron teóricamente estudiadas años atrás por Y. Tsai [6] y confirmadas experimentalmente en los años subsiguientes. La masa y vida media del leptón τ han sido medidas con precisión. Los valores actualmente aceptados son [7]

$$\begin{aligned}m_\tau &= 1777.0 \pm 0.3 \text{ MeV} \\ \tau_\tau &= 291.0 \pm 1.5 \text{ fs}\end{aligned}\tag{1.36}$$

Debido a su gran masa, los modos de desintegración del τ no son sólo leptónicos. La tabla 1.4 muestra los principales modos de desintegración

Canal	Branching Ratio
Three prong	
$\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	9.24 ± 0.21
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	4.45 ± 0.14
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	0.40 ± 0.09
$\tau^- \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$	0.20 ± 0.07
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \geq 2\pi^0 \nu_\tau$	0.51 ± 0.05
One prong	
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.83 ± 0.08
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.35 ± 0.10
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	11.31 ± 0.15
$\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$	0.71 ± 0.05
$\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25.24 ± 0.16
$\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	9.27 ± 0.14
$\tau^- \rightarrow \pi^- \geq 3\pi^0 \nu_\tau$	1.32 ± 0.14

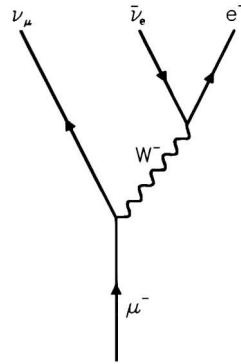
Tabla 1.1: Canales de desintegración más importantes del τ junto con sus probabilidades (*branching ratios*) correspondientes.

junto con sus probabilidades (*branching ratios*) correspondientes. Esto constituye una oportunidad única para el estudio de las interacciones débiles basadas en el M.S. y en otros modelos efectivos (Fermi, etc.) y también para el análisis de las interacciones fuertes (QCD, modelos quirales, [8]) y leyes de conservación de todo tipo (CP [8], invarianza de Lorentz [9], etc.).

Los descubrimientos del quark c y del leptón τ constituyen pilares esenciales en la física de partículas fundamentales, aportando evidencia circunstancial sobre la existencia de quarks como componentes fundamentales de los hadrones, apoyando el desarrollo del M.S. y abriendo una puerta a la existencia de una tercer generación de partículas. Este último hecho fue confirmado entre 1978 y 1993 con el descubrimiento de los quarks *bottom* (b) y *top* (t) respectivamente y con la determinación del número de familias ($N_f = 3$) medida en LEP [10].

1.5 El proceso $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$

Vamos a calcular ahora la amplitud de desintegración del muón. El diagrama mas sencillo que puede construirse (llamado *árbol*) es el siguiente



Aplicando las reglas de Feynman (ver apéndice A.1) obtenemos

$$\mathcal{M} = \left(\frac{ie}{2\sqrt{2} \sin \theta_w} \right)^2 [\bar{u}_\mu \gamma^a (1 - \gamma^5) u_{\nu_\mu}] \frac{-ig_{ab}}{q^2 - M_W^2} [\bar{u}_e \gamma^b (1 - \gamma^5) v_{\nu_e}] \quad (1.37)$$

Dado que la masa del muón es mucho menor que la del W , podemos despreciar q^2 frente a esta última y escribir

$$-i\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_\mu \gamma^a (1 - \gamma^5) u_{\nu_\mu}] [\bar{u}_e \gamma^a (1 - \gamma^5) v_{\nu_e}] \quad (1.38)$$

que no es otra cosa mas que la predicción del modelo de Fermi, si identificamos

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{e^2}{8 \sin^2 \theta_w m_W^2} \quad (1.39)$$

Esta expresión permite, junto con (1.12) predecir la masa de los bosones de gauge una vez determinado el ángulo de mezcla electrodébil.

La constante de Fermi G_F y la carga del electrón (o $\alpha = e^2/4\pi$, la constante de estructura fina) son dos de las magnitudes mejor medidas en la actualidad. Se encuentra que las correcciones *radiativas* de QED , que comprenden todos aquellos diagramas obtenidos añadiendo un fotón, tanto real como virtual, al diagrama árbol, son muy influyentes (ver apéndice A.2). La suma de todos estos diagramas es finita a altas energías (*ultravioleta*) pero divergente a bajas energías (*infrarroja*) debido a la masa nula del fotón. Afortunadamente estas divergencias se cancelan al considerar la amplitud de desintegración con fotones reales, que es lo que verdaderamente ocurre en cualquier proceso. Este es un caso típico en teorías renormalizables (lo que no ocurre en el modelo de Fermi) y permite incorporar los efectos de las correcciones de orden superior en el cálculo de las constantes de acoplamiento. Algunas

20 CAPÍTULO 1. EL MODELO STANDARD ELECTRODÉBIL

contribuciones de diagramas a un *loop* en el MSE se muestran en la figura 1.5. Por ejemplo, G_F se determina a través de la vida media del muón usando la expresión

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} (1 + \delta_{QED}) f\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \quad (1.40)$$

donde

$$f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \ln x \quad (1.41)$$

$$\delta_{QED} = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2\right) \approx -0.0042$$

Con los valores actualmente aceptados

$$G_F = (1.16639 \pm 0.00002) \times 10^{-5} GeV^{-2} \quad (1.42)$$

$$\sin^2 \theta_w = 0.2320 \pm 0.0004$$

y usando (1.39) obtenemos los siguientes valores para las masas de los bosones débiles

$$m_W = 77.34 \pm 0.07 \quad (1.43)$$

$$m_Z = 88.32 \pm 0.10$$

Por otro lado, las masas medidas experimentalmente [7] son

$$m_W = 80.33 \pm 0.15 \quad (1.44)$$

$$m_Z = 91.187 \pm 0.007$$

La diferencia de mas de 3σ (desviaciones standard) entre la predicción teórica y los resultados experimentales es una fuerte indicación de la importancia de las correcciones radiativas sobre las relaciones deducidas a nivel árbol.

1.6 El proceso $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Calculemos ahora la sección eficaz de producción de leptones τ a través del diagrama árbol de la figura 1.6.

Si los haces de e^+ y e^- no están polarizados puede escribirse la expresión en la forma

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\alpha^2}{8s} \{A(1 + \cos^2 \theta) + B \cos \theta - h_\tau [C(1 + \cos^2 \theta) + D \cos \theta]\} \quad (1.45)$$

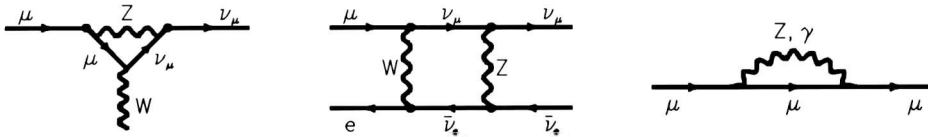


Figura 1.1: Correcciones radiativas mas importantes en el decaimiento del muón; de izquierda a derecha: corrección de vértices, diagrama caja y autoenergías.

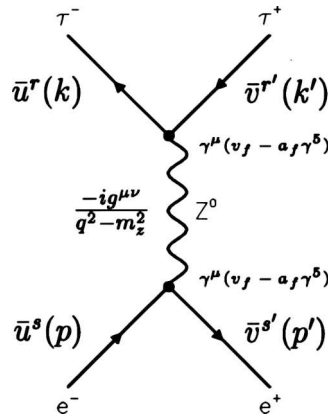


Figura 1.2: Diagrama árbol para la producción de pares $\tau^+\tau^-$ por intercambio de un Z^0 , con las expresiones correspondientes a cada vértice, líneas externas y propagador.

donde $h_\tau (= \pm 1)$ es la helicidad del τ , θ el ángulo de dispersión respecto de la dirección de e^- y

$$\begin{aligned}
 A &= 1 + 2v_e v_\tau \text{Re}(\chi) + (v_e^2 + a_e^2)(v_\tau^2 + a_\tau^2)|\chi|^2 \\
 B &= 4a_e a_\tau \text{Re}(\chi) + 8v_e a_e v_\tau a_\tau |\chi|^2 \\
 C &= 2v_e a_\tau \text{Re}(\chi) + 2(v_e^2 + a_e^2)v_\tau a_\tau |\chi|^2 \\
 D &= 4a_e v_\tau \text{Re}(\chi) + 4v_e a_e (v_\tau^2 + a_\tau^2)|\chi|^2
 \end{aligned}
 \tag{1.46}$$

El término χ contiene al propagador del Z^0 . Es conveniente escribir este propagador en la aproximación de Breit-Wigner, que tiene en cuenta los efectos de las correcciones de orden superior incorporando un ancho $\Gamma_Z(s)$

22 CAPÍTULO 1. EL MODELO STANDARD ELECTRODÉBIL

para la resonancia Z^0

$$\chi = \frac{G_F m_Z^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{s}{s - m_Z^2 + is\Gamma_Z/m_Z} \quad (1.47)$$

Los coeficientes A , B , C y D pueden ser determinados experimentalmente midiendo la sección eficaz total y las asimetrías *forward-backward*, *polarización* y *polarización forward-backward*

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{s} A \quad \mathcal{A}_{FB}(s) \equiv \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} = \frac{3B}{8A}$$

$$\mathcal{A}_{Pol}(s) \equiv \frac{\sigma^{(h_\tau=+1)} - \sigma^{(h_\tau=-1)}}{\sigma^{(h_\tau=+1)} + \sigma^{(h_\tau=-1)}} = -\frac{C}{A} \quad (1.48)$$

$$\mathcal{A}_{FB,Pol}(s) \equiv \frac{N_F^{(h_\tau=+1)} - N_F^{(h_\tau=-1)} - N_B^{(h_\tau=+1)} + N_B^{(h_\tau=-1)}}{N_F^{(h_\tau=+1)} + N_F^{(h_\tau=-1)} + N_B^{(h_\tau=+1)} + N_B^{(h_\tau=-1)}} = -\frac{3D}{8A}$$

donde N_F (N_B) es el número de τ 's que son producidos con la componente del impulso en la dirección de e^- positiva (negativa).

Para procesos en el pico de producción del Z^0 ($s = m_Z^2$) la componente real del propagador se anula y el intercambio electromagnético puede despreciarse. Las asimetrías anteriores toman entonces la forma

$$\sigma(m_Z^2) = \frac{4\pi\alpha^2}{m_Z} A \quad \mathcal{A}_{FB}(m_Z^2) = \frac{3}{4} \mathcal{P}_e \mathcal{P}_\tau$$

$$\mathcal{A}_{Pol}(m_Z^2) = \mathcal{P}_\tau \quad \mathcal{A}_{FB,Pol}(m_Z^2) = \frac{3}{4} \mathcal{P}_e \quad (1.49)$$

donde

$$\mathcal{P}_\tau = \frac{-2v_\tau a_\tau}{v_\tau^2 + a_\tau^2} \quad (1.50)$$

Esta expresión relaciona la polarización de la muestra final de τ 's con las constantes de acoplamiento débil vectorial y axial y, en consecuencia, con el seno del ángulo de mezcla electrodébil a través de la expresión (1.34).

Capítulo 2

Distribuciones de decaimiento

En el Modelo Standard Electro débil (MSE) la estructura de las corrientes neutras queda completamente definida una vez determinado $\sin^2 \theta_w$. Para el estudio de este parámetro a energías de la masa del bosón Z^0 (91 GeV) suele utilizarse el proceso $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$, explicado para el caso particular $f = \tau$ en la sección (1.6). Las asimetrías (1.49) relacionan las constantes de acoplamiento con magnitudes observables. En esta tesis analizaremos la asimetría de *polarización* del τ definida en (1.6)

$$\mathcal{P}_\tau = \frac{\sigma^{(h_\tau=+1)} - \sigma^{(h_\tau=-1)}}{\sigma^{(h_\tau=+1)} + \sigma^{(h_\tau=-1)}} = -\frac{2v_\tau a_\tau}{v_\tau^2 + a_\tau^2} \quad (2.1)$$

la cual, usando (1.34) determina unívocamente $\sin^2 \theta_w$

$$s_w^2 = \frac{1}{4} \left\{ 1 - \frac{1 - \sqrt{1 - \mathcal{P}_\tau^2}}{\mathcal{P}_\tau} \right\} \quad (2.2)$$

Por otro lado, la estructura de las corrientes cargadas se fija en el M.S. al tipo V-A. El leptón τ es un excelente laboratorio para el estudio de estas corrientes, debido a sus variadas posibilidades de desintegración. Los procesos de desintegración son completamente análogos al decaimiento del muón, explicado en la sección (1.5). Podemos entonces generalizar la corriente muónica en (1.38) y proponer una mezcla arbitraria de corrientes axiales y vectoriales, introduciendo las constantes de acoplamiento g_V y g_A , como en el caso de las corrientes neutras

$$J_\mu = \bar{u}_\tau \gamma_\mu (g_V - g_A \gamma^5) u_{\nu_\tau} \quad (2.3)$$

Estudiaremos mediante el análisis de estas constantes, en qué medida la estructura de las corrientes cargadas se aparta de la predicción del MSE a

energías de la masa del τ . Surge naturalmente en este estudio una asimetría análoga a la polarización, llamada *quiralidad* (porque rompería la simetría quiral) dada por

$$\gamma_{VA} = \frac{2g_V g_A}{g_V^2 + g_A^2} \quad (2.4)$$

En el M.S. $g_V = g_A = 1 \Rightarrow \gamma_{VA} = 1$.

De todos los decaimientos del τ con probabilidad de ocurrencia suficientemente alta, el proceso $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$ es el único que permite una determinación simultánea e independiente de \mathcal{P}_τ y γ_{VA} , ya que existen resonancias intermedias que permiten desacoplar el efecto de las corrientes neutras del de las corrientes cargadas. En otros procesos, o bien sólo puede determinarse con precisión el producto $\gamma_{VA}\mathcal{P}_\tau$, o la probabilidad de ocurrencia del suceso es demasiado pequeña como para permitir un análisis cuantitativo.

2.1 Descripción del proceso $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$

Consideremos el siguiente proceso de desintegración

$$\tau(l, s) \rightarrow \nu_\tau(l', s')\pi_1(q_1)\pi_2(q_2)\pi_3(q_3) \quad (2.5)$$

En analogía con el decaimiento del muón, explicado en la sección (1.5), podemos escribir el elemento invariante en la forma

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos \theta_c K_\mu J^\mu \quad (2.6)$$

con

$$\begin{aligned} K_\mu &= \bar{u}_\tau(l, s)\gamma_\mu(g_V - g_A\gamma^5)u_{\nu_\tau}(l', s') \\ J_\mu &= \langle \pi_1(q_1)\pi_2(q_2)\pi_3(q_3) | J_\mu^V(0) + J_\mu^A(0) | 0 \rangle \end{aligned} \quad (2.7)$$

donde la corriente electrónica en (1.38) es reemplazada por la corriente hadrónica J_μ y hemos introducidos el ángulo de Cabibbo θ_c .

Suele evaluarse el cuadrado del elemento de matriz \mathcal{M} introduciendo los tensores leptónico y hadrónico

$$L_{\mu\nu} = K_\mu(K_\nu)^* \quad H_{\mu\nu} = J_\mu(J_\nu)^* \quad (2.8)$$

con lo que la velocidad de desintegración (A.1) toma la forma

$$d\Gamma(\tau \rightarrow 3\pi) = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c}{2} \frac{1}{2m_\tau} \{L_{\mu\nu}H^{\mu\nu}\} dPS \quad (2.9)$$

$$dPS = (2\pi)^4 \delta^4(l - l' - q_1 - q_2 - q_3) \left(\prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3 2E_f} \right)$$

2.1.1 La corriente leptónica

El tensor leptónico se calcula como es usual usando álgebra de matrices de Dirac y teoremas de trazas. Puede descomponerse en la forma

$$L_{\mu\nu} = 2(g_V^2 + g_A^2)\{L_{\mu\nu}^{(1)} + P_\tau L_{\mu\nu}^{(2)} + \gamma_{VA} [L_{\mu\nu}^{(3)} + P_\tau L_{\mu\nu}^{(4)}]\} \quad (2.10)$$

con

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}^{(1)} &= \{l, l'\}_{\mu\nu} \\ L_{\mu\nu}^{(2)} &= -im_\tau \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} l'_\alpha s_\beta \\ L_{\mu\nu}^{(3)} &= -i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} l'_\alpha l_\beta \\ L_{\mu\nu}^{(4)} &= m_\tau \{s, l'\}_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.11)$$

donde es explícita la dependencia con los parámetros γ_{VA} y P_τ y hemos usado la notación $\{a, b\}_{\mu\nu} = a_\mu b_\nu + a_\nu b_\mu + a \cdot b g_{\mu\nu}$. P_τ denota la amplitud del vector de polarización del tau s y ha sido escrita en forma explícita en los términos correspondientes, por lo que s satisface relaciones usuales

$$l_\mu s^\mu = 0 \quad s_\mu s^\mu = -1 \quad (2.12)$$

En el sistema del τ en reposo elegimos el eje de cuantización del espín (eje z) en la dirección del sistema de laboratorio y sentido opuesto. El centro de masas del sistema hadrónico forma un ángulo θ con esta dirección como muestra la figura 2.1

2.1.2 La corriente hadrónica

El primer problema que se presenta es la forma desconocida de la corriente hadrónica. El M.S. no predice esta estructura, por lo que hay que recurrir a modelos efectivos. Algunas simplificaciones generales surgen de argumentos de simetría. La corriente más general que puede construirse en el caso de 3 mesones es de la forma [16]

$$\begin{aligned} J_\mu &= \underbrace{[F_1(q_1 - q_3)^\nu + F_2(q_2 - q_3)^\nu]}_{J^P=1^+} T_{\nu\mu} \\ &+ \underbrace{iF_3 \epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} q_1^\alpha q_2^\beta q_3^\gamma}_{J^P=1^-} \\ &+ \underbrace{F_4 Q_\mu}_{J^P=0^+} \end{aligned} \quad (2.13)$$

con el tensor simétrico

$$T_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \frac{Q_\mu Q_\nu}{Q^2} \quad Q_\mu = (q_1 + q_2 + q_3)_\mu \quad (2.14)$$

Las funciones de *estructura* F_i dependen sólo de los escalares disponibles: Q^2 , m_π y las variables de Dalitz

$$s_i = (q_j + q_k)^2 \quad i, j, k = 1, 2, 3 \quad i \neq j \neq k \quad (2.15)$$

Notar que existen sólo 3 escalares independientes, ya que se satisface

$$Q^2 = s_1 + s_2 + s_3 - 3m_\pi^2 \quad (2.16)$$

En el caso de 3 piones, existen 2 que tienen igual carga y son por lo tanto indistinguibles. La simetría de Bose-Einstein relaciona entonces F_1 y F_2

$$F_2(Q^2, s_1, s_2) = F_1(Q^2, s_2, s_1) \quad (2.17)$$

y como los piones son autoestados de paridad-G la parte violatoria de paridad no debe contribuir, por lo que $F_3 = 0$.

Asumiremos durante el resto de esta tesis que el proceso (2.5) ocurre principalmente a través de la cadena

$$\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau \quad a_1^- \rightarrow \rho^0 \pi^- \quad \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (2.18)$$

El $a_1(1260)$ es una resonancia pseudovectorial y el mesón $\rho(770)$ es vectorial. La conservación parcial de la corriente axial (PCAC) requiere en este caso que $F_4 = 0$. El modelo hadrónico que utilizaremos para describir esta cadena de desintegración y que da la forma de las funciones de estructura es el propuesto por Kühn *et al.* [17]. Este modelo está implementado en el programa TAUOLA [18], de simulación de desintegraciones del τ , que utilizaremos para todos los análisis en esta tesis. Otros modelos serán también discutidos [19, 20]. Un análisis detallado puede encontrarse en [21].

Una simplificación adicional se logra si calculamos la corriente hadrónica en el sistema de centro de masas de los piones, donde $Q_\mu = (Q^0, \vec{0})$ y sólo las componentes diagonales espaciales de $T^{\mu\nu}$ son distintas de cero. En este sistema pueden además elegirse los ejes x e y en el plano que contiene a los piones y entonces la componente z de J^μ también se anula

$$J_\mu \Rightarrow J_i = F_1(q_1 - q_3)_i + F_2(q_2 - q_3)_i \quad i = 1, 2 \quad (2.19)$$

El tensor hadrónico

$$H^{ij} = J^i (J^j)^* \quad H^{ij} = (H^{ji})^* \quad (2.20)$$

es hermítico y con las consideraciones anteriores tiene sólo 4 componentes no nulas en este sistema de referencia . Suelen utilizarse en su lugar las siguientes combinaciones *reales*

$$\begin{aligned} W_A &= H^{11} + H^{22} \\ W_C &= H^{11} - H^{22} \\ W_D &= H^{12} + H^{21} \\ W_E &= -i(H^{12} - H^{21}) \end{aligned} \quad (2.21)$$

La expresión explícita de estas funciones en términos de las masas invariantes puede encontrarse en [22] y la repetimos sólo por completitud en la sección 2.1.3.

De particular interés es el factor de forma W_E . Es la única expresión antisimétrica en el intercambio $1 \leftrightarrow 2$ y es proporcional a la parte imaginaria de las funciones de estructura

$$W_E \sim \text{Im}(F_1 F_2^*) \quad (2.22)$$

como se deriva trivialmente usando la expresión (2.19). Por lo tanto, mirando (2.11) vemos que los términos proporcionales a W_E en la velocidad de desintegración contienen independientemente a γ_{VA} y a P_τ (no al producto). Podemos entonces desacoplar estos parámetros sólo si W_E es no nula. De hecho, ésto surge de la cadena de desintegración (2.18), como se puede demostrar proponiendo por ejemplo una parametrización de Breit-Wigner para las resonancias

$$B(s) \sim \frac{1}{m^2 - s - im\Gamma(s)} \quad (2.23)$$

La B_{a_1} del a_1 factoriza y resulta

$$\begin{aligned} W_E &\sim \text{Im}(B_\rho(s_1)B_\rho(s_2)^*) \\ &\sim (m_\rho^2 - s_1)\Gamma_\rho(s_2) - (m_\rho^2 - s_2)\Gamma_\rho(s_1) \neq 0 \end{aligned} \quad (2.24)$$

aún cuando los anchos de la resonancia no dependan de la energía (aquí hemos asumido el caso mas general). Gráficamente podemos pensar ésto como la interferencia que surge del hecho de poder formar el estado intermedio ρ con cualquiera de los 2 piones de igual carga (indistinguibles)

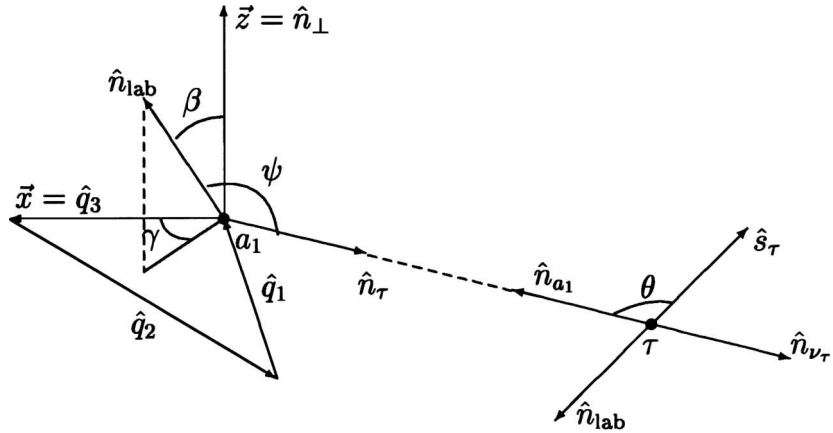
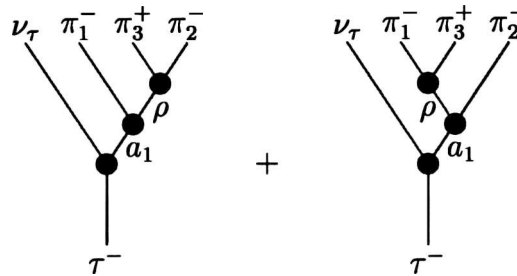


Figura 2.1: Sistemas de referencia para el cálculo del tensor leptónico y hadrónico



El resto de los principales canales de desintegración del τ , presentados en la tabla 1.4, no poseen esta propiedad, por lo que sólo el producto $\gamma_{VA}P_\tau$ es accesible. El efecto de las corrientes cargadas se mezcla con el de las corrientes neutras, haciendo imposible la determinación independiente de las constantes de acoplamiento respectivas. Este problema puede solucionarse parcialmente si uno considera distribuciones de decaimientos correlacionadas de ambos taus producidos en el proceso $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ [23]. Sin embargo, el signo relativo de P_τ y γ_{VA} sigue sin poder determinarse.

2.1.3 Distribución angular

El sistema de τ en reposo, en el que resulta más fácil el cálculo del tensor leptónico, se alinea con el sistema hadrónico según muestra la figura (2.1). De particular interés son los cosenos de los ángulos θ y ψ , por ser observables

aún cuando el ν_τ escapa a la detección y la dirección del τ no pueda ser reconstruida [24]. Se pueden expresar en término de cantidades medibles en el sistema de laboratorio de la siguiente manera

$$\begin{aligned}\cos \theta &= \frac{2xm_\tau^2 - m_\tau^2 - Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{1 - m_\tau^2/E_{beam}^2}} \\ \cos \psi &= \frac{x(m_\tau^2 + Q^2) - 2Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{x^2 - Q^2/E_{beam}^2}}\end{aligned}\quad (2.25)$$

donde $x = (E_1 + E_2 + E_3)/E_{beam}$ es la energía del sistema hadrónico medida en el laboratorio y normalizada a la energía del haz. Para el caso ultrarrelativista ($s \gg m_\tau^2$) ambos ángulos varían entre 0 y π y puede calcularse $\cos \psi$ a través de la aproximación

$$\cos \psi \approx \frac{\beta_Q + \cos \theta}{1 + \beta_Q \cos \theta} \quad \beta_Q = \frac{m_\tau^2 - 2Q^2}{m_\tau^2 + 2Q^2} \quad (2.26)$$

Los ángulos del sistema hadrónico están dados por

$$\begin{aligned}\cos \gamma &= \frac{\hat{n}_L \cdot \hat{q}_3}{\hat{n}_L \times \hat{n}_\perp} & \sin \gamma &= \frac{(\hat{n}_L \times \hat{n}_\perp) \cdot \hat{q}_3}{\hat{n}_L \times \hat{n}_\perp} \\ \cos \beta &= \hat{n}_L \cdot \hat{n}_\perp\end{aligned}\quad (2.27)$$

donde $\hat{n}_\perp = \hat{q}_1 \times \hat{q}_2$ es la normal al plano de los piones y \hat{n}_L y \hat{n}_τ son las direcciones del laboratorio y del τ respectivamente en el sistema de centro de masas de los piones. Para lo que sigue distinguiremos los piones de igual carga de manera que $|\vec{q}_2| > |\vec{q}_1|$ en *este* sistema de referencia y π_3 es el pión de distinta carga. La expresión de estos ángulos en términos de magnitudes del laboratorio es la siguiente [25]

$$\begin{aligned}\cos \beta &= \frac{\vec{p}_3 \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_2)}{|\vec{p}_{3\pi}|T} \\ \cos \gamma &= \frac{A_3}{|\vec{p}_{3\pi}|\sqrt{B_3} \sin \beta} \\ \sin \gamma &= -\frac{\cos \gamma}{T} \left(B_3 \frac{A_1}{A_3} - \frac{B_2 - B_1 - B_3}{2} \right)\end{aligned}\quad (2.28)$$

donde

$$\begin{aligned}
 \vec{p}_{3\pi} &= \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 \\
 T &= \frac{1}{2} \sqrt{-\lambda(B_1, B_2, B_3)} \\
 A_i &= \frac{x\vec{p}_{3\pi} \cdot \vec{p}_i - E_i(\vec{p}_{3\pi})^2}{Q^2} \\
 B_i &= \frac{(E_i x - \vec{p}_{3\pi} \cdot \vec{p}_i)^2 - Q^2 m_\pi^2}{Q^2}
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

con $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$ y ahora \vec{p}_i denotan los impulsos de los piones en el sistema de laboratorio, previamente ordenados en el sistema hadrónico como se explicó anteriormente.

En término de las variables introducidas, la velocidad de desintegración (2.9) se escribe

$$\begin{aligned}
 d\Gamma &= \frac{G_F^2}{8m_\tau^3} \frac{(g_V^2 + g_A^2)}{64(2\pi)^5} \cos^2 \theta_c \left[\sum_x L_x W_x \right] dPS \quad x \in \{A, C, D, E\} \\
 dPS &= (m_\tau^2 - Q^2) \frac{dQ^2}{Q^2} ds_1 ds_2 \frac{d \cos \theta}{2} \frac{d \cos \beta}{2} \frac{d\gamma}{2\pi}
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

con

$$\begin{aligned}
 L_A &= \bar{K}_2 + \frac{1}{3} \bar{K}_1 \frac{3 \cos^2 \beta - 1}{2} \\
 L_C &= -\frac{1}{2} \bar{K}_1 \sin^2 \beta \cos 2\gamma \\
 L_D &= \frac{1}{2} \bar{K}_1 \sin^2 \beta \sin 2\gamma \\
 L_E &= \bar{K}_3 \cos \beta
 \end{aligned} \tag{2.31}$$

$$\begin{aligned}
 \bar{K}_1 &= -\frac{1}{Q^2} \{ (m_\tau^2 - Q^2) X + \gamma_{VA} P_\tau [(m_\tau^2 + Q^2) X \cos \theta + \sqrt{m_\tau^2 Q^2} Y \sin \theta] \} \\
 \bar{K}_2 &= \frac{1}{3Q^2} \{ (m_\tau^2 + 2Q^2) + \gamma_{VA} P_\tau (m_\tau^2 - 2Q^2) \cos \theta \} \\
 \bar{K}_3 &= \gamma_{VA} \cos \psi - P_\tau (\cos \theta \cos \psi + \frac{m_\tau}{\sqrt{Q^2}} \sin \theta \sin \psi)
 \end{aligned} \tag{2.32}$$

$$X = \frac{3 \cos^2 \psi - 1}{2} \quad Y = \frac{3 \sin 2\psi}{2}$$

Las funciones W_x pueden expresarse en términos de los invariantes de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
W_A &= -V_1^2|F_1|^2 - V_2^2|F_2|^2 - 2V_1V_2\text{Re}(F_1F_2^*) \\
W_C &= -(V_1^2 + 2h)|F_1|^2 - (V_2^2 + 2h)|F_2|^2 - 2(V_1V_2 - 2h)\text{Re}(F_1F_2^*) \\
W_D &= -\sqrt{h}\{2\sqrt{-V_1^2 - h}|F_1|^2 - 2\sqrt{-V_2^2 - h}|F_2|^2 \\
&\quad + \frac{1}{Q^2\sqrt{h_0}}(Q^2 - m_\pi^2 + s_3)(s_1 - s_2)\text{Re}(F_1F_2^*)\} \\
W_E &= 3\sqrt{hh_0}\text{Im}(F_1F_2^*)
\end{aligned} \tag{2.33}$$

donde

$$\begin{aligned}
-V_1^2 &= (s_2 - 4m_\pi^2) + (s_3 - s_1)^2/(4Q^2) \\
-V_2^2 &= (s_1 - 4m_\pi^2) + (s_3 - s_2)^2/(4Q^2) \\
-V_1V_2 &= \frac{1}{2}(Q^2 - 2s_3 - m_\pi^2) + (s_3 - s_1)(s_3 - s_2)/(4Q^2) \\
-h_0 &= 4m_\pi^2 - 2(m_\pi^2 - s_1 - s_2)^2/Q^2 \\
h &= (s_1s_2s_3 - m_\pi^2(Q^2 - m_\pi^2)^2)/(h_0Q^2)
\end{aligned} \tag{2.34}$$

Para los análisis seguidos en esta tesis hemos usado el modelo de las funciones de estructura F_i dado en la referencia [22]

$$F_1(Q^2, s_1, s_2) = -\frac{2i\sqrt{2}}{3f_\pi}BW_{a_1}(Q^2)B_\rho(s_2) \tag{2.35}$$

$$BW_x(Q^2) = \frac{m_x^2}{m_x^2 - Q^2 - im_x\Gamma_x(Q^2)} \tag{2.36}$$

$$\Gamma_{a_1}(Q^2) = \Gamma_{a_1}\frac{g(Q^2)}{g(m_{a_1}^2)} \tag{2.37}$$

$$g(Q^2) = \begin{cases} Q^2(1.623 + 10.38/Q^2 - 9.32/Q^4 + 0.65/Q^6) & Q^2 > (m_\rho + m_\pi)^2 \\ 4.1(Q^2 - 9m_\pi^2)^3[1 - 3.3(Q^2 - 9m_\pi^2) + 5.8(Q^2 - 9m_\pi^2)] & \text{otros} \end{cases} \tag{2.38}$$

$$B_\rho(Q^2) = \frac{BW_\rho(Q^2) + \beta BW_{\rho'}(Q^2)}{1 + \beta} \quad \beta : \text{factor de mezcla} \tag{2.39}$$

$$\Gamma_\rho(Q^2) = \Gamma_\rho \frac{m_\rho}{\sqrt{Q^2}} \left(\frac{p_\pi(Q^2)}{p_\pi(m_\rho^2)} \right)^3 \quad p_\pi(Q^2) = \sqrt{q^2 - 4m_\pi^2} \quad (2.40)$$

La dependencia con γ_{VA} y P_τ queda implícita en las funciones \bar{K}_i y la dependencia con los ángulos es mas clara a través de las funciones L_x . El único término lineal en γ_{VA} y P_τ es L_E , como discutíamos anteriormente. El resto contiene términos independientes o proporcionales al producto $\gamma_{VA}P_\tau$. También L_E es el único término lineal en $\cos\beta$ lo que sugiere la posibilidad de desacoplar estos parámetros construyendo observables con la simetría adecuada. En el siguiente capítulo haremos uso de esta propiedad para la construcción de un método que permite obtener estimadores de γ_{VA} y P_τ utilizando este canal de desintegración del τ .

Capítulo 3

Observables

En experimentos de física de altas energías los observables son las secciones eficaces de producción de eventos (y asimetrías definidas a partir de ellas), las velocidades de desintegración de partículas y los *momentos* o valores medios de magnitudes cinemáticas medibles. En decaimientos del leptón τ las dos últimas ofrecen la posibilidad de obtener estimadores de los parámetros γ_{VA} y P_τ . La velocidad de desintegración ya fue deducida en el capítulo anterior y ofrece la máxima información disponible sobre el evento $\tau \rightarrow 3\nu_\tau$. Un ajuste de esta distribución a los datos reales permitiría la determinación de los parámetros, una vez elegido el modelo para la cadena de desintegración. Desafortunadamente existen grandes dificultades en la utilización directa de esta expresión. Por ejemplo, el espacio de fases de 6 dimensiones prohíbe prácticamente la manipulación de datos. Por lo tanto debemos desarrollar métodos más adecuados para el análisis. En este capítulo propondremos dos métodos para encontrar estimadores de los parámetros γ_{VA} y P_τ [26, 27], que proveen el tratamiento más adecuado para el análisis de este canal de desintegración del τ .

3.1 Método de las variables óptimas

La velocidad de desintegración (2.30) puede escribirse en la forma

$$d\Gamma = \{H_1 + \gamma_{VA}P_\tau H_2 + \gamma_{VA}H_3 + P_\tau H_4\} \frac{dQ^2}{Q^2} ds_1 ds_2 \frac{d\cos\theta}{2} \frac{d\cos\beta}{2} \frac{d\gamma}{2\pi} \quad (3.1)$$

donde la dependencia con γ_{VA} y P_τ es explícita. Las funciones H_i están dadas por

$$\begin{aligned}
 H_1 &= \{(m_\tau^2 + 2Q^2) - (m_\tau^2 - Q^2)XZ\}W_A \\
 &\quad + (m_\tau^2 - Q^2)X \sin^2 \beta \{\cos 2\gamma W_C - \sin 2\gamma W_D\} \\
 H_2 &= \{(m_\tau^2 - 2Q^2) \cos \theta - YZ\}W_A \\
 &\quad + Y \sin^2 \beta \{\cos 2\gamma W_C - \sin 2\gamma W_D\} \\
 H_3 &= \cos \psi \cos \beta W_E \\
 H_4 &= -(\cos \theta \cos \psi + \frac{m_\tau}{\sqrt{Q^2}} \sin \theta \sin \psi) \cos \beta W_E
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

$$\begin{aligned}
 X &= \frac{3 \cos^2 \psi - 1}{2} \\
 Y &= (m_\tau^2 + Q^2)X \cos \theta + \sqrt{m_\tau^2 Q^2} \sin \theta \frac{3 \sin 2\psi}{2} \\
 Z &= \frac{3 \cos^2 \beta - 1}{2}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

donde hemos omitido factores comunes constantes o proporcionales a Q^2 por razones que se explicarán más adelante.

La forma de la expresión (3.1) sugiere que toda la información acerca de γ_{VA} y P_τ está contenida sólo en las funciones H_2 , H_3 y H_4 . Aceptemos ésto por el momento e introduzcamos el conjunto de *variable óptimas* [27]

$$\omega_a = \frac{H_a}{H_1} \quad a = 2, 3, 4 \tag{3.4}$$

En términos de estas nuevas variables la expresión (3.1) se escribe

$$d\Gamma = H_1 \{1 + \gamma_{VA} P_\tau \omega_2 + \gamma_{VA} \omega_3 + P_\tau \omega_4\} |J| d\omega_2 d\omega_3 d\omega_4 \frac{dQ^2}{Q^2} ds_1 ds_2 \tag{3.5}$$

donde J es el Jacobiano del cambio de variables $\{\cos \theta, \cos \beta, \gamma\} \rightarrow \{\omega_2, \omega_3, \omega_4\}$

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial \gamma}{\partial \omega_2} & \frac{\partial \gamma}{\partial \omega_3} & \frac{\partial \gamma}{\partial \omega_4} \\ \frac{\partial \cos \theta}{\partial \omega_2} & \frac{\partial \cos \theta}{\partial \omega_3} & \frac{\partial \cos \theta}{\partial \omega_4} \\ \frac{\partial \cos \beta}{\partial \omega_2} & \frac{\partial \cos \beta}{\partial \omega_3} & \frac{\partial \cos \beta}{\partial \omega_4} \end{pmatrix} \tag{3.6}$$

Las variables Q^2 , s_1 y s_2 pueden por lo tanto integrarse sin pérdida de información, con lo que resulta

$$d\Gamma = \tilde{H}(\omega) \{1 + \gamma_{VA} P_\tau \omega_2 + \gamma_{VA} \omega_3 + P_\tau \omega_4\} d\omega_2 d\omega_3 d\omega_4 \tag{3.7}$$

donde

$$\tilde{H}(\omega) = \int dQ^2 ds_1 ds_2 H_1 |J|$$

Esto constituye una gran simplificación, ya que hemos reducido el espacio fásico de 6 a 3 variables sin pérdida de información. La expresión (3.7) es completamente equivalente a (2.30) pero mucho más simple. Aún cuando la expresión analítica de \tilde{H} es complicada, esto no representa inconveniente alguno si se utiliza para el análisis el método de Monte Carlo, como se discutirá en la sección 3.1.2.

El método de las variables óptimas fue primeramente propuesto por A. Rougé [28] para el análisis de la polarización del τ usando los principales canales de desintegración y fijando γ_{VA} al M.S. La expresión (3.7) generaliza ese método al caso de dos parámetros. La motivación, tanto aquí como en la referencia [28], es resolver las dificultades que surgen cuando se desea realizar ajustes de distribuciones multidimensionales con una estadística limitada .

3.1.1 Equivalencia de los métodos

Para demostrar que el método de las variables óptimas conduce a estimaciones de γ_{VA} y P_τ completamente análogas a las obtenidas usando la distribución multidimensional (2.30) y sin pérdida de información, consideremos un conjunto de N eventos $\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau$ que da lugar a la determinación de las variables $\mathbf{x}_i \equiv \{Q_i^2, s_{1i}, s_{2i}, \cos \theta_i, \cos \beta_i \gamma_i\}$. Para determinar los parámetros podemos construir la función *likelihood* definida como

$$\mathcal{L} = \prod_i (H_1(\mathbf{x}_i) + \gamma_{VA} P_\tau H_2(\mathbf{x}_i) + \gamma_{VA} H_3(\mathbf{x}_i) + P_\tau H_4(\mathbf{x}_i)) \quad (3.8)$$

y maximizar esta expresión respecto de γ_{VA} y P_τ simultáneamente (ver apéndice B.1). Suele trabajarse con el logaritmo del likelihood, por lo que las ecuaciones que deben satisfacerse son

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial P_\tau} \mathcal{L} &= \sum_i \frac{\gamma_{VA} H_2 + H_4}{H_1 + \gamma_{VA} P_\tau H_2 + \gamma_{VA} H_3 + P_\tau H_4} \\ &= \sum_i \frac{\gamma_{VA} \omega_2 + \omega_4}{1 + \gamma_{VA} P_\tau \omega_2 + \gamma_{VA} \omega_3 + P_\tau \omega_4} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial \gamma_{VA}} \mathcal{L} &= \sum_i \frac{P_\tau H_2 + H_3}{H_1 + \gamma_{VA} P_\tau H_2 + \gamma_{VA} H_3 + P_\tau H_4} \\ &= \sum_i \frac{P_\tau \omega_2 + \omega_3}{1 + \gamma_{VA} P_\tau \omega_2 + \gamma_{VA} \omega_3 + P_\tau \omega_4} = 0 \end{aligned} \quad (3.9)$$

La última igualdad en cada expresión se logra dividiendo numerador y denominador por H_1^2 y es la expresión que obtendríamos si hubiésemos empezado con (3.7) en lugar de (3.1). Esto verifica que ambas distribuciones dan lugar a la misma determinación de los parámetros γ_{VA} y P_τ .

Resta por demostrar que no hemos perdido información al reducir el espacio de fases, o lo que es equivalente, que el error cometido en la determinación de los parámetros será el mismo. Para ello simplemente calculemos los elementos de la matriz hermítica de error

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2}{\partial P_\tau^2} \mathcal{L} &= \sum_i \frac{(\gamma_{VA} H_2 + H_4)^2}{(H_1 + \gamma_{VA} P_\tau H_2 + \gamma_{VA} H_3 + P_\tau H_4)^2} \\
&= \sum_i \frac{(\gamma_{VA} \omega_2 + \omega_4)^2}{(1 + \gamma_{VA} P_\tau \omega_2 + \gamma_{VA} \omega_3 + P_\tau \omega_4)^2} \\
\frac{\partial^2}{\partial \gamma_{VA}^2} \mathcal{L} &= \sum_i \frac{(P_\tau H_2 + H_3)^2}{(H_1 + \gamma_{VA} P_\tau H_2 + \gamma_{VA} H_3 + P_\tau H_4)^2} \\
&= \sum_i \frac{(P_\tau \omega_2 + \omega_3)^2}{(1 + \gamma_{VA} P_\tau \omega_2 + \gamma_{VA} \omega_3 + P_\tau \omega_4)^2} \\
\frac{\partial^2}{\partial P_\tau \partial \gamma_{VA}} \mathcal{L} &= \sum_i \frac{H_1 H_2 - H_3 H_4}{(H_1 + \gamma_{VA} P_\tau H_2 + \gamma_{VA} H_3 + P_\tau H_4)^2} \\
&= \sum_i \frac{\omega_2 - \omega_3 \omega_4}{(1 + \gamma_{VA} P_\tau \omega_2 + \gamma_{VA} \omega_3 + P_\tau \omega_4)^2}
\end{aligned} \tag{3.10}$$

de donde vemos que el uso de ambas distribuciones es equivalente. También se observa una potencial correlación en la determinación de los parámetros, que se hace máxima cuando $\omega_3 \omega_4 \rightarrow 0$. Este es precisamente el caso del resto de los decaimientos del τ . Como veremos en la sección 3.1.3 sólo el producto $\gamma_{VA} P_\tau$ es accesible en dichos procesos.

3.1.2 Estudio Monte Carlo

Para el análisis de este método en una situación experimental hipotética hemos realizado un estudio Monte Carlo (MC) usando el programa KoralZ [29] para generar 2 muestras de 60,000 eventos $\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau$ con estructura V-A y V+A respectivamente, subdivididas en partes iguales con $P_\tau = +1$ y $P_\tau = -1$. Para cada una de estas 4 muestras de MC hemos construido distribuciones tridimensionales de $\{\omega_1, \omega_2, \omega_3\}$ (histogramas). Cada eje fue dividido en 6 intervalos (*bins*). El mismo procedimiento ha sido realizado también para 6,000 eventos generados con valores arbitrarios de γ_{VA} y P_τ , para simular una muestra de datos (*pseudodatos*). Elegimos $\gamma_{VA} = 0.768$ y

$P_\tau = -0.136$. Para estudiar la eficiencia del método de las variables óptimas ajustamos una combinación lineal de las 4 muestras de MC a la muestra de pseudodatos, usando el método de likelihood máximo

$$\mathcal{L} = \prod_i e^{-\mu_i} \frac{\mu_i^{d_i}}{d_i!} \quad (3.11)$$

donde la productoria corre sobre todos los bins en cada variable ($6 \times 6 \times 6 = 216$)¹, d_i es el número de eventos en el histograma de pseudodatos en el bin i y μ_i es el número esperado de eventos en dicho bin de la combinación lineal de los histogramas de MC, dada por

$$\mu_i = N \sum_{j,k=\pm 1} MC_i(j, k) \left(\frac{1 + j\gamma_{VA}}{2} \right) \left(\frac{1 + kP_\tau}{2} \right) \quad (3.12)$$

N es una constante de normalización introducida debido a que el número de datos y MC generados es diferente.

Maximizando \mathcal{L} respecto de γ_{VA} y P_τ obtenemos

$$\begin{aligned} \gamma_{VA} &= 0.75 \pm 0.15 \\ P_\tau &= -0.14 \pm 0.06 \end{aligned} \quad (3.13)$$

en completo acuerdo con los valores originales. Fijando la polarización obtenemos para γ_{VA} un error de 0.13, lo que muestra que los parámetros están ligeramente correlacionados.

3.1.3 Inclusión de otros canales

Es posible incluir otros canales de desintegración en el análisis experimental usando el método de las variables óptimas. Consideremos los modos más importantes

$$\tau \rightarrow \pi\nu \quad (3.14)$$

$$\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi\pi^0\nu_\tau \quad (3.15)$$

Las distribuciones de variable óptima para estos canales fueron derivadas en la referencia [28]; las repetiremos aquí usando nuestra notación

$$d\Gamma = f + \gamma_{VA} P_\tau g = \tilde{f}(\omega)(1 + \gamma_{VA} P_\tau \omega) \quad \omega = \frac{g}{f} \quad (3.16)$$

¹notemos que si realizáramos el mismo análisis usando la distribución (2.30) necesitaríamos 46,656 bins !

donde las funciones f y g para cada canal están dadas por

$$\begin{aligned} f_\pi &= 1 \\ g_\pi &= \cos \theta \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} f_\rho &= 1 + \frac{m_\tau^2 - Q^2}{q^2} \{ \cos^2 \psi \cos^2 \beta + 1/2 \sin^2 \beta \} \\ g_\rho &= -\cos \theta + U \cos \psi \cos^2 \beta + \frac{1}{2} V \sin \psi \sin^2 \beta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} U &= \frac{m_\tau^2 + Q^2}{Q^2} \cos \psi \cos \theta + \frac{2m_\tau}{\sqrt{Q^2}} \sin \psi \sin \theta \\ V &= \frac{m_\tau^2 + Q^2}{Q^2} \sin \psi \cos \theta - \frac{2m_\tau}{\sqrt{Q^2}} \cos \psi \sin \theta \end{aligned}$$

En estos casos una sola variable óptima ω contiene toda la información, ya que sólo el producto $\gamma_{VA} P_\tau$ es accesible, como mencionábamos en la introducción del capítulo 2.

Para la aplicación al experimento usando el método del likelihood máximo, la combinación lineal (3.12) debe ser ahora expresada en términos de $\gamma_{VA} P_\tau$ y γ_{VA} (o P_τ). Luego se construye una expresión similar con los histogramas en ω para los canales π y ρ en función de $\gamma_{VA} P_\tau$ y se multiplican los likelihood correspondientes.

3.2 Método de los momentos

Otra forma de obtener estimadores para los parámetros γ_{VA} y P_τ es hacer uso de las propiedades de ortogonalidad de las funciones (2.31). Definimos para ello el *momento* de una función G de las variables del espacio de fases como [26]

$$\langle G \rangle = \frac{\int G [\sum_x L_x W_x] d \cos \theta d \cos \beta d \gamma}{\int [\sum_x L_x W_x] d \cos \theta d \cos \beta d \gamma} \quad (3.18)$$

El lado izquierdo de esta igualdad es un observable que permite relacionar la expresión en el lado derecho con magnitudes medibles. El denominador puede escribirse como

$$\int [\sum_x L_x W_x] d \cos \theta d \cos \beta d \gamma = (m_\tau^2 + 2Q^2) W_A \quad (3.19)$$

que no depende de los parámetros libres, como es de esperar.

Como comentamos al final del capítulo anterior, L_E es el único término de la suma que contiene a γ_{VA} y P_τ independientemente y que por lo tanto nos interesa desacoplar con una adecuada elección de la función G . Vimos también que es el único término lineal en $\cos \beta$ de manera que la elección mas simple es

$$\int G(\cos \theta) \cos \beta \left[\sum_x L_x W_x \right] d \cos \theta d \cos \beta d \gamma =$$

$$4\pi Q^2 W_E \int d \cos \theta G \left[\gamma_{VA} \cos \psi - P_\tau (\cos \theta \cos \psi + \frac{m_\tau}{\sqrt{Q^2}} \sin \theta \sin \psi) \right] \quad (3.20)$$

donde hemos desarrollado explícitamente la integración en $\cos \beta$ y γ . El siguiente paso para desacoplar finalmente γ_{VA} de P_τ es encontrar dos funciones de $\cos \theta$ ortogonales a los término respectivos

$$G_p \perp \cos \psi \quad (3.21)$$

$$G_\gamma \perp \left(\cos \theta \cos \psi + \frac{m_\tau}{\sqrt{Q^2}} \sin \theta \sin \psi \right)$$

Con esta notación tenemos

$$\langle G_\gamma \cos \beta \rangle_p = \frac{Q^2}{(m_\tau^2 + 2Q^2)} \frac{W_E}{W_A} \begin{Bmatrix} \gamma_{VA} \\ P_\tau \end{Bmatrix} \quad (3.22)$$

lo que proporciona 2 observables independientes para el cálculo de γ_{VA} y P_τ respectivamente. Estos momentos son funciones de Q^2 , s_1 y s_2 . Dado que las funciones G_i no dependen de s_1 ni s_2 , podemos integrar en estas variables sin pérdida de generalidad, resultando una función solo de Q^2

$$\langle G_\gamma \cos \beta \text{ sign}(s_1 - s_2) \rangle_p = \frac{Q^2}{(m_\tau^2 + 2Q^2)} \frac{\int ds_1 ds_2 W_E \text{sign}(s_1 - s_2)}{\int ds_1 ds_2 W_A} \begin{Bmatrix} \gamma_{VA} \\ P_\tau \end{Bmatrix} \quad (3.23)$$

que es más fácil de manejar experimentalmente. El ordenador $\text{sign}(s_1 - s_2)$ debe introducirse en este caso debido a la simetría de Bose-Einstein por los piones indistinguibles. Caso contrario, la integración en W_E sería nula.

Para calcular las funciones G_γ y G_p utilizamos la aproximación (2.26) válida a energías de LEP. Proponemos relaciones de la forma

$$G \sim (1 + \beta_Q \cos \theta)(a + b \cos \theta) \quad (3.24)$$

donde a y b son funciones de β_Q (definido en 2.26) a determinar mediante las relaciones de ortogonalidad (3.21). Obtenemos finalmente

$$\begin{aligned} G_\gamma &= N (1 + \beta_Q \cos \theta)(\beta_Q - (3 + 2\beta_Q) \cos \theta) \\ G_p &= N (1 + \beta_Q \cos \theta)(3\beta_Q \cos \theta - 1) \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$N(\beta_Q) = (3\beta_Q^2 - 2\beta_Q - 3)^{-1}$$

Las ecuaciones (3.23) junto con (3.25) constituyen un conjunto completo de observables para la determinación de los parámetros γ_{VA} y P_τ

$$\langle (1 + \beta_Q \cos \theta)(\beta_Q - (3 + 2\beta_Q) \cos \theta) \cos \beta \text{sign}(s_1 - s_2) \rangle = \gamma_{VA} (3\beta_Q^2 - 2\beta_Q - 3) A_{LR}(Q^2) \quad (3.26)$$

$$\langle (1 + \beta_Q \cos \theta)(1 - 3\beta_Q \cos \theta) \cos \beta \text{sign}(s_1 - s_2) \rangle = P_\tau (3\beta_Q^2 - 2\beta_Q - 3) A_{LR}(Q^2) \quad (3.27)$$

donde

$$A_{LR}(Q^2) = \frac{Q^2}{(m_\tau^2 + 2Q^2)} \frac{\int ds_1 ds_2 W_E \text{sign}(s_1 - s_2)}{\int ds_1 ds_2 W_A} \quad (3.28)$$

La asimetría violatoria de paridad $A_{LR}(Q^2)$ fue propuesta originalmente en [17, 20] para determinar γ_{VA} en experimentos de bajas energías (donde $P_\tau = 0$) y medida por primera vez en la colaboración ARGUS [30]. En ese caso el momento medido era simplemente $\cos \beta$. A altas energías los efectos de la polarización del τ no pueden despreciarse, pero pueden ser tenidos en cuenta introduciendo una función compensadora G_γ . Simultaneamente y usando la misma asimetría (y la función G_p) uno puede obtener en este caso también P_τ .

3.2.1 Estudio Monte Carlo

A continuación presentaremos un análisis del método de los momentos para el cálculo de γ_{VA} , usando la técnica de MC. Hemos usado el programa KoralZ [29] para generar una muestra de 200,000 eventos $\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau$ con estructura V-A y otra muestra con estructura V+A. También hemos generado una muestra de 20,000 eventos con un valor arbitrario de $\gamma_{VA} = 0.768$ para simular datos (*pseudodatos*). Los efectos de detección y reconstrucción fueron simulados variando los valores de la energía e impulso de los piones dentro

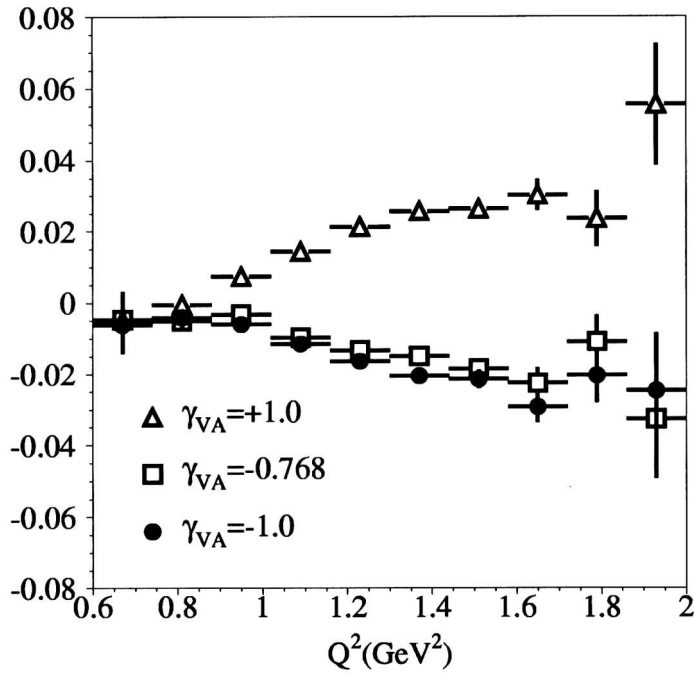


Figura 3.1: Momento (3.26) para distintos valores de γ_{VA} .

de la resolución del detector. Los valores calculados del momento y sus errores estadísticos se muestra en la figura 3.2.1 como función de Q^2 . Usando el método de los cuadrados mínimos buscamos la combinación lineal de las muestras de MC que mejor ajustan la muestra de pseudodatos. El resultado obtenido es

$$\gamma_{VA} = 0.751 \pm 0.049 \quad (3.29)$$

La posible dependencia de este valor con la polarización, introducida por efectos de detección, ha sido estudiada realizando el mismo análisis con taus totalmente polarizados ($P_\tau = \pm 1$). La influencia encontrada es despreciable frente al error estadístico, lo que demuestra que el método permite desacoplar efectivamente ambos parámetros de forma prácticamente no-correlacionada. Es interesante estudiar en este punto la dependencia del método de los momentos con el modelo utilizado para la cadena de desintegración (2.18). En la figura 3.2.1 se muestra la función $A_{LR}(Q^2)$ para diferentes modelos [17, 19] y la distribución de Q^2 . Vemos que las diferencias entre los distintos modelos aparecen sólo en los extremos del espectro. Pero en esos lugares el número de eventos esperado es despreciable, por lo que un corte en Q^2 eliminando

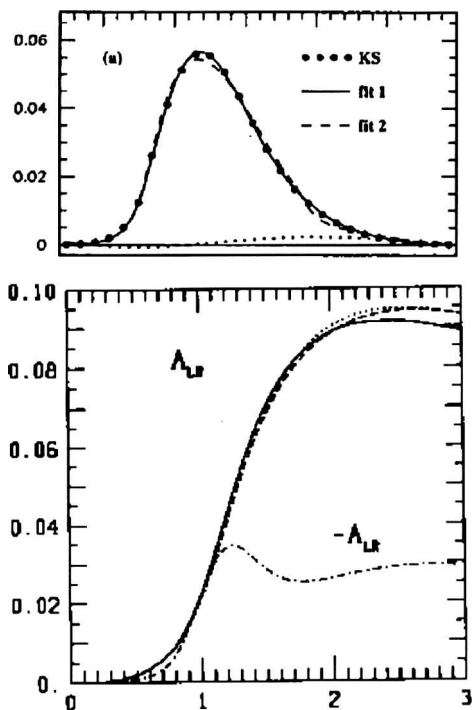


Figura 3.2: Distribución de Q^2 (arriba) y función $A_{LR}(Q^2)$ (abajo) para diferentes modelos teóricos. La línea de punto y raya corresponde a un estado de *onda-D* (modelo de Feindt).

esas regiones no debería influir notoriamente en el análisis. Más aún, la dependencia con un modelo arbitrario podría estudiarse variando los cortes en esa región.

Por lo tanto, siempre que no se propongan modelos con diferencias radicales, el método de los momentos proporcionará medidas independientes y no modelísticas de los parámetros γ_{VA} y P_τ . El modelo de Feindt [20] por ejemplo, queda excluido de este razonamiento, pero también es descartado por medidas experimentales recientes [31, 32].

Capítulo 4

Conclusiones del análisis teórico

La corriente neutra para el caso de producción del τ en procesos de colisión e^+e^-

$$e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow \tau^+\tau^- \quad (4.1)$$

a energías de la masa del bosón Z^0 , queda caracterizada por el ángulo de mezcla electrodébil θ_w , que determina completamente la polarización final de la muestra de taus, a través del parámetro P_τ . El posterior decaimiento hadrónico del τ

$$\tau^- \rightarrow W^- \rightarrow h^- \nu_\tau \quad (4.2)$$

puede ser parametrizado en forma de acoplamiento vectorial-axial de una corriente cargada, caracterizada por el parámetro γ_{VA} .

En esta parte de la tesis hemos desarrollado expresiones analíticas para el estudio de γ_{VA} y P_τ y por lo tanto, de la estructura vectorial-axial de las corrientes neutras y cargadas en la tercer familia leptónica. Todos los observables fueron expresados en términos de magnitudes medibles en el sistema de laboratorio y que no requieren la reconstrucción de la dirección del τ . Este hecho incrementa la potencialidad de aplicación de los métodos ya que dicha dirección es difícil de reconstruir en los experimentos actuales [24]. Por otro lado, la pérdida de sensibilidad que ésto introduce es despreciable, dado que el espacio de fases (2.30) se vería incrementado sólo en una variable (α , ver referencia [22]) que afecta solamente a los términos proporcionales a P_τ .

Dos métodos fueron propuestos para la determinación de los parámetros γ_{VA} y P_τ : el método de las variables óptimas y el método de los momentos. Ambos métodos explotan el hecho de que el canal

$$\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau \quad (4.3)$$

44 CAPÍTULO 4. CONCLUSIONES DEL ANÁLISIS TEÓRICO

es el único modo de desintegración del τ cuya distribución angular contiene términos lineales en γ_{VA} y P_τ además del producto de los mismos. Consecuentemente es posible realizar de manera única una determinación unívoca del valor absoluto y signo de estos parámetros. Este último hecho es de fundamental importancia en el parámetro γ_{VA} , dado que está relacionado directamente con la helicidad del neutrino del tau

$$\gamma_{VA} = -h_{\nu_\tau} \quad (4.4)$$

ofreciendo una excelente oportunidad de investigar física mas alla del M.S. La probabilidad de desintegración de este canal es 9.25% para cada modo de desintegración del a_1 : *1-prong* (un pión cargado) y *3-prong* (tres piones cargados). Los métodos son aplicables a ambos procesos aunque nos hemos referido la mayoría de las veces al segundo, por simplicidad. El método de las variables óptimas consiste en una reducción estratégica del espacio de fases de manera de no perder sensibilidad a los parámetros. Esta reducción hace más sencillo el manejo de datos experimentales y permite incluir la información de otros canales de desintegración en forma directa. De esta manera, la máxima información accesible sobre estos parámetros puede ser obtenida.

La desventaja del método de las variables óptimas es la dependencia con el modelo hadrónico utilizado para describir la desintegración del a_1 . Esta dependencia podría ser reducida en parte incluyendo canales de desintegración del tau que sean independientes de cualquier modelo, como el canal $\tau \rightarrow \rho\nu$ o $\tau \rightarrow \pi\nu$.

En el método de los momentos, por otra parte, la dependencia con la masa y ancho del a_1 se cancelan y sólo la incerteza del comportamiento de los estados intermedios (dominada por el intercambio de un ρ) repercute. Más aún, hemos visto que las diferencias entre los distintos modelos son mas agudas en los extremos del espectro, por lo que trabajando en el sector intermedio de Q^2 se puede reducir aún mas los efectos modelísticos, sin pérdida significativa de estadística. Este método tiene la ventaja adicional de involucrar funciones de una sola variable (Q^2) y de proveer dos observables independientes y no correlacionados para la determinación de los parámetros. Esto también fue observado en el estudio de MC. Sin embargo, debemos mencionar que esta reducción del espacio fásico se traduce en una pérdida de sensibilidad y el número de eventos necesario para el análisis de datos deberá ser mayor que con el método de las variables óptimas.

Los estudios de MC indican que ambos métodos proporcionan estimadores confiables y no-corridos (*bias*) de los parámetros γ_{VA} y P_τ . Para la aplicación a un experimento real, los efectos de la resolución del detector, cortes de selección, correcciones radiativas, etc. deben ser tenidos en cuenta. La técnica de MC permite incorporar estos efectos de manera más segura que con

métodos analíticos. La resolución del detector es generalmente considerada convolucionando los observables con la función de respuesta R del detector. Dado que el método de las variables óptimas se basa principalmente en la factorización de la distribución angular del proceso en la forma (3.7) y que la misma no se ve afectada en dicha convolución, la influencia de la resolución del detector puede hacerse prácticamente transparente al usuario si se usa para el análisis la técnica de *repesado* descrita en la parte experimental de esta tesis. Por otro lado, el método analítico podría llegar a ser más ventajoso en el caso del método de los momentos, ya que la estructura de los mismos puede verse afectada por efectos de resolución del detector. En este caso, el lado derecho de las igualdades (3.24) deberá ser re-calculado para cada experimento en particular, de manera de obtener la función de proporcionalidad correcta. Esto requiere a su vez, de un estudio más detallado del detector.

Consideramos, por lo expuesto anteriormente, que el método de las variables óptimas es el más adecuado para la determinación experimental de los parámetros γ_{VA} y P_τ . En la segunda parte de esta tesis se presenta la aplicación de dicho método a los datos recolectados con el experimento L3 de LEP, así como los resultados obtenidos.

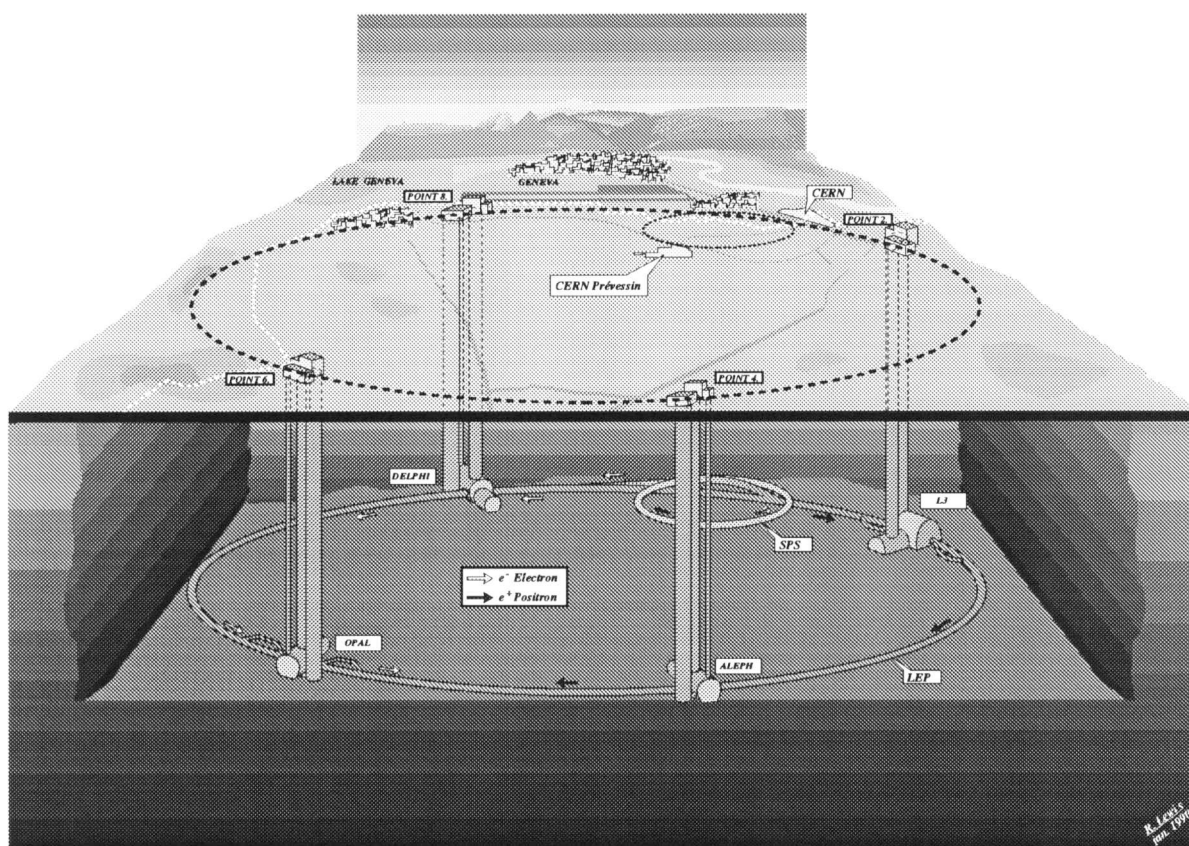
46 CAPÍTULO 4. CONCLUSIONES DEL ANÁLISIS TEÓRICO

Parte II

El experimento

Capítulo 5

El experimento L3



5.1 LEP

En la actualidad sólo 2 colisionadores electrón-positrón pueden operar a energías de producción del bosón Z^0 (91 GeV): SLC (Stanford Linear Collider) y LEP¹ (Large Electron Positron Collider) en el CERN [34]. LEP es un acelerador circular de 27 km de circunferencia, última etapa de una cadena de aceleradores mostrada en la figura 5.1

- ➡ Dos inyectores Linac (LIL) crean electrones y positrones y los aceleran hasta energías de 600 MeV .
- ➡ Un acumulador electrón-positrón (EPA) agrupa las partículas en paquetes (o *bunches*). Cada bunch posee una intensidad de 450 μA .
- ➡ El sincrotrón de protones del CERN (PS) acelera estos bunches hasta 3.5 GeV .
- ➡ El super-sincrotrón protónico (SPS) los acelera aún más hasta alcanzar energías de 20 GeV y los inyecta en el tubo de LEP.

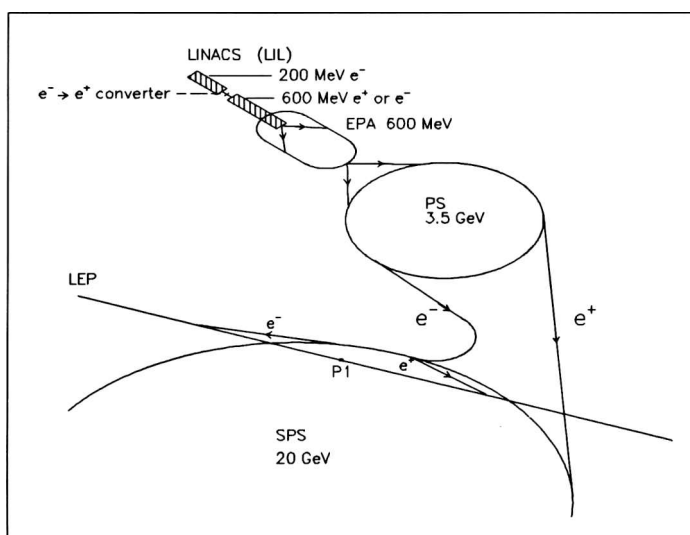


Figura 5.1: Sistema de inyección de LEP

¹Durante 1997 la energía de centro de masas de LEP fue incrementada hasta llegar a 190 GeV .

Circunferencia	26658.9 m
Radio de curvatura	3096 m
Energía máxima del haz	100 GeV
Luminosidad	$15 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Partículas por bunch	2.1×10^{11}
Bunches cada llenado (por especie)	$8e^+(8e^-)$
Período de revolución	88.92 μs
Sección transversal del haz (10^{-6} m^2)	$\sigma_x = 200 \quad \sigma_y = 8$
Vida media del haz	~ 20 horas
Radio frecuencia	352.209 MHz
Voltage máximo acelerador	401.6 MV
Energía sincrotrónica perdida por vuelta a 91 GeV	124 MeV

Tabla 5.1: Parámetros característicos de LEP

El anillo de LEP está constituido por 8 secciones curvas de 2840 m de longitud de arco, unidas por 8 tramos rectos de 490 m cada uno. Las secciones curvas contienen la óptica del acelerador, compuesta de 3368 dipolos, 816 cuadrupolos, 504 sextupolos y 700 correctores orbitales. Dipolos con un campo magnético de 0.1 T dirigen el haz a lo largo de todo el anillo. Los cuadrupolos producen un gradiente alterno que focaliza el haz y los sextupolos compensan pérdidas de energía. Cuatro de las secciones rectas están equipadas con los experimentos: ALEPH [35], DELPHI [36], L3 [37] y OPAL [38]. En cada uno de estos puntos los bunches se cruzan cada 22 μs ². Dos de las otras secciones rectas contienen cavidades de radiofrecuencia (RF) para acelerar el haz hasta la energía nominal de colisión y reemplazar pérdidas por radiación sincrotrónica. La radiación sincrotrónica representa la mayor limitación en el intento por alcanzar grandes energías, ocasionando una pérdida por vuelta dada por

$$\Delta E(\text{GeV}) = 28.6 \times 10^{-9} E^4(\text{GeV}) \quad (5.1)$$

LEP opera corrientemente con una luminosidad³ de $1.5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Otros parámetros característicos del colisionador se dan en la tabla 5.1.

²Esto es en modo 4×4 bunches. En modo 8×8 el cruce es cada 11 μs .

³Para la definición de luminosidad ver apéndice B.2.

5.2 El detector L3 de LEP

L3 es uno de los 4 detectores para uso general instalados en el anillo acelerador de LEP. Está diseñado para estudiar la colisión e^-e^+ hasta energías de centro de masa de 200 GeV , con especial resolución en la determinación de impulsos y energías de electrones, fotones y muones. Partiendo desde el punto de interacción hacia afuera L3 se encuentra compuesto por los siguientes subdetectores (ver figuras 5.2 y 5.10)

- ① Detector de vértice (SMD)
- ② Detector central (TEC y cámara Z)
- ③ Calorímetro electromagnético (BGO)
- ④ Contador de centelleos
- ⑤ Calorímetro hadrónico (HCAL)
- ⑥ Filtro de muones (es un filtro activo)
- ⑦ Cámara de muones (MUCH)

y otros 2 subdetectores laterales

- ⑧ Detector de trazas lateral (FTC)
- ⑨ Monitor de luminosidad

El detector completo está contenido dentro de un poderoso imán que produce un campo uniforme de 0.5 T a lo largo de la dirección del haz. El detector esta complementado con un sistema electrónicos de trigger y adquisición de datos. Los subdetectores están montados sobre un tubo de acero de 32 m de longitud y 4.45 m de diámetro, que descansa en sus extremos sobre pilares de concreto. El tubo es concéntrico respecto de la dirección del haz y ubicado simétricamente respecto del punto de interacción. La cámara de muones se encuentra en la parte exterior del tubo mientras que los demás subdetectores yacen en el volumen interno.

Antes de abordar con detalle la descripción de cada subdetector, un comentario sobre el sistema de coordenadas utilizado en L3 merece mencionarse. El origen del sistema cartesiano de coordenadas se fija en el punto de colisión e^-e^+ que coincide en cierta medida con el centro geométrico del detector. La dirección z es la del haz de electrones (e^-). El eje y apunta en dirección vertical hacia arriba y el eje x queda entonces definido por $\vec{x} \equiv \hat{y} \times \hat{z}$. El sistema en coordenadas polares se define de la forma usual: θ es el ángulo polar y ϕ el ángulo azimutal en el plano (x, y) .

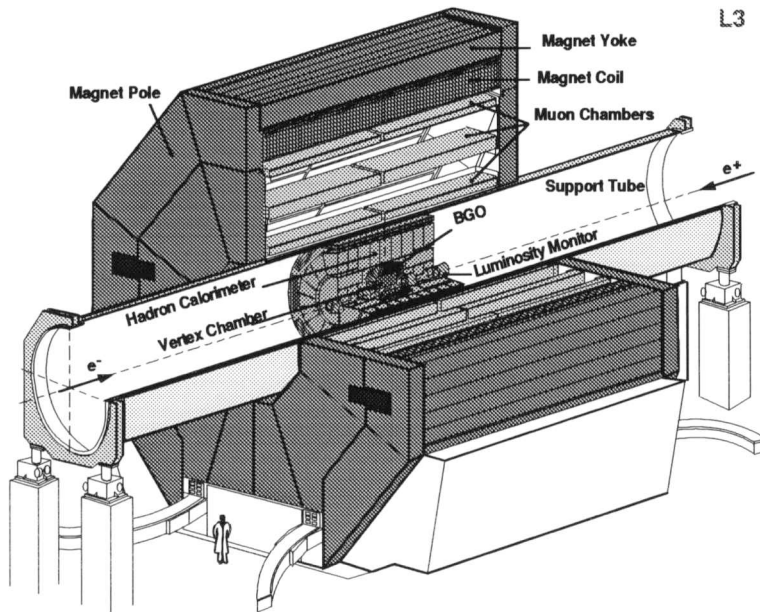


Figura 5.2: El detector L3

5.2.1 El imán

Todo el detector L3 está montado en el interior de un enorme solenoide magnético que provee un campo uniforme de $0.5 T$ a lo largo de la dirección del haz. La bobina está hecha de 160 platos octogonales de aleación de aluminio, con una longitud total de $11.9 m$ y un radio interno de $5.93 m$. Esta rodeada por un yugo de hierro con 0.5% de carbono y cerrada en sus extremos por 2 polos que completan el circuito magnético. El eje de la bobina ha sido alineado con la dirección del haz en $\pm 2 mm$. La fuente de alimentación produce una corriente de $30 kA$ a $150 V$ y tiene una tolerancia del 5% . La determinación del campo magnético se realiza en 2 partes. El volumen interno del tubo de soporte fue explorado con sondas Hall en el momento de la instalación. El volumen externo es permanentemente controlado con una precisión de $40 G$, por cientos de magnetoresistores ubicados en la cámara de muones.

5.2.2 La cámara de muones

El detector de muones de L3 ha sido diseñado para medir el impulso de los muones con una precisión de $\Delta p/p = 2\%$ en el pico del Z^0 . Esto se logra con una precisa determinación de la curvatura de las trazas (figura 5.3). En un

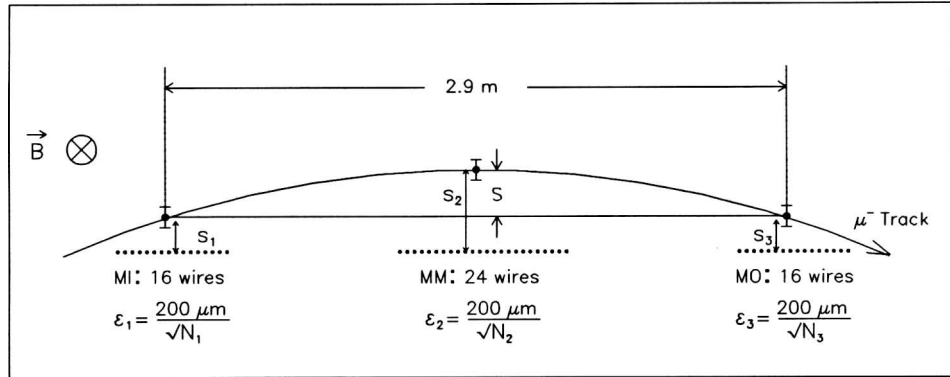


Figura 5.3: Medida del error en la sagita para la trayectoria de un muón, curvada por el campo magnético

campo magnético de $0.5 T$, un muon de $45 GeV$ se desvía de su trayectoria recta con una sagita de $3.4 mm$.⁴ La resolución espacial obtenida es entonces

$$\frac{\Delta s}{s} = \frac{\Delta p}{p} = 2\% \quad i.e. \quad \Delta s = 70 \mu m \quad (5.2)$$

El detector completo está construido por 2 barriles, cada uno dividido en 8 octantes. La figura 5.4 muestra una vista esquemática de un octante. Cada octante posee 3 capas con 5 cámaras detectoras cada una, que miden la componente transversal del impulso de los muones. La capa interna tiene solo una cámara (MI) con 16 hilos y la externa (MO) y central (MM) contienen 2 cámaras con 16 y 24 hilos respectivamente. Con esta configuración se alcanza una resolución de $200 \mu m$, suficiente para superar la requerida precisión en la determinación del impulso. La coordenada z de la traza es medida con 6 cámaras por octante, instaladas en los extremos interior y exterior del octante. La resolución en z es de $500 \mu m$.

Un sofisticado sistema de LEDs y LASERS es usado para alinear las cámaras en los octantes y los octantes entre sí. Cada octante tiene asociado 8 LASERS que simulan partículas de impulso infinito provenientes del punto de interac-

⁴El método de la *sagita* es usado para determinar la precisión en la medida de la curvatura de las trazas de los muones. Se calcula la desviación de cero de la llamada sagita:

$$s = -(x_{mi} + x_{mo})/2 + x_{mm}$$

donde x_{mi} , x_{mm} y x_{mo} son las coordenadas medidas en la cámara interna, central y externa respectivamente.

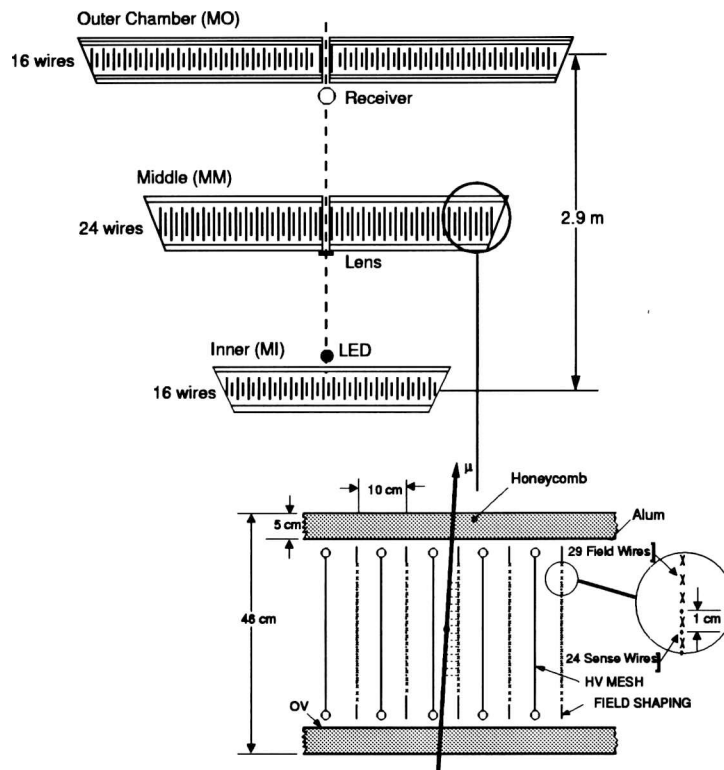


Figura 5.4: Vista transversal de un octante de la cámara de muones, con sus tres capas de cámaras de hilos. En el centro se puede ver el sistema de alineación.

ción. La sagita de estas trayectorias (debería ser cero) es usada para verificar la alineación de la cámara. Muones con energía de más de 3 GeV quedan confinados por lo general en un solo octante. Por lo tanto el alineamiento solo es crítico para cámaras pertenecientes al mismo octante.

La precisión de la cámara completa es verificada durante el experimento analizando eventos $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La resolución esperada $\sigma(E_{beam}/E_\mu) = 2.5\%$ puede observarse en la figura 5.5. La cámara de muones es única en su concepción y habilidad para medir la dirección azimutal de los muones con una precisión de 1 mrad, cubriendo la región angular entre 36° y 144° .

5.2.3 Filtro de muones

Montado sobre la pared interna del tubo de soporte existe un filtro de muones. El mismo está dividido en 8 octantes formados por 5 cámaras de hilos proporcionales, intercaladas con capas de material absorbente (65% Cu + 35% Zn). El espesor total en la dirección radial es de 21 cm y proporciona 1.03 longitudes de absorción ⁵ a incidencia normal. El material del calorímetro electromagnético, el calorímetro hadrónico y las estructuras de soporte constituyen además otras 5 longitudes de absorción nuclear a incidencia normal, lo que evita que partículas altamente ionizantes (i.e. hadrones) alcancen las cámaras de muones. Este filtro es activo y puede medir posiciones a lo largo de los hilos con una precisión del 1%.

5.2.4 El calorímetro hadrónico

La energía de hadrones, electrones y fotones es medida en L3 con la técnica de absorción total (calorimetría), basada en la deposición de energía de la cascada electromagnética que produce una partícula al atravesar un medio

⁵La *longitud de absorción nuclear* está definida como el camino libre medio entre colisiones inelásticas. Se calcula de acuerdo a

$$\lambda_I = \frac{A}{(N \times \sigma_I)} \approx 33 \text{ g cm}^{-2} A^{1/3}$$

donde A es la masa atómica, N el número de Avogadro y σ_I la sección eficaz de dispersión inelástica del material. Esta aproximación es válida para π 's en materiales pesado (i.e. U) y esta normalizada a la densidad del material ρ [g/cm^3]. Por lo tanto el equivalente en cm es

$$x = \frac{\lambda_I}{\rho}$$

Los valores de λ_I para diferentes materiales pueden encontrarse en [39], página 1241.

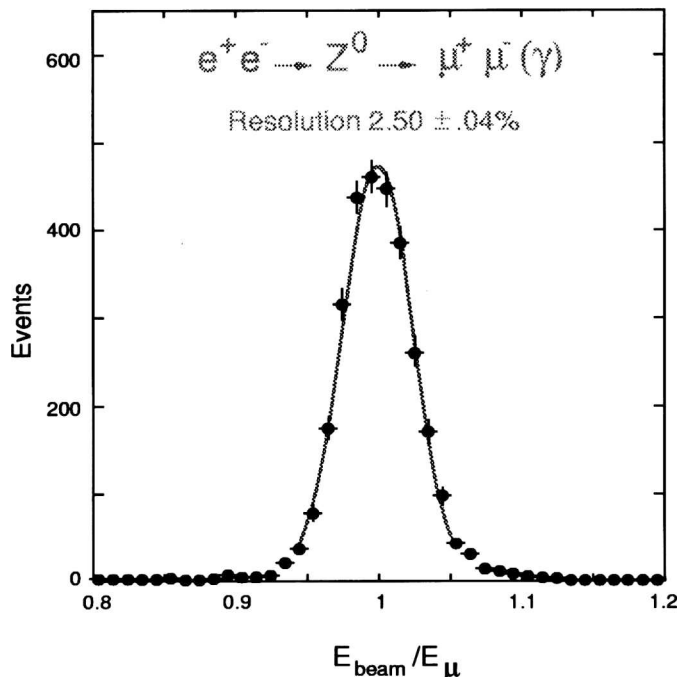


Figura 5.5: Medida de la resolución en impulso para muones de 45 GeV.

material y que obedece distribuciones como [39]

$$\frac{dE}{dx} \sim (b_0x)^{a_0-1} e^{-b_0x} \quad (5.3)$$

donde x es la trayectoria de la partícula y (a_0, b_0) son constantes características del medio. Para partículas pesadas altamente ionizantes, la pérdida de energía se rige por la ecuación de Bethe-Block [40]. Estas fórmulas han sido extensivamente estudiadas durante años, por lo que es posible escribir programas de simulación confiables para detectores calorimétricos [41].

El calorímetro hadrónico de L3 (figura 5.6) está formado por cámaras proporcionales de hilos con gas Ar/CO_2 y placas de uranio como medio dispersivo, que sirven también como filtro para las cámaras de muones. Está dividido en una parte central (barril) y dos partes laterales (tapas). El barril está constituido por 9 anillos de 16 módulos cada uno, cubriendo toda la región azimutal $0 \leq \phi \leq 2\pi$ y la región polar $35^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$. Las tapas laterales prolongan el rango polar a $5.5^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$ y $145^\circ \leq \theta \leq 174.5^\circ$. Cada tapa está formada por 3 anillos, uno externo y dos internos.

Un aspecto interesante de los calorímetros [42] es que la precisión de las medidas aumenta con la energía, contrariamente a lo que ocurre en los detectores

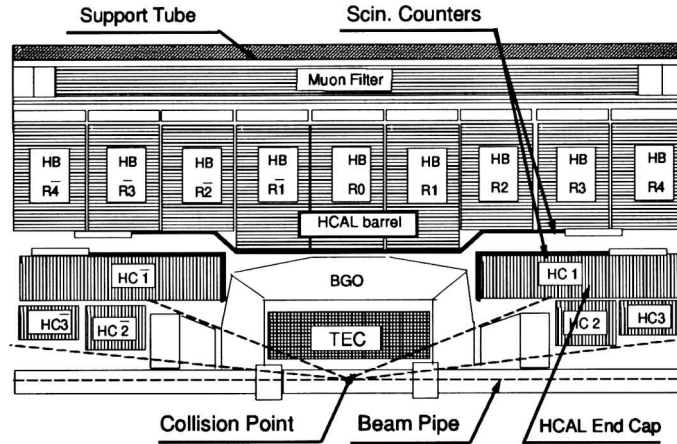


Figura 5.6: Vista longitudinal del conjunto de subdetectores instalados en el interior del tubo de soporte. Sólo se muestra la parte superior. La parte inferior es simétricamente idéntica.

de trazas (i.e. detector de muones). La resolución de energía para hadrones es de la forma

$$\Delta E/E = a_1 + b_1/\sqrt{E(\text{GeV})} \quad (5.4)$$

Para π^\pm en L3 los parámetros toman los valores $a_1 = 8\%$ y $b_1 = 55\%$. La resolución para electrones y fotones es mayor que 2% sobre energías de 1.5 GeV. La dirección de las partículas puede ser medida con una precisión del 2.5%

5.2.5 Contador de centelleos

El contador de centelleos está ubicado entre el calorímetro hadrónico y el electromagnético. Construido con 30 centelladores plásticos de Bicron BC-412 de 1 cm de espesor, se usa para detectar el cruce de hadrones y distinguir muones cósmicos de eventos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. La diferencia de tiempos entre centelladores opuesto en el cruce de muones cósmicos es del orden de 5.8 s mientras que para eventos dimuones es cero. La figura 5.7 muestra la distribución de medidas de tiempo de vuelo. La resolución alcanzada es de 460 ps. El ángulo polar cubierto por este detector es de $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ con un 93% de cobertura azimutal.

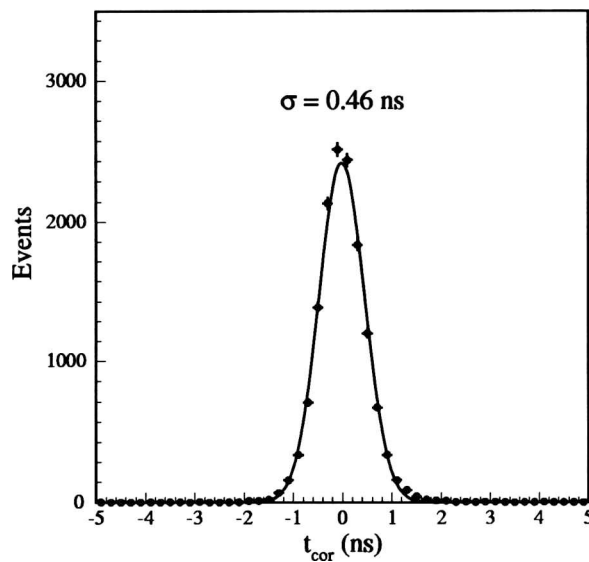


Figura 5.7: Medida del intervalo temporal entre centelleos para eventos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, corregida por tiempo de vuelo.

5.2.6 El calorímetro electromagnético

Este detector está diseñado para medir energía y posición de electrones y fotones con excelente resolución en la región entre 100 MeV y 200 GeV . Germanato de bismuto (BGO) es usado como medio absorbente y detector simultáneamente. Esto asegura que la cascada completa sea medida. El calorímetro electromagnético rodea al detector central y esta subdividido en (ver figura 5.8)

- ☛ Dos medios barriles que cubren toda la región azimutal y $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$.
- ☛ Dos tapas laterales para la detección en la región $11.6^\circ \leq \theta \leq 38^\circ$ y $142^\circ \leq \theta \leq 168.4^\circ$.

Está formado por alrededor de 11.000 cristales de BGO de 24 cm de largo, en forma de pirámide trucada de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ de cara interna y $3 \times 3 \text{ cm}^2$ de cara externa. Los cristales apuntan en dirección al punto de interacción, con un leve corrimiento angular en la dirección azimutal que reduce la probabilidad de que algunas partículas atraviesen todo el calorímetro por la región intermedia de soporte entre cristales. Cada cristal posee 2 fotodiodos instalados

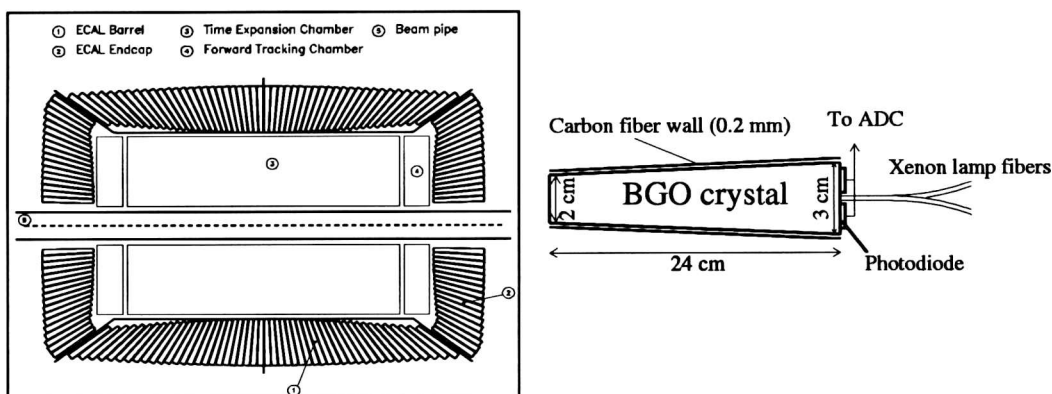


Figura 5.8: (a) Vista lateral del arreglo de cristales en el calorímetro electromagnético. (b) Geometría de un cristal de BGO.

en su cara externa, conectados a un amplificador de corriente y a un dispositivo conversor analógico-digital. La resolución en energía de este sistema es aproximadamente 4% a 100 MeV y por debajo del 1% a energías mayores que 2 GeV , como se muestra en la figura 5.9a. La resolución espacial por encima de los 2 GeV es del orden de 2 mm y la probabilidad de confusión hadrón-electron de 0.1% (ver figura 5.9b).

Frente a las tapas laterales 4 cámaras de deriva (FTC) complementan las medidas de dirección y posición de la TEC, para partículas de bajo ángulo polar que no alcanzan la cámara Z. La resolución espacial de este detector es de 200 μm y la precisión angular de 10 mrad.

5.2.7 El detector central

El detector central de L3 [43] fue diseñado con los siguientes propósitos

- ✂ Medir con precisión la posición y dirección de partículas cargadas
- ✂ Determinar el impulso transversal y carga de estas partículas
- ✂ Reconstruir el punto de interacción primario y posibles vértices secundarios en el caso de partículas con vidas mayores que 10^{-3} s.
- ✂ Predecir el punto de impacto y la dirección de las partículas que entran al BGO.

Para este fin, el detector está equipado con los siguientes subdetectores, como muestra la figura 5.10

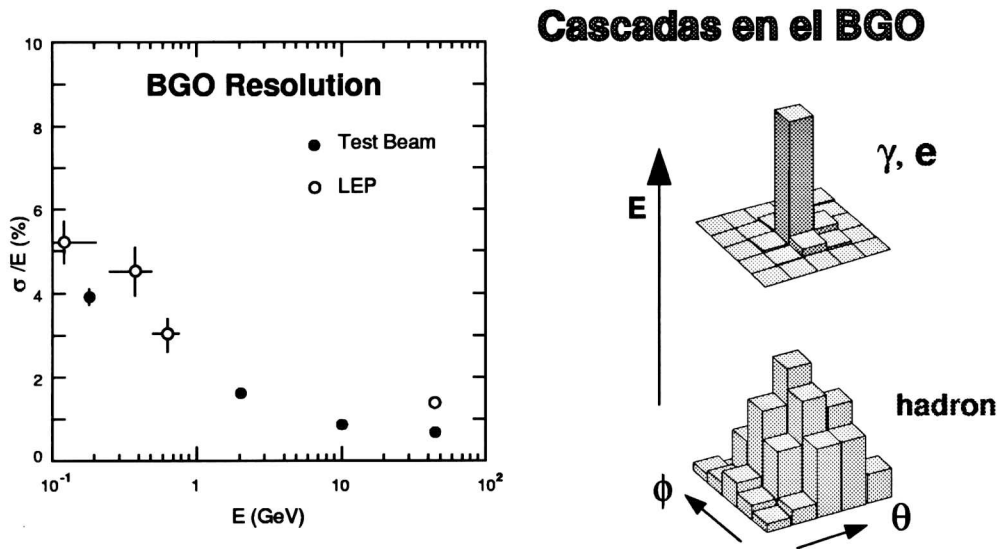


Figura 5.9: (a) Resolución de energía del BGO para electrones en el barril. (b) Diferenciación entre cascada hadrónica y electromagnética en arreglo de 5×5 cristales.

- ① Dos cámaras de deriva concéntricas operando en modo de expansión temporal (TEC), para medir el impulso transversal y la coordenada (r, ϕ) de la traza.
- ② Dos cámaras proporcionales de hilos delgadas, con lectura en el cátodo, para medir la coordenada z .
- ③ Un detector semiconductor de silicio (SMD) que proporciona una determinación precisa de la posición y dirección de las trazas cerca del vértice primario, tanto en ϕ como en θ .

En lo que sigue haremos una descripción de estos subdetectores, que han sido de fundamental importancia en el análisis que se presenta en esta tesis.

Cámara de expansión temporal (TEC)

La TEC opera con 80% CO_2 y 20% iC_4H_{10} , gas con características de baja longitud de difusión y velocidad de deriva (típicamente $6\mu m/ns$). La cámara interna está dividida en 12 sectores, capaces de medir 8 puntos en la dirección radial y la cámara externa está dividida en 24 sectores con 54 puntos de medida cada uno. Cada sector está a su vez dividido en 2 regiones por una grilla a potencial cero. Existe una región donde el campo eléctrico es

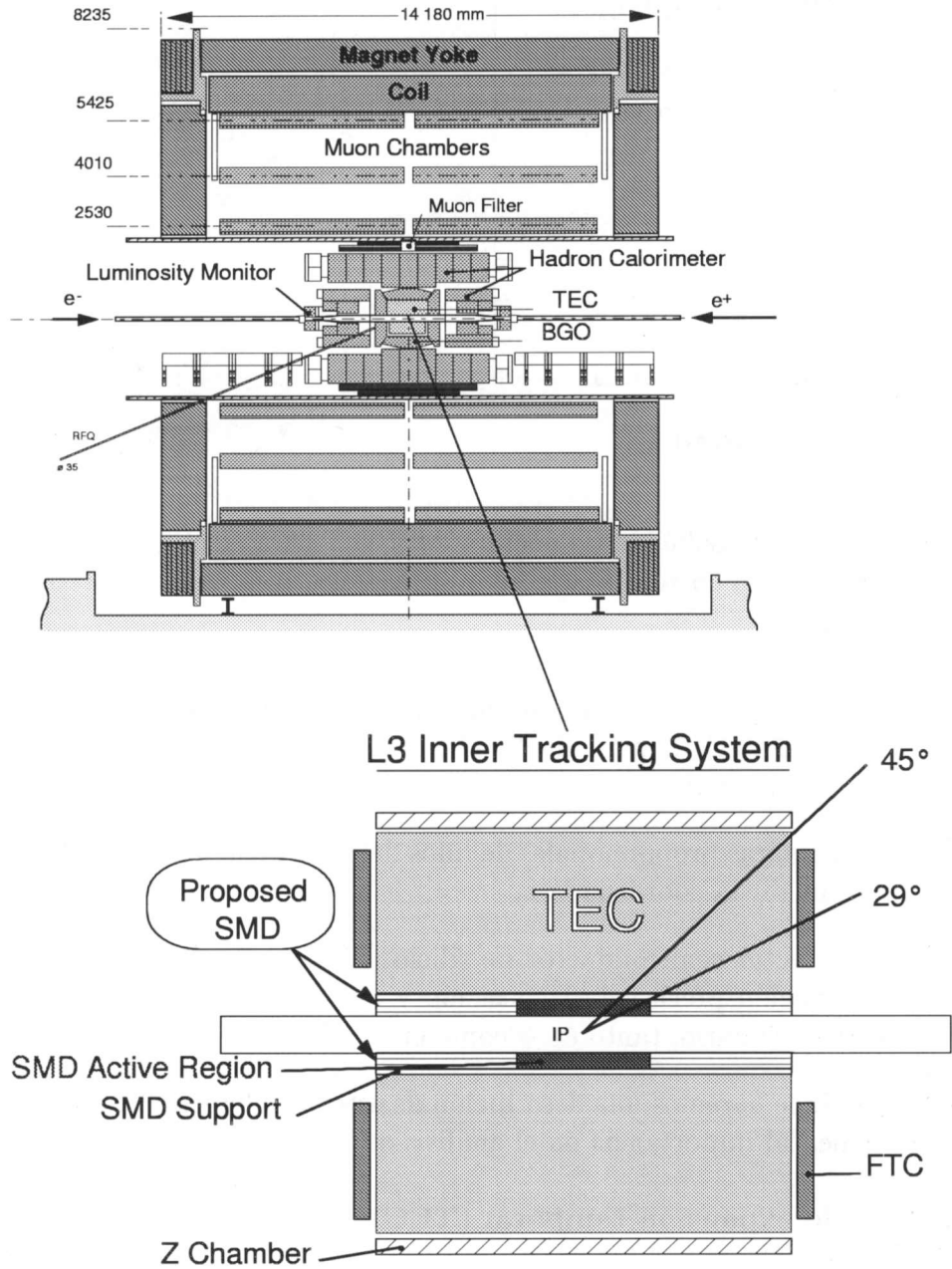


Figura 5.10: Vista ampliada del detector central y su ubicación en L3.

homogéneo (sector de deriva) y un sector de amplificación con un gran gradiente de campo eléctrico, donde ocurren las avalanchas y las señales pueden ser detectadas en los ánodos (hilos de la cámara). La resolución es de $51\mu\text{m}$ para cada hilo y la separación de trazas de $650\mu\text{m}$, con un nivel de confianza⁶ de 95 %. Cada sector externo de la TEC está equipado con fibras plásticas centelladoras (PSF) que monitorean la velocidad de deriva con una precisión del 0.1%.

Cámara Z

Para complementar la determinación de la coordenada z de las trazas, la TEC está rodeada por 2 cámaras de hilos cilíndricas con lectura en el cátodo. Cada cámara Z posee 2 capas catódicas de 50 cm de circunferencia, compuestas de 240 bandas metálicas donde se leen las señales. Las bandas de las capas externas de cada cámara están en el plano perpendicular a la dirección del haz, mientras que las internas forman un ángulo de $\pm 69^\circ$, pudiendo así hacer una determinación de la coordenada ϕ para la identificación de cada traza con las medidas de la TEC. Los 576 hilos de ánodos en cada cámara son paralelos a la dirección del haz. Cuando una partícula cargada pasa cerca de un ánodo, se produce un avalancha que induce cargas imágenes en las capas catódicas. La medida de la distribución de las cargas en las bandas permite determinar con exactitud la coordenada z de la partícula. La precisión de la cámara Z a incidencia normal es de $320\mu\text{m}$ y la resolución de trazas de 7 mm, con un nivel de confianza de 90%. El ángulo polar de cobertura de este dispositivo es $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$ sobre todo el rango azimutal.

Detector de vértice (SMD)

El SMD está formado por 2 cilindros coaxiales respecto de la dirección del haz, compuestos de 12 módulos rectangulares cada uno. Cada módulo está equipado con detectores de silicio de doble capa. La capa interna de cada detector mide la coordenada ϕ y la externa la coordenada θ . El radio medio de los cilindros es de 62 mm y 78 mm respectivamente. Su longitud de 30 cm de lugar a una cobertura polar sólo en el rango $22^\circ \leq \theta \leq 158^\circ$. Los módulos del cilindro externo tienen un pequeño corrimiento de 2° respecto al eje z para facilitar la asociación de la correspondiente coordenada ϕ de la traza. La resolución espacial en ϕ es de $7.5\mu\text{m}$ y en θ de $14.3\mu\text{m}$.

⁶La definición de *nivel de confianza* ϵ para el caso especial de una distribución χ^2 está dada en el apéndice B.1. Una definición mas general puede encontrarse en [39] sección 17.5

La operatividad de las cámaras en conjunto puede verse en la figura 5.11. La resolución total de impulso del detector central combinando todos los subdetectores es $\sigma(1/P_T) = 0.018 GeV$ [44].

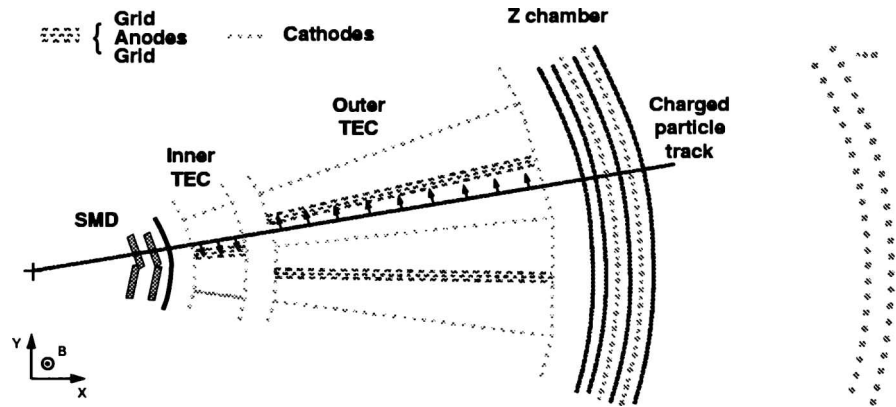


Figura 5.11: Sección transversal de la TEC y señal que deja en la misma una traza.

5.2.8 Monitor de luminosidad

La luminosidad de LEP en la posición del detector L3 es medida usando eventos Bhabha de bajo ángulo. La sección eficaz de este proceso está dominada por intercambio de un fotón en el canal t . Usando la definición de luminosidad dada en el apéndice B.2 y midiendo el número de sucesos producidos en cierto intervalo temporal uno puede calcular la luminosidad para ese dado período. La sección eficaz total Bhabha es conocida con una precisión de 0.1%.

El medidor de luminosidad consiste de dos conjuntos de detectores (calorímetro electromagnético y cámara de hilos proporcional), situados simétricamente a 2.65 m del punto de interacción. Su alcance polar de medida es $25 \text{ mrad} \leq \theta \leq 70 \text{ mrad}$. Cada calorímetro es un arreglo cilíndrico de 304 cristales de BGO, leídos con fotodiodos y con LEDs como sistema de monitoreo. Tienen una resolución de energía de 2% y su resolución angular es 0.4 mrad en θ y 9 mrad en ϕ .

5.3 Trigger y adquisición de datos

En cada cruce de *bunches*⁷ el sistema de trigger es el encargado de decidir si el proceso $e^-e^+ \rightarrow Z^0$ tuvo lugar, y en ese caso, si el evento debe ser almacenado o no. Esta función se realiza según 3 niveles de dificultad que deben atravesar las señales.

Nivel-1 Todos los detectores son leídos y los datos son guardados en *buffers* (MMB). Un resultado positivo de cualquiera de los 5 triggers de los subdetectores principales es suficiente para que la digitalización del evento comience y el mismo sea almacenado en la base de datos de cada subdetector.

Nivel-2 Este segundo nivel de trigger está diseñado principalmente para rechazar contaminaciones que no hayan podido ser detectadas en el nivel 1. La información combinada de diferentes subdetectores es analizada por 4 procesadores programados (XOP). El período de tiempo relativamente largo disponible permite en este nivel rechazar eventos falsos, consecuencia de la interacción de las partículas con el gas residual en el tubo del haz, ruido electrónico en los subdetectores, interacciones con el material del detector y radiación sincrotrónica. Luego de esta selección los datos son almacenados en la base de datos central y rotulados con un número de evento.

Nivel-3 El último nivel de trigger es llevado a cabo por cinco 3081/E. El 3081/E es un computador con una serie de instrucciones de IBM 370 pero mucho más rápido. Recibe eventos a razón de 16 MB/s y realiza un complicado algoritmo de selección basado en los siguientes criterios

- ⌘ Correlación entre energías depositadas en el calorímetro hadrónico y electromagnético.
- ⌘ Reconstrucción de trazas en la cámara de muones.
- ⌘ Reconstrucción de trazas en el detector central.

El sistema de cómputos para la adquisición de datos consiste de un computador central VAX 8800 y 5 pequeñas VAX para monitorear cada uno de los subdetectores. El crate central está conectado a la VAX 8800 con una red ETHERNET (CHI) de 4 MB/s. En caso de resultado positivo del trigger 3 el evento es transferido a este computador e impreso en cinta magnética. La eficiencia total del sistema de trigger es superior al 99%.

⁷ver nota 2 al pie de la página 51.

Capítulo 6

Algoritmos de reconstrucción

El análisis que se presenta en esta tesis requiere la determinación de las energías e impulsos de los piones producidos en la reacción $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, donde al menos uno de los tau decae a 3 piones y 1 neutrino. Estos parámetros son determinados mediante un análisis conjunto de medidas hechas con el detector central y los calorímetros. Los algoritmos utilizados para la reconstrucción de trazas y *clusters* en estos subdetectores se detalla en este capítulo [45, 46]. La reconstrucción de objetos en los demás subdetectores es standard [47, 52, 53].

6.1 Reconstrucción de trazas

Presentaremos ahora los algoritmos para la reconstrucción de clusters en la cámara Z y la asignación de estos clusters junto con las señales del SMD a trazas reconstruídas en la TEC.

Cámara Z

Las 2 cámaras detectoras proporcionales de hilos que rodean a la TEC proporcionan 2 puntos de medida para la determinación de la coordenada z de las trazas (ver figura 6.1). Las bandas metálicas (*strips*) de las capas inferiores de ambas cámaras (u,v) forman ángulos de $\pm 69^\circ$ con la dirección del haz, para poder estimar la coordenada ϕ de los clusters reconstruídos y facilitar la asociación de los mismos a trazas de la TEC. Las capas superiores de cada cilindro determinan solamente la coordenada z . Las denominaremos z_i y z_o para el cilindro interior y exterior respectivamente.

La reconstrucción de clusters en cámaras proporcionales de hilos se realiza midiendo la carga inducida en los strips (cátodos) cuando una partícula car-

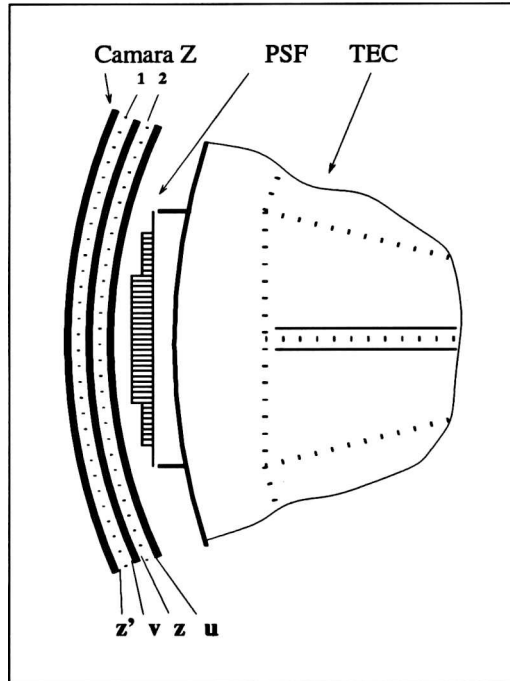


Figura 6.1: Denominación de las diferentes capas de la cámara Z.

gada pasa cerca de los hilos (ánodos) [48]. Este problema electrostático se representa en la figura 6.2. La densidad de carga inducida en ambos planos catódicos por una carga \$Q\$ situada sobre el plano de hilos anódicos en la posición \$z_a\$ está dada por [49]

$$\sigma(z - z_a, y) = \frac{-Q}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n + 1)L}{\{(2n + 1)^2 L^2 + (z - z_a)^2 + y^2\}^{3/2}} \quad (6.1)$$

Integrando en \$y\$ tenemos

$$\begin{aligned} \sigma(z - z_a) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(z - z_a, y) dy \\ &= \frac{-Q}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n + 1)L}{(2n + 1)^2 L^2 + (z - z_a)^2} \\ &= \frac{-Q}{4L} \operatorname{sech} \frac{\pi(z - z_a)}{2L} \end{aligned} \quad (6.2)$$

Si dividimos el plano catódico en bandas de ancho \$\omega\$ a lo largo del eje \$y\$ puede calcularse la carga inducida en cada banda. Para una banda en la posición

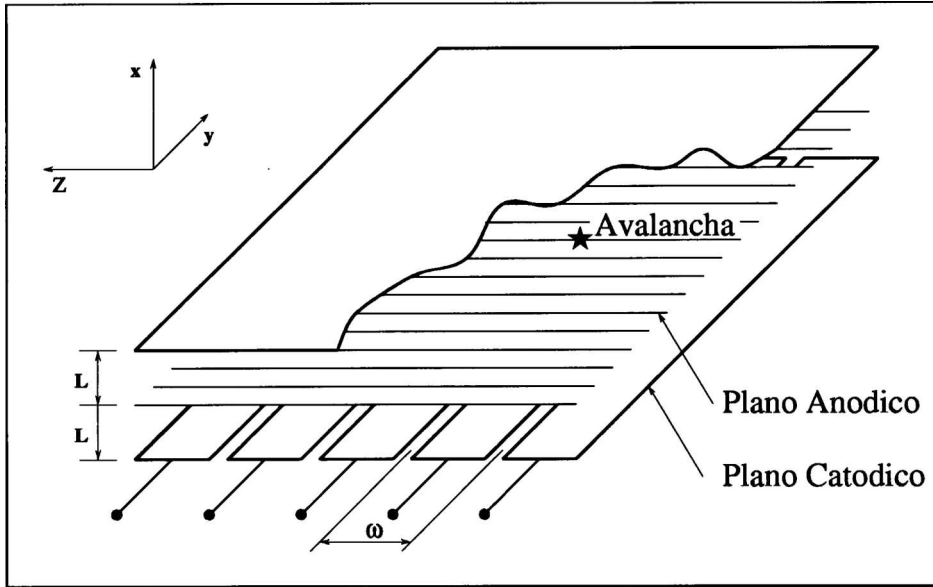


Figura 6.2: Representación esquemática de una porción de la cámara Z.

$b < z < b + \omega$ la carga acumulada será

$$\begin{aligned}
 Q_i &= \frac{-Q}{4L} \int_b^{b+\omega} \operatorname{sech} \frac{\pi(z - z_a)}{2L} dz & (6.3) \\
 &= \frac{-Q}{4L} [\arctan(e^{\pi(z-z_a)/2L})]_b^{b+\omega}
 \end{aligned}$$

Conociendo entonces la forma teórica de la distribución de cargas esperada en cada banda se realiza un ajuste a los datos tomados de la cámara para determinar Q y z_a . En la cámara Z de L3, $\omega = 4.45$ mm y $L = 3.42$ mm. La resolución en z obtenida con este método es del orden de $400 \mu\text{m}$, notablemente inferior al ancho mismo del strip. Detalles más específicos como efectos de *cross talk* y *base line subtraction* pueden encontrarse en [49, 50]. De esta manera se reconstruyen los clusters en cada capa de la cámara Z. Estos son luego asignados a trazas reconstruídas con la TEC de acuerdo al algoritmo explicado más adelante.

SMD

El cilindro interno del SMD proporciona 1 punto de medida para la determinación de la coordenada z de las trazas y otro punto para la coordenada

ϕ . Denominaremos estas capas internas como z_i y ϕ_i respectivamente. El cilindro externo proporciona hasta 2 puntos de medida para la determinación de la coordenada z y otros 2 puntos para la coordenada ϕ . Denominaremos estas capas externas como z_o y ϕ_o respectivamente.

La reconstrucción de clusters en cada capa del SMD se realiza con el código standard de reconstrucción REL3. Solamente clusters que pasan cortes básicos son usados. La resolución en ϕ es de $10 \mu\text{m}$ y en z de $25 \mu\text{m}$. La figura 6.3 muestra la distribución angular de la eficiencia del SMD en cada capa, definida como

$$\epsilon = \frac{\text{Número de trazas con señales en el SMD}}{\text{Número total de trazas en la TEC}} \quad (6.4)$$

Este gráfico da una idea conjunta de la eficiencia intrínseca del SMD y del algoritmo de asignación explicado mas adelante, ya que fue construido con la información final de la traza, luego de pasar por toda la etapa de reconstrucción.

TEC

Cada sector de la TEC posee en total 62 hilos paralelos al eje z (ánodos), que proporcionan puntos de medida en la dirección radial y azimutal. Las señales en estos hilos asociadas a cada traza determinan, mediante un ajuste circular, los siguientes parámetros característicos de las trazas [51]

- ☛ Curvatura \mathcal{C} de la traza. El impulso transversal es directamente proporcional a la curvatura. El signo de la curvatura determina la carga de la partícula.
- ☛ Distancia de mínima aproximación (DCA) al punto de referencia de la traza (ver apartado **Vértice**).
- ☛ Ángulo azimutal ϕ .

Solamente trazas que pasan cortes básicos son usadas.

- ☛ $|\mathcal{C}| < 2\mu\text{m}$ para asegurar que el track alcance la cámara Z.
- ☛ $|\cos \theta| < 0.72$, sólo tracks en la región del barril son considerados.
- ☛ $|DCA| < 20 \text{ mm}$, traza dentro de la región de interacción.
- ☛ Al menos una señal en el sector interno de la TEC. Esto elimina la ambigüedad de la TEC que da origen a los llamados *mirror tracks*.

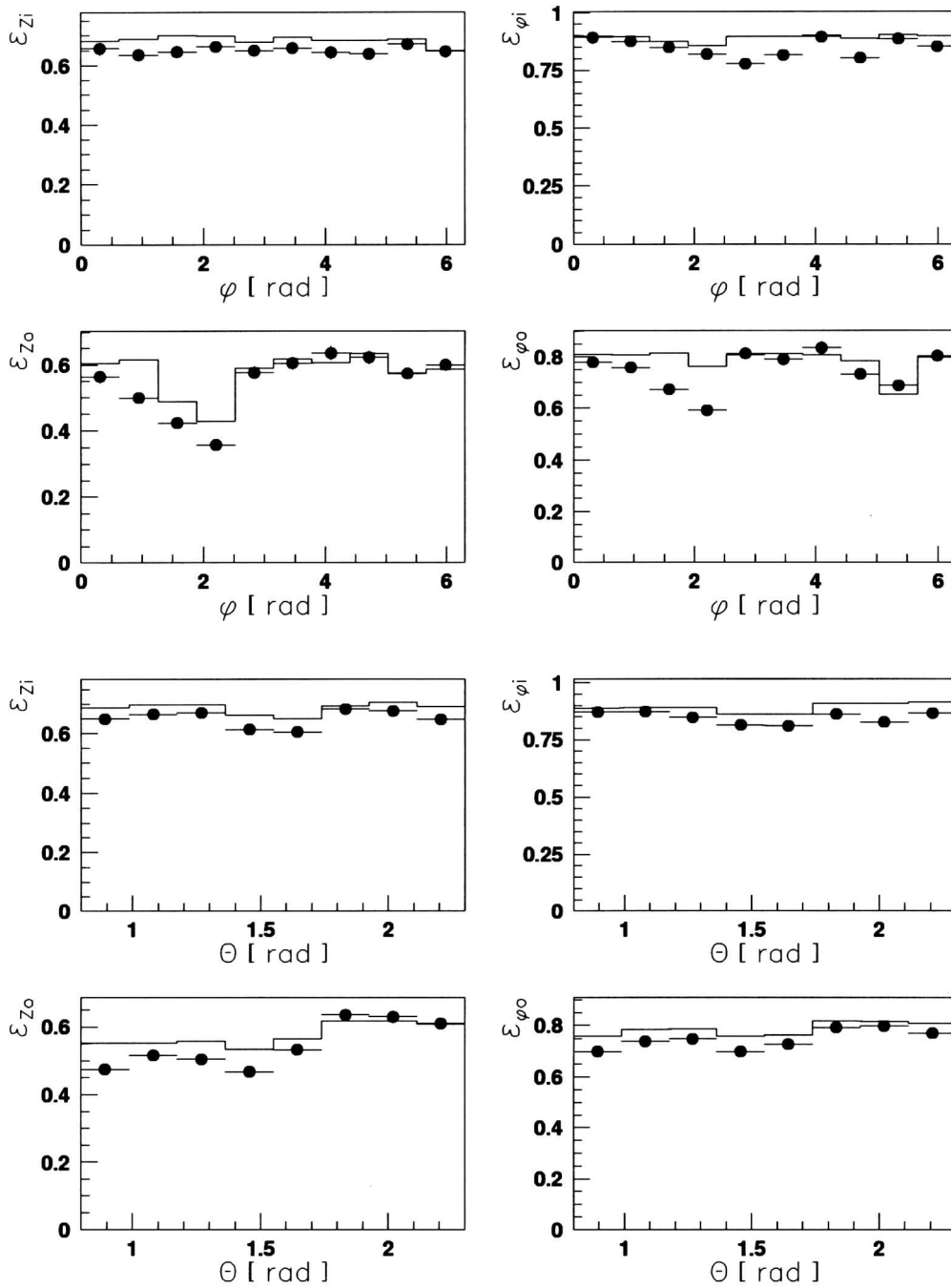


Figura 6.3: Eficiencia del SMD en función de ϕ y θ para cada una de las capas. Los puntos negros representan los datos y la distribución de líneas es para MC.

✂ Número de señales en la TEC mayor que 10.

La coordenada z se determina midiendo la diferencia de carga acumulada en ambos extremos de los hilos de división de cargas (cdw). El error en esta determinación es de unos 20 mm, mucho mayor que el obtenido con la cámara Z.

El error en el impulso transversal inverso es $\sigma(\frac{1}{p_{\perp}}) = 0.013 \text{ GeV}^{-1}$ y es prácticamente independiente de valor del impulso. La resolución espacial en $r - \phi$ es de 650 μm .

Vértice

En cada llenado de LEP, lo que ocurre en promedio cada 20 hs., se estima el punto de interacción promedio usando eventos Bhabha. Este punto se define como vértice del correspondiente llenado y es el punto de referencia de todas las trazas de los eventos de ese llenado. El vértice se incluye cada vez que un ajuste de los parámetros de las trazas tiene lugar y el error que se le asigna es proporcional a las dimensiones del haz

$$\sigma_x = 120 \mu\text{m} \quad \sigma_y = 15 \mu\text{m} \quad \sigma_z = 20 \text{mm}$$

El punto de interacción exacto del evento no se conoce y solo puede estimarse una vez reconstruídas todas las trazas del mismo. Lo mismo ocurre con vértices secundarios como discutiremos mas adelante.

Asociación TEC-Cámara Z-SMD

La asociación de clusters reconstruídos en la cámara Z y en el SMD con trazas reconstruídas en la TEC es una tarea compleja. La dificultad se ve aún incrementada con la multiplicidad del evento y con la energía, ya que a altas energías la separación espacial entre partículas es muy pequeña.

El algoritmo utilizado por nuestro código de reconstrucción para la asociación de clusters del SMD y cámara Z, a trazas de la TEC se describe a continuación. Sólo se detalla el proceso seguido para trazas que pasaron los cortes básicos explicados en el apartado TEC.

- ① Se interpola cada traza de la TEC al SMD y se busca la señal más cercana a la traza en el plano ϕ_i . Se hace un ajuste de los parámetros de la traza en el plano $r - \phi$, para mejorar la predicción de la TEC. Se construye una predicción inicial para θ usando los hilos de división de carga de la TEC.

- ② Se reconstruyen todos los posibles clusters en cada capa de la cámara Z, usando el algoritmo detallado en el apartado cámara Z.
- ③ Para cada cluster en la capa z_o se calcula un valor de θ para la traza. Esto determina trazas tridimensionales que se extrapolan a las demás capas de la cámara Z. Se busca entonces en cada capa el cluster mas cercano al track. En este momento tenemos un track al que le hemos asignado \mathcal{N} conjuntos de 4 clusters (hasta 4 clusters; 0 o 1 cluster por capa), donde \mathcal{N} es el número de clusters en la capa z_o . Cada asignación tiene asociado un parámetro de calidad, de acuerdo a la característica y número de clusters, distancia a la traza, etc. Se elijen sólo las 3 mejores combinaciones de clusters por cada traza.

En lo que sigue comentaremos solamente el proceso seguido por trazas que apuntan al vértice: $|DCA| < 1$ mm. Las demás trazas siguen un proceso similar pero los pasos se ven a veces modificados o alternados de acuerdo a las características de la traza.

- ④ Se interpola la traza al SMD y se busca en una ventana de ancho $\sigma_\phi = 5\sigma$ y $\sigma_z = 26\text{mm}$ ¹ hasta 3 clusters en cada capa. Si existe ambigüedad, es decir se encuentra más de 1 cluster en una dada capa, estos clusters no se consideran.
- ⑤ Se analizan los siguientes casos
 - (a) Se encuentra exactamente 1 cluster en cada una de las capa z_i , z_o y ϕ_o . En este caso el SMD define univocamente la situación.
 - i. Se hace un fit en $s - z$ usando solo los puntos del SMD y la TEC para mejorar la determinación de los parámetros de la traza.
 - ii. Se interpola la traza tridimensional obtenida a la cámara Z y se buscan los clusters mas cercanos en cada capa.
 - iii. Se hace un nuevo fit en $s - z$ con toda la información disponible.
 - (b) Se encuentra 1 cluster en ϕ_o y otro en z_i o en z_o .²
 - i. Se hace un fit en $s - z$ usando solo los puntos del SMD y la TEC para mejorar la determinación de θ y el error σ_θ .

¹ $\sigma \sim \sigma_{DCA}/65$ es el error en el plano $r - \phi$ a la distancia del SMD (65 mm). σ_z se determina del error en el vértice y en las cdw.

²El incapié en la existencia unívoca de clusters ϕ_o es para poder determinar la asociación entre parámetros del plano $r - \phi$ y del plano $s - z$, con ayuda de la inclinación que esta capa tiene respecto de la dirección del haz. De no existir clusters en esta capa la probabilidad de asignación incorrecta es alta y no se confía en el SMD para resolver la situación.

- ii. Se seleccionan todas las combinaciones encontradas en la cámara Z en el punto ③, tal que $|\theta - \theta_{comb}| < \sigma_\theta$.
 - iii. Si existe sólo una combinación con estas características, se la asigna finalmente a la traza y se hace un nuevo fit en $s - z$ con toda la información disponible.
- (c) Existe una única combinación de clusters encontrada en ③ para esta traza. Esta situación es dominada entonces por la cámara Z, quien define unívocamente la dirección de la traza.
- i. Se toma el θ de esa combinación y se extrapola la traza al SMD. Se buscan hasta 3 clusters en cada capa del SMD en una ventana $\sigma_\phi = 5\sigma$ y $\sigma_z = 16$ mm.
 - ii. Se realiza un ajuste con todas las posibles combinaciones de los clusters encontrados en el punto anterior y se selecciona aquella que de el mejor χ^2 . Cada combinación debe tener al menos un cluster en ϕ_o y otro en z_i o en z_o .
 - iii. Se realiza un nuevo ajuste de la traza en $s - z$ con toda la información disponible.
- ⑥ Las trazas a las que les fue asignado un conjunto de clusters del SMD y de la cámara Z en alguno de los puntos anteriores, son usadas para determinar el punto de interacción. Solo las trazas que están a menos de 1 mm del punto de interacción son consideradas completamente reconstruídas.
- ⑦ Los clusters del SMD usados en estas trazas se rotulan para no volver a utilizarse en otras trazas.
- ⑧ Los clusters de la cámara Z utilizados se restan de la distribución de cargas (ADC) de cada capa. Este punto es importante ya que da origen a una nueva distribución de cargas ADC en cada capa de la cámara Z y a la posible aparición de pequeños máximos locales, que no habían podido ser identificados en el primer intento de reconstrucción.

Se repiten luego los pasos ② a ⑧ para tratar de reconstruir el resto de las trazas. El proceso continúa hasta agotar todas las trazas de la TEC. Finalmente se realiza un ajuste en $r - \phi$ y luego en $s - z$ para todas las trazas, utilizando la información combinada de los 3 subdetectores. Este proceso es lento pero mucho mas efectivo que el método tradicional usado en REL3 [52]. La figura 6.4 muestra la resolución final obtenida con el detector central para todos los parámetros que caracterizan las trazas.

$$\sigma_{1/p} = 0.013 \text{ GeV} \quad \sigma_\phi = 0.6 \text{ mrad} \quad \sigma_\theta = 3.4 \text{ mrad}$$

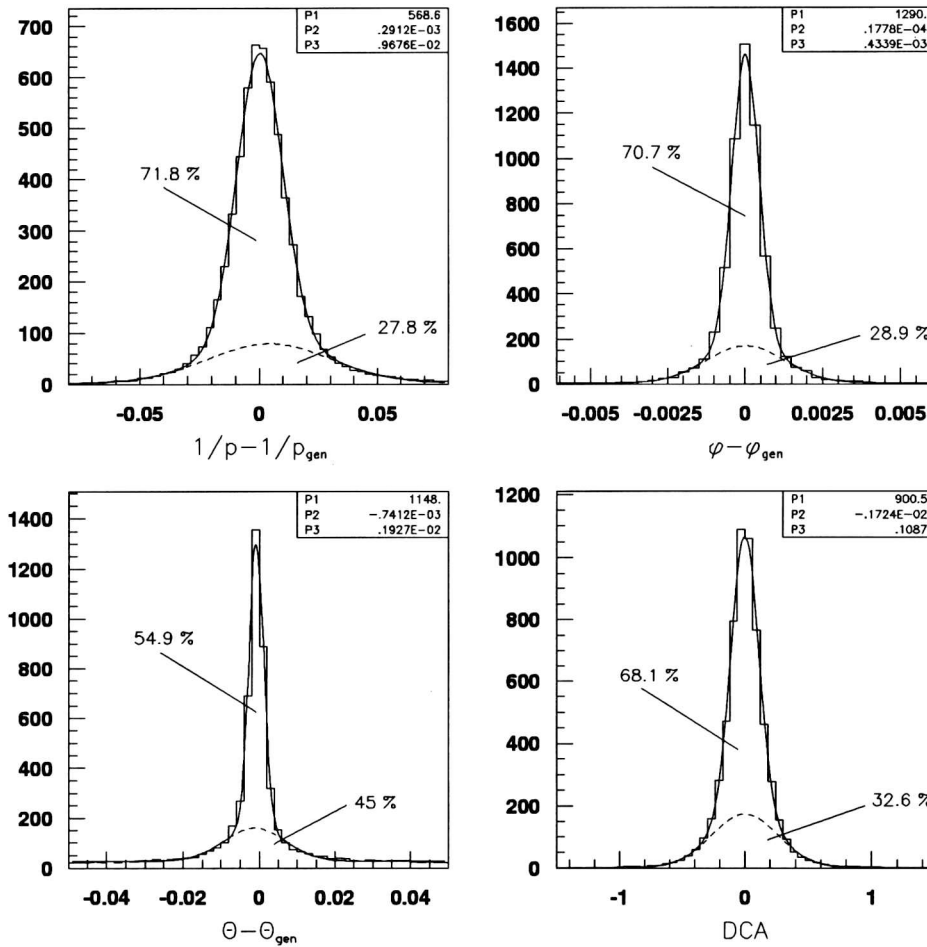


Figura 6.4: Diferencia entre el valor medido y el generado para todos los parámetros característicos de las trazas, para una muestra de $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$ generada con MC. El valor de σ en la tabla asociada a cada gráfico muestra la resolución en el parámetro.

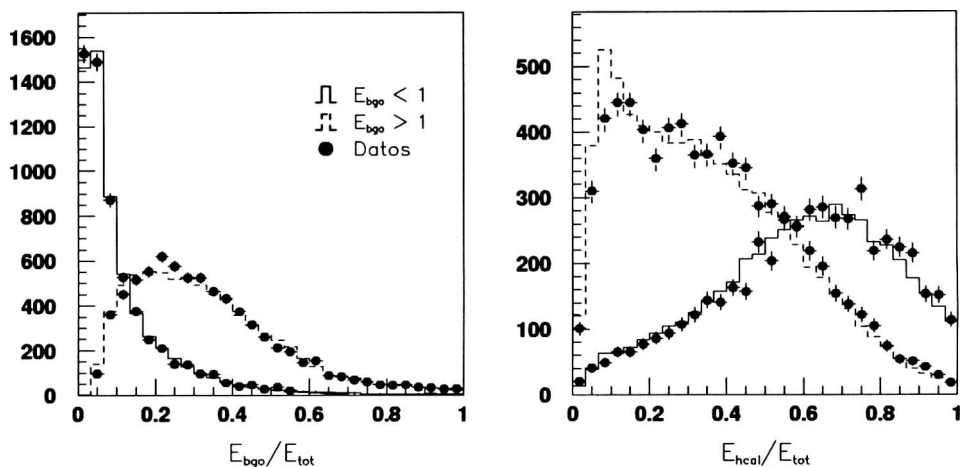


Figura 6.5: (a) Fracción de la energía depositada en el BGO para datos y MC. (b) Fracción de la energía depositada en el HCAL para datos y MC.

6.2 Reconstrucción de clusters calorimétricos

Los piones depositan toda su energía en el calorímetro hadrónico y electromagnético y, en última instancia en el filtro de muones. La interacción con el BGO puede presentarse de dos maneras. Los piones con energías inferiores a 1 GeV actúan por lo general como partículas poco ionizantes en el BGO, mientras que los más energéticos interactúan sensiblemente, dejando una cascada que se extiende por lo general a una matriz de 5×5 cristales alrededor del punto de impacto. El 60% de los piones caen en esta última categoría. La figura 6.5 muestra las fracciones de la energía total depositadas en el BGO y en el HCAL para los dos casos.

Para determinar la energía total del pión hay que combinar de manera adecuada las energías depositadas en ambos calorímetros y en el filtro de muones. Se propone una combinación lineal de la forma [53]

$$E = g_B(E)E_{BGO} + g_H(\theta, \phi)g_H(E)E_{HCAL} + g_M E_{MF} \quad (6.5)$$

Los factores g se denominan ganancias y se encuentra experimentalmente que dependen de la energía total de la partícula. En el HCAL existe además una dependencia angular de las ganancias, que se determina con estudios MC y con datos obtenidos con haces de piones (*test beam*). Esta dependencia es función de la geometría del detector. Los factores g dependientes de la energía también fueron calculados en *test beam*, pero deben corregirse año tras año

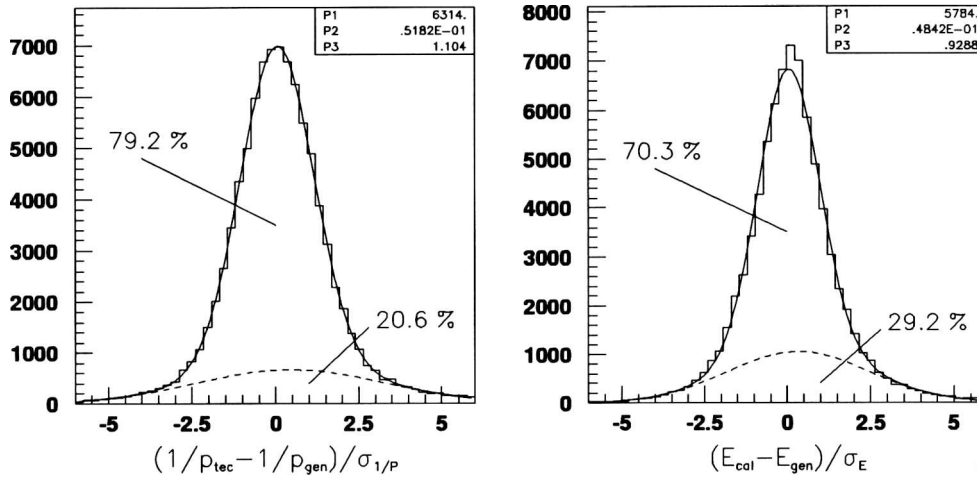


Figura 6.6: Función de Pohl para el impulso inverso de la TEC y para la energía total calorimétrica.

debido a los cambios periódicos en las condiciones de funcionamiento de los detectores. Esto constituye la calibración en energía de los calorímetros. En la figura 6.6 se puede ver, para una muestra de piones generados con MC, la desviación entre el valor de la energía calorimétrica medida y la generada, dividido por el error. La resolución de la energía total de los calorímetros puede parametrizarse como

$$\sigma_E = 0.55\sqrt{E} + 0.08E + 0.5 \quad (6.6)$$

El término independiente tiene en cuenta errores de calibración, ruido electrónico y no-homogeneidad del material.

Separación de fotones

Uno de los problemas que se presentan al medir la energía de los piones en el BGO es que también fotones depositan simultáneamente su energía en él. Estos fotones provienen principalmente del decaimiento de piones neutros. Debido a su carácter ultrarrelativista, las partículas tienen una separación angular entre 20 y 100 mrad, produciendo deposiciones de energía superpuestas en el detector. Afortunadamente los clusters electromagnéticos son de forma diferente a los clusters hadrónicos (ver figura 5.9 b). En las cascadas electromagnéticas en el BGO más del 95 % de la energía es depositada en un arreglo de 3×3 cristales alrededor del cristal de impacto. Por el contrario,

los hadrones producen cascadas que llegan a abarcar más de 5×5 cristales. La probabilidad de que la distribución de energía observada en el BGO sea de origen electromagnético puede definirse como

$$\chi_{e.m.}^2 = \sum_{i=1}^9 \frac{(\epsilon_i - F_i \dot{E}_9)^2}{\sigma_{E_9}^2} \quad (6.7)$$

donde E_9 es la suma de las energías en el arreglo de 9 cristales, ϵ_i la energía depositada por la partícula en el *bump* i , F_i la fracción de energía esperada por un electrón (o fotón) y σ_{E_9} el error en la determinación de la misma. F_i se determina del *test beam* y de estudios MC.

Este método permite a veces hacer una separación de las partículas y asignarles la energía correcta, aunque la dificultad de esta operación se ve incrementada potencialmente con la multiplicidad del evento. El procedimiento adoptado en nuestro programa de reconstrucción es el siguiente [54]³

1. Se determina el punto de impacto de cada hadrón cargado en el BGO extrapolando su correspondiente traza medida con la TEC (figura 6.7 a).
2. El valor esperado de la deposición de energía en cada cristal del BGO que produce el hadrón cargado se conoce de estudios previos con haces de piones. Se resta este valor de la energía total de cada cristal del cluster (figura 6.7 b).
3. La distribución de energía resultante es ajustada con un perfil electromagnético standard (expresión 6.7) para determinar la energía total del cluster electromagnético y su posición (figura 6.7 c)
4. La energía substraída se suma a la del hadrón cargado (figura 6.7 d). Se iteran los puntos 1 a 3 hasta obtener deposiciones estables de energía para cada partícula.

6.3 Determinación de la energía

La medida del impulso p de las partículas cargadas hechas con el detector central se explica en la sección 6.1; la determinación de la energía con los calorímetros (E_{cal}) en la sección 6.2. Ahora debemos combinar estas medidas para obtener una estimación del valor de la energía total de los piones. Como

³REL3 no posee este algoritmo

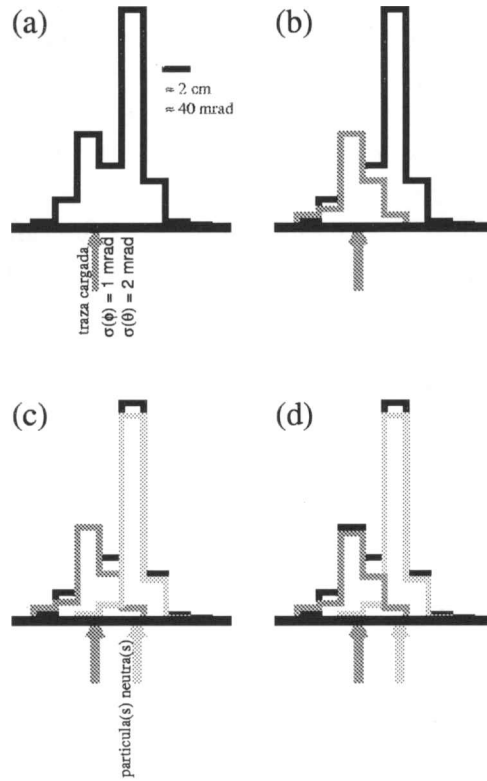


Figura 6.7: Algoritmo de reconstrucción de clusters neutros. Se muestra el caso de un hadrón cargado y un cluster neutro.

se observa en la figura 6.6 las resoluciones en $1/p$ y E_{cal} siguen distribuciones Gaussianas. Por lo tanto la probabilidad conjunta de que cada una de estas medidas se derive del valor E_π de la energía total del pión, está dada por

$$P_{tot} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E_{cal}}} e^{-\frac{(E_{cal}-E_\pi)^2}{2\sigma_{E_{cal}}^2}} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{1/p}} e^{-\frac{(\frac{1}{p}-\frac{1}{E_\pi})^2}{2\sigma_{1/p}^2}} \quad (6.8)$$

donde $\sigma_{E_{cal}}$ y $\sigma_{1/p}$ son las resoluciones en energía e impulso descritas en las secciones anteriores. Esta probabilidad se maximiza respecto de E_π para encontrar el valor mas adecuado de la energía del pión. El error en la medida de E_π así obtenido está dado por

$$\frac{1}{\sigma_{E_\pi}} = \frac{1}{\sigma_{E_{cal}}} + \frac{1}{\sigma_{1/p}} \quad (6.9)$$

La figura 6.8 muestra la distribución de energía de los piones obtenida con este método junto con las distribuciones de impulso de la TEC y la energía de los calorímetros. Vemos que a bajas energías la distribución sigue a la TEC, mientras que por encima de 15 GeV la que mejor ajusta es la energía medida con los calorímetros (ver escala logarítmica). Esto se explica mirando la figura 6.9. A bajas energías el error en la TEC es mas pequeño que el de los calorímetros mientras que a altas energías ocurre lo contrario. Esta también es razón por la que se determina la energía de los piones usando la información de ambos detectores y no simplemente confiando sólo en uno de ellos.

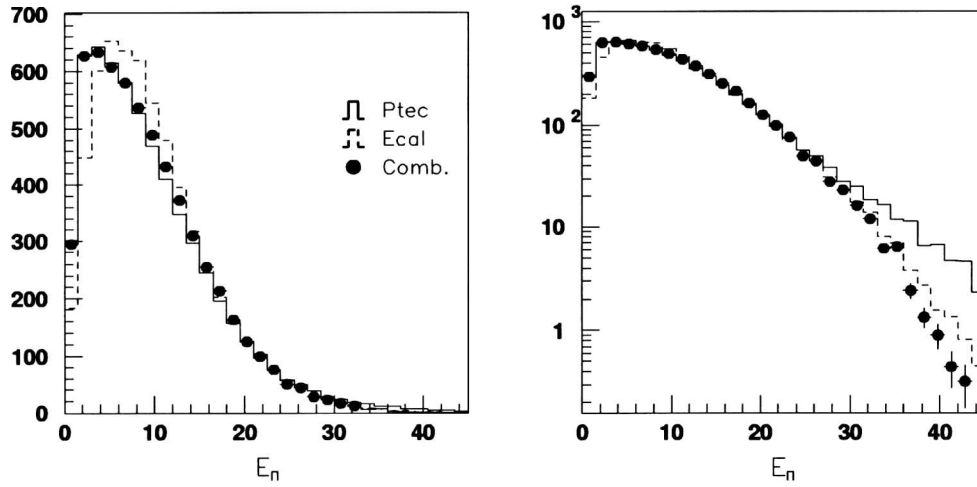


Figura 6.8: Distribución de energía de los piones para una muestra de $\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$ generada con MC, en escala lineal y logarítmica.

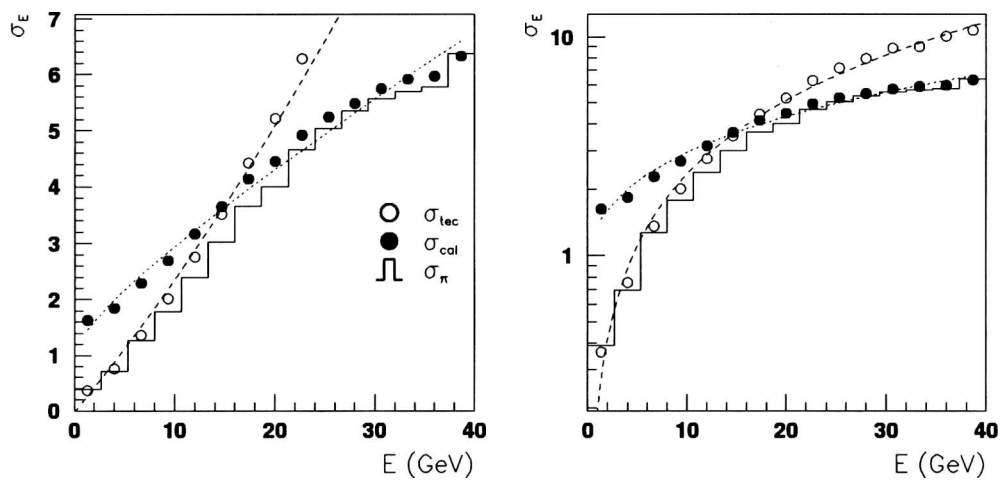


Figura 6.9: Resolución en energía de la TEC, de los calorímetros y ajuste obtenido con el método explicado en el texto.

Capítulo 7

Análisis de datos

El proceso de decodificación de las señales del detector para la formación de trazas y *clusters* calorimétricos es llevada a cabo por el equipo de producción de L3, usando la versión corriente del programa de reconstrucción standard REL3 ¹. Los objetos reconstruidos se almacenan en forma de estructuras ZEBRA [55] conocidas como DAQ, DRE, DSU y DVN. REL3 también posee rutinas para leer estas estructuras y algoritmos para la selección de eventos. Eventos simulados, utilizando la técnica de Monte Carlo, son también generados para estudiar las características de los datos y las transformaciones producidas en ellos a lo largo del proceso de detección. Estos eventos son reconstruidos de la misma manera que los datos reales y almacenados en el mismo formato.

El objetivo de esta parte del análisis es realizar una selección de eventos $\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau$ entre los taus provenientes del decaimiento de Z^0 's producidos en colisiones e^+e^- en LEP. Nos concentraremos en eventos que poseen 3 partículas cargadas (piones) y un neutrino (no detectable) en el estado final. Partiendo de los objetos almacenados en formato DSU hemos procedido para este análisis de la siguiente manera.

1. Seleccionamos una muestra de eventos $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ generada por MC y comparamos la topología de los eventos $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$ con la del resto de los decaimientos del Z^0 (contaminación). Varios objetos y estructuras contenidas en la DSU fueron estudiados para determinar lo que discutiremos como criterios de preselección en la sección 7.2.
2. Una segunda reconstrucción fue llevada a cabo sobre los eventos preseleccionados. Para esta reconstrucción se utilizó un programa específicamente diseñado para el tratamiento de eventos de alta multiplicidad

¹REL3 es en realidad el programa guía de un paquete de rutinas con funciones específicas para cada subdetector y objeto a reconstruir (trazas, bumps, ...)

(no el programa standard de reconstrucción REL3) [56]. Se encuentra con ello una mejor resolución en el ángulo polar de las trazas y una mejor separación entre partículas neutras y cargadas en el BGO. Los métodos utilizados por este programa para la reconstrucción de los objetos mas relevantes en nuestro análisis fueron descritos en el capítulo 6. Este tratamiento fue hecho tanto para datos reales como para MC y solamente se consideraron eventos en la región del barril ($|\cos\theta| < 0.71$).

3. Una selección final fue hecha posteriormente, como se describe en la sección 7.4. La muestra resultante tiene una contaminación dominada por eventos $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ y la contribución de eventos no provenientes de decaimientos del τ es practicamente despreciable
4. Los eventos que fueron seleccionados han sido usados para calcular las variables cinemáticas características del decaimiento $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$

$$Q^2, \quad s_1, \quad s_2, \quad \cos\theta, \quad \cos\psi, \quad \cos\beta, \quad \gamma$$

La definición de estas variable fue dada en la sección 7.2 de la parte teórica. El análisis de la dinámica del sistema utilizando estas variables se describe en la sección 7.5.

Comenzaremos este capítulo con una breve introducción al uso de eventos simulados por técnicas de MC.

7.1 Monte Carlo

Varias son las razones por las que se requiere el uso de técnicas de MC en experimentos de física de altas energías.

- ☛ Comprender el efecto que el detector produce sobre los datos reales, afectando de manera muy significativa los valores del impulso, energía y vida media de las partículas. Los eventos simulados permiten conocer el valor exacto de cada variable al momento de la generación del evento y luego de su reconstrucción.
- ☛ Estudiar con precisión los objetos reconstruídos en cada subdetector para determinar la calibración de los mismos y las eficiencias correspondientes.
- ☛ Determinar los criterios para la preselección y selección de diferentes tipos de eventos.

- ☛ Estimar las fracciones de señal y de contaminación que posee la muestra de datos.

El proceso comienza con la etapa de producción, donde N eventos $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$ fueron generados utilizando KORALZ [29]. El decaimiento del τ fue simulado con el paquete TAUOLA [18]. El siguiente paso es la simulación del detector y del campo magnético. La interacción de las partículas con la materia del detector es simulada a lo largo de todas sus trayectorias. También se incluyen efectos de ruido y mal funcionamiento de las distintas partes de los subdetectores. El programa usado para la simulación del detector está basado en GEANT [57]. Se obtiene de esta manera una muestra de eventos que reproducen fielmente el comportamiento de los datos reales en todas las variables que caracterizan al evento en cuestión y por lo tanto pueden compararse directamente dato y MC para determinar finalmente los parámetros físicos de interés.

7.2 Preselección

La etapa de preselección tiene por objeto rechazar eventos no provenientes del proceso $Z^0 \rightarrow \tau^-\tau^+$, decaimientos del tau con una sola partícula cargada o resultados de la interacción de las partículas con la materia del detector. Con la preselección se obtiene una muestra de eventos $Z^0 \rightarrow \tau^-\tau^+$, con al menos uno de los taus decayendo a 3 piones y un neutrino. Las principales fuentes de contaminación que se eliminan o reducen en esta etapa son

- ① $Z^0 \rightarrow e^-e^+(\gamma)$
- ② $Z^0 \rightarrow \mu^-\mu^+(\gamma)$
- ③ $\tau \rightarrow x\nu_\tau \quad x = e, \mu, \pi$
- ④ $Z^0 \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$
- ⑤ $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+f\bar{f} \quad f = e, \mu, \tau, q$
- ⑥ muones cósmicos

Para determinar los criterios de preselección y estudiar la composición de la muestra de datos luego de la aplicación de estos criterios hemos generado con MC eventos del tipo ①-⑤ y estudiado sus características.

Antes de proseguir es conveniente definir un parámetro de gran utilidad en el estudio de eventos con alta multiplicidad: el *eje del evento*. El eje del evento \vec{n} se define como la dirección sobre la cual la suma de las proyecciones del

impulso de todas las partículas visibles del suceso es máxima. Se determina maximizando la funcional

$$T = \max_{\vec{n}} \left(\frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right) \quad (7.1)$$

La magnitud T se denomina *thrust* y su valor en el máximo da una idea de la separación de las partículas entre sí. Una vez determinada la dirección del evento, éste se divide en dos hemisferios por un plano perpendicular a dicha dirección. Como veremos mas adelante, en eventos $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ los leptones tau salen en direcciones opuestas y debido a su caracter ultrarrelativista también sus productos de decaimiento son proyectados en hemisferios opuestos, por lo que cada hemisferio contiene la información separada del decaimiento de cada τ .

Contaminación por eventos hadrónicos

Los eventos hadrónicos constituyen la mayor fuente de contaminación que posee la muestra original de datos, ya que en un 69.9% de los decaimientos del Z^0 se producen pares $q\bar{q}$ que hadronizan formando *jets*. Estos eventos se caracterizan por tener una alta multiplicidad, tanto en número de trazas como en clusters reconstruidos en los calorímetros. La figura 7.1 muestra la diferencia entre un evento con 3 jets y un decaimiento del τ con 3 partículas cargadas.

Los criterios para suprimir esta contaminación son

- ✂ Exactamente 3 trazas en un hemisferio y menos de 4 trazas en el hemisferio opuesto
- ✂ Número de clusters en el BGO menor que 25
- ✂ Acoplanaridad del evento menor que 20°

La *acoplanaridad* se define como el ángulo máximo en el plano $r - \phi$ entre el eje del evento y la dirección de las trazas del detector central.

Para el estudio de estos cortes, 8838 eventos $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ fueron generados en la región del barril, de los cuales sólo un 0.28% pasó los cortes de preselección.

Contaminación por eventos $Z^0 \rightarrow l^- l^+ (\gamma)$

Los eventos leptónicos, contrariamente a los hadrónicos, presentan sólo una traza en cada hemisferio, además de posibles pequeñas deposiciones de

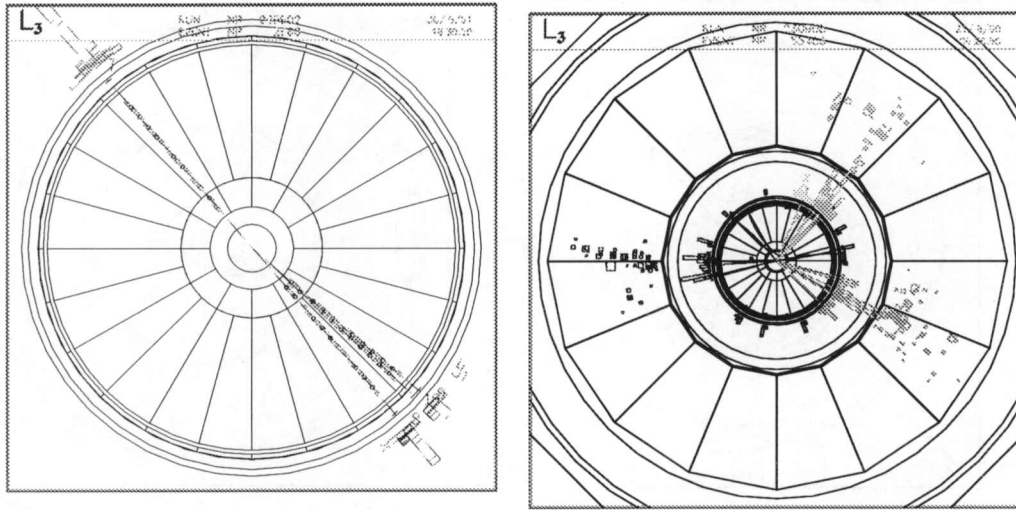


Figura 7.1: (a) Proceso $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ en el que uno de los τ decae a 3 partículas cargadas y, en el hemisferio opuesto, el otro τ decae con una sola partícula cargada. (b) Evento $Z^0 \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ en el que los quarks y gluones hadronizan, formando 3 jets, cada uno de los cuales posee varias partículas cargadas.

energía aisladas en el calorímetro electromagnético, debidas a fotones radiados. El espectro de energías es prácticamente monocromático, cargando cada traza la energía del haz y forman entre sí una línea prácticamente recta. Se dice que el evento es *colineal*. La figura 7.2 muestra una vista transversal de estos eventos. El proceso $e^-e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow e^-e^+(\gamma)$ es llamado dispersión Bhabha. La diferencia con el decaimiento a muones es que este suceso puede ocurrir a través del canal t . La sección eficaz de dispersión de este canal diverge para $\theta \rightarrow 0$ y por lo tanto los eventos ocurren principalmente fuera de la región del barril. Esto se aprecia en la distribución del ángulo polar del eje del evento, en la figura 7.3b, junto con una comparación de las distribuciones de energía y angular de eventos dimuones.

Con los cortes aplicados al número de trazas y el siguiente corte adicional en la energía total visible del evento

$$\otimes 10 < E_{tot} < 100 \text{ GeV}$$

se reduce completamente la contaminación debida a eventos Bhabha de la muestra de datos. La contribución de eventos dimuones también es despreciable con estos cortes, debido además a la clara identificación de estas partículas en la cámara de muones.

Fueron generados con MC 27000 eventos $Z^0 \rightarrow e^-e^+(\gamma)$ de los cuales solo

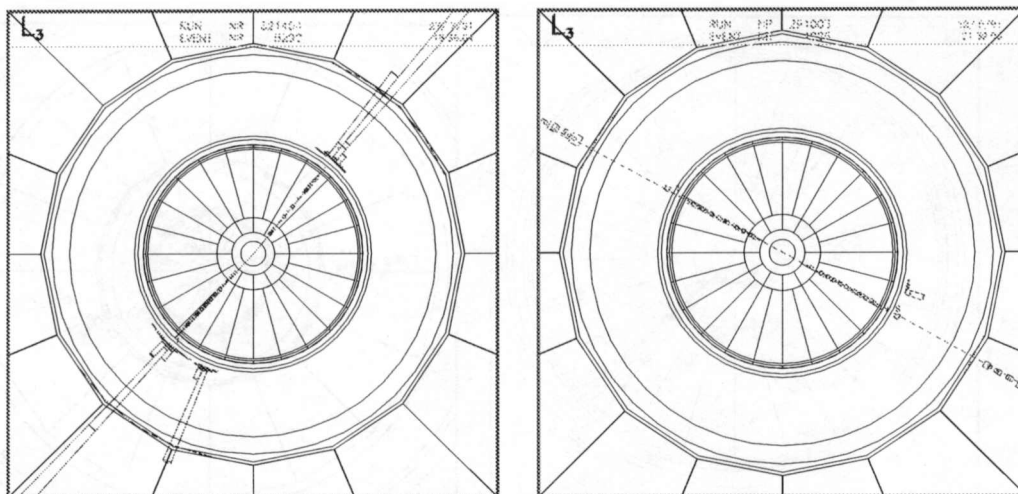


Figura 7.2: (a) Dispersión Bhabha; caracterizada por tener 1 única traza en cada hemisferio, apuntando directamente a grandes deposiciones de energía muy localizadas en el BGO. El cluster aislado es un fotón radiado. (b) Evento dimuón: muy colineal y mínimamente ionizante en el HCAL.

4419 cayeron en la región del barril. Ningun evento fue encontrado luego de aplicar los cortes de preselección. Para el proceso $Z^0 \rightarrow \mu^- \mu^+ (\gamma)$ se generaron 13698 eventos, de los cuales solo 12 (0.088%) pasaron los cortes de preselección. Dado que la sección eficaz de producción de estos procesos en desintegraciones del Z^0 es la misma que para eventos $Z^0 \rightarrow \tau^- \tau^+ (\gamma)$, la contribución de los mismos a la muestra de datos es despreciable y no se considerarán de aquí en adelante.

Contaminación por eventos de 2 fotones

Los sucesos de dos fotones no provienen de la desintegración del Z^0 , sino de la dispersión e^+e^- por intercambio de 2 fotones *quasireales* [58]

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^- f\bar{f} \quad f = e, \mu, \tau, q$$

Los electrones mas energéticos salen practicamente paralelos al haz y muchas veces escapan a la detección. El par de fermiones restantes es muy poco energético y el eje del evento cae por lo general fuera de la región del barril. Estas características se evidencian en la distribuciones de la figura 7.4, en donde también se muestra la energía no balanceada en la dirección del haz.

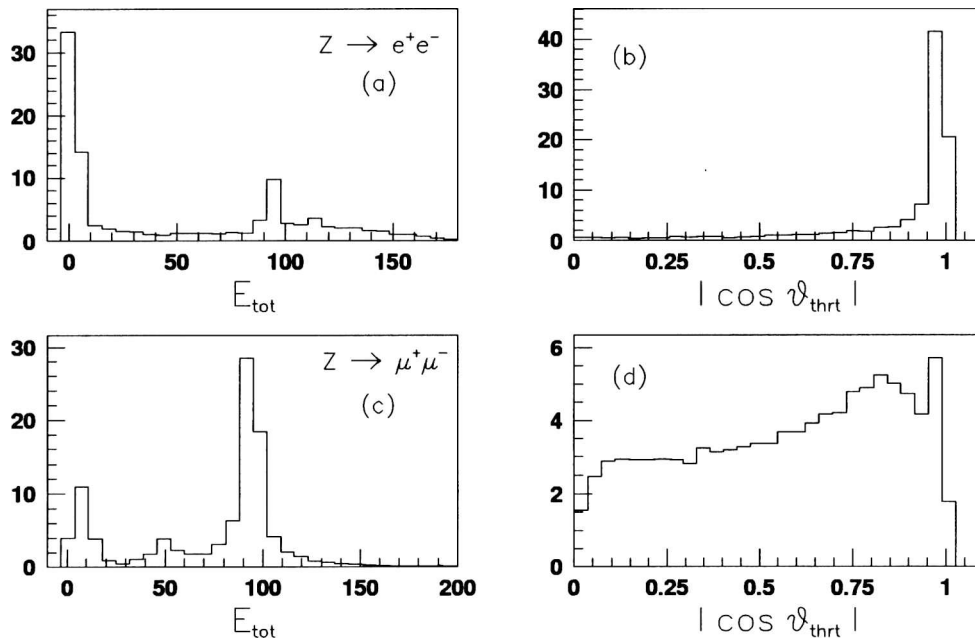


Figura 7.3: (a) Distribución de la energía total visible del evento para el proceso $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. El pico en 91 GeV se debe a que cada electrón carga con la energía del haz. La acumulación de eventos a bajas energías es debido a los electrones que escapan a la detección muy paralelos a la dirección del haz. (b) Distribución del ángulo polar del eje del evento; confirmando lo comentado anteriormente. (c) Energía de eventos dimuones. El pequeño pico en 45 GeV es debido a que uno de los muones escapa a la detección.

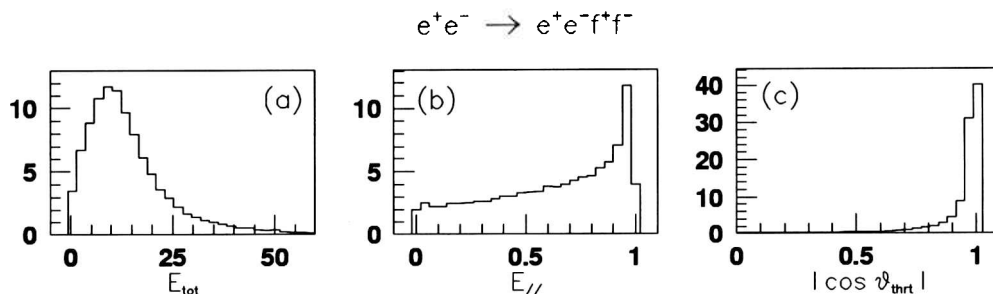


Figura 7.4: (a) Distribución de la energía total visible de sucesos de 2 fotones. Los electrones mas energéticos suelen escapar a la detección a bajo ángulo polar, lo que se observa en la distribución (b) de la energía no balanceada paralela al haz. (c) Distribución del ángulo polar de la dirección del evento; predominancia fuera de la región del barril.

Además de los cortes anteriores, su topología no colineal permite complementar con los siguientes cortes para rechazar hasta un nivel despreciable este tipo de eventos

$$\otimes \text{ Acolinealidad} < 30^\circ$$

$$\otimes |E_{||}| / E_{tot} < 0.6$$

donde $E_{||}$ es la energía no balanceada en la dirección del haz. La *acolinealidad* es el ángulo entre los ejes del evento en ambos hemisferios.

De 27500 eventos $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ generados, solo 1915 se encuentran en la región del barril y de estos un 0.62% pasan los cortes de preselección.

Otros decaimientos del tau

Para distinguir entre los distintos canales de desintegración del τ hay que hacer un estudio mas detallado, que involucra la asociación de variables medidas con distintos subdetectores. En esta etapa de preselección gran parte de los decaimientos con 1 sola partícula cargada (*1-prong*) son automáticamente rechazados por los cortes aplicados a las otras contaminaciones. Sólo nos limitaremos por ahora a determinar la contribución de estos eventos en la muestra preseleccionada de datos. En la sección 7.4 explicaremos en detalle la selección final para rechazar el resto de los decaimientos del τ .

Otras contaminaciones

Proceso	N_{eventos}		$\sigma_{\text{barril}} [\text{nb}^{-1}]$
	1994	1995	
$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow ff$ (visible)	4 470 570	1 230 660	90.1
$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	36 261	9 982	0.74
$\tau \rightarrow \pi\pi^+\pi^-\nu_\tau$	6 701	1 845	0.068
Luminosidad [pb^{-1}]	49.67	13.67	

Tabla 7.1: Número de eventos esperados en la región del barril para distintos procesos, constituyentes de la muestra original de datos producidos en LEP.

Existe una probabilidad, aunque muy pequeña, de que muones cósmicos atraviesen el detector simultáneamente con la realización de una desintegración del Z^0 . La interacción de las partículas con la materia del detector y con el gas residual en el tubo de LEP también da lugar a sucesos que podrían confundirse con decaimientos del Z^0 . Estos eventos suelen detectarse en alguno de los niveles de trigger explicados en el capítulo 5. Para rechazar el resto alcanza por lo general con imponer los siguientes cortes

✂ $|DCA| < 10$ mm para todas las trazas

✂ La señal de los centelladores no difiera en más de 2 ns.

La contaminación residual no fue estudiada en este análisis en particular pues se espera, de estudios previos, que sea varios ordenes de magnitud menor que las contribuciones anteriores.

7.3 Segunda reconstrucción

Los eventos que pasaron los cortes de preselección han sido nuevamente reconstruidos para el análisis. Algunos algoritmos utilizados en el programa de reconstrucción ya fueron descritos en el capítulo 6. También se presentaron los criterios de selección aplicados sobre trazas en el detector central y clusters calorimétricos.

La muestra original de datos procede de aproximadamente 5.7 millones de desintegraciones visibles del Z^0 producidos en LEP durante 1994 y 1995, que corresponde a una luminosidad integrada de 49.67 pb^{-1} y 13.67 pb^{-1} para cada año respectivamente ².

²La luminosidad total de 1995 es 30.1 pb^{-1} , pero sólo utilizamos los eventos producidos en el pico del Z^0 .

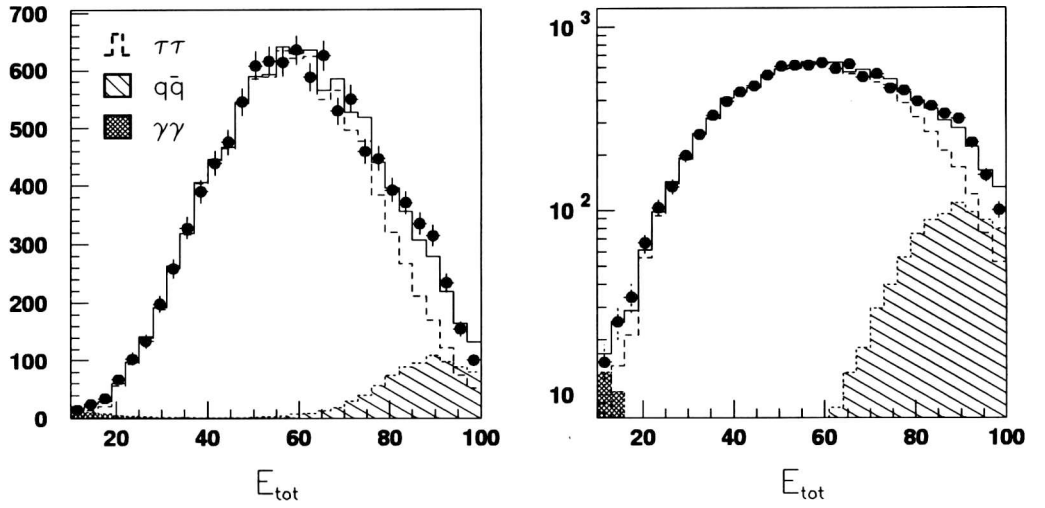


Figura 7.5: Distribución de la energía total luego de la preselección en escala lineal y logarítmica. Los puntos negros corresponden a los datos y el histograma de línea continua a la predicción del ajuste.

La sección eficaz de producción $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ en la región del barril para energías del pico del Z^0 es 0.73 nb^{-1} [59]. Uno esperaría entonces tener en la muestra original de datos unos 46243 pares $\tau^+\tau^-$. Por otro lado, la *branching ratio* de la desintegración $\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$ es $(9.44 \pm 0.10)\%$ [7], por lo que unos 8546 taus de la muestra anterior deberían decaer a 3 piones cargados (ver tabla 7.1).

Con los cortes de preselección la muestra original de datos se reduce a 9147 eventos $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ reconstruidos en la región del barril. Estos eventos poseen al menos un hemisferio con 3 partículas cargadas, que posee la topología estudiada de los eventos $\tau^- \rightarrow a_1^-\nu_\tau$. El número de candidatos $\tau^- \rightarrow a_1^-\nu_\tau$ en la muestra reconstruida es 9991.

Para determinar la composición espectral de la muestra de eventos $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$, realizamos un ajuste a la distribución de energía total de los eventos. Se encuentra que sólo los procesos (a) $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, (b) $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ y (c) $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$ contribuyeron apreciablemente a la composición de la muestra. El ajuste predice un 91.78% de eventos $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ en la muestra de datos, 7.73% de contaminación por eventos $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ y 0.48% de eventos de 2 fotones. El resultado del ajuste, junto con la distribución de cada una de las componentes se muestra en la figura 7.5.

Los distintos canales de desintegración de los tau, en los eventos $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ que componen la muestra de datos reconstruida, fue estudiada con MC. La

Canal	Número de eventos	fracción del total [%]
Total	9991	100
3-prong		
$\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	6025	60.30
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	2613	26.15
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	295	2.95
$\tau^- \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$	77	0.77
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \geq 2\pi^0 \nu_\tau$	335	3.35
1-prong		
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	3	0.031
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	3	0.031
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	14	0.14
$\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$	10	0.10
$\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$	306	3.06
$\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	147	1.47
$\tau^- \rightarrow \pi^- \geq 3\pi^0 \nu_\tau$	2.5	0.025
Otros	69	0.69

Tabla 7.2: Composición de los eventos $\tau \rightarrow X\nu_\tau$ pre-seleccionados, estimada con MC.

tabla 7.2) muestra el número estimado de eventos para cada canal, normalizado al número total de datos.

Concluimos que la muestra de datos luego de la preselección y reconstrucción contiene aproximadamente 6025 eventos $\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$, lo que constituye una eficiencia en esta etapa del análisis de 71%.

7.4 Selección

La muestra de eventos que logró pasar por las etapas anteriores contiene todavía un 40% de contaminación. Para purificarla aún más se ha hecho una última selección con los criterios enunciados a continuación

- ✂ Solo eventos con 3 trazas en un hemisferio y exactamente 1 o 3 en el hemisferio opuesto fueron considerados.
- ✂ La suma total de las cargas en el hemisferio con 3 trazas debe ser ± 1 y la carga en el hemisferio opuesto de signo contrario.
- ✂ La energía total del evento debe estar comprendida entre 10 y 91 GeV
- ✂ Cortes mas estrictos fueron aplicados a las trazas

$$\begin{aligned}\vec{p}_{trans} &< 45 \text{ GeV} \\ |DCA| &< 2 \text{ mm} \\ |Z_0| &< 20 \text{ mm}\end{aligned}$$

- ✂ En el hemisferio con el candidato a $\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$ debe cumplirse

$$\begin{aligned}E_{BGO} &< 10 \text{ GeV} \\ E_{MUCH} &< 6 \text{ GeV}\end{aligned}$$

- ✂ Los eventos con piones neutros en ese hemisferio fueron rechazados.

Como se observa en la tabla 7.2 la mayor fuente de contaminación es el canal $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$, donde el π^0 decae en 2 fotones. Para identificar estos eventos debemos hacer uso del algoritmo de separación de fotones descrito en el capítulo 6. Los clusters neutros identificados son considerados como fotones si su energía es superior a 0.5 GeV. Procedemos luego a la reconstrucción del π^0 usando los siguientes criterios

Canal	Número de eventos	fracción del total [%]
Total	4593	100
Three prong		
$\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	3828	83.56
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	404	8.80
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	181	3.94
$\tau^- \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$	51	1.12
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \geq 2\pi^0 \nu_\tau$	14	0.31
One prong		
$\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$	56	1.22
$\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	6	0.14
$\tau^- \rightarrow \pi^- / K^- \nu_\tau$	5	0.12
Otros	36	0.79

Tabla 7.3: Composición de la muestra seleccionada, estudiada con MC.

1. Si existen dos o mas fotones identificados se van combinando en parejas y se construye su masa invariante y dirección. La partícula así reconstruída se rotula como candidato a π^0 si se encuentra dentro de un cono de 120 mrad respecto de la dirección del jet de los 3 piones cargados y su masa está comprendida entre 0.1 y 0.2 GeV .
2. Si sólo un fotón fue encontrado, se exige además que su energía sea superior a 1 GeV y su masa invariante, calculada ajustando 2 perfiles electromagnéticos (ver sección 6.2), se encuentre comprendida en el intervalo anterior.

Cualquier evento en el que algún candidato a π^0 haya sido encontrado es automáticamente rechazado. Se rechazan también eventos con fotones de energías superiores a 6 GeV .

La tabla 7.3 muestra la composición final de la muestra de datos, estudiada con MC, luego de la selección. La eficiencia de selección es de 64% , lo que constituye una eficiencia total (preselección+reconstrucción+selección) de 45% . La pureza de eventos $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$ en la muestra final es de 83% . En la figura 7.6 puede verse una comparación entre datos y MC, para el impulso medido con la TEC de los piones de los eventos seleccionados. También se muestra la energía total determinada conjuntamente con los calorímetros y la TEC, como se explicó en la sección 6.3.

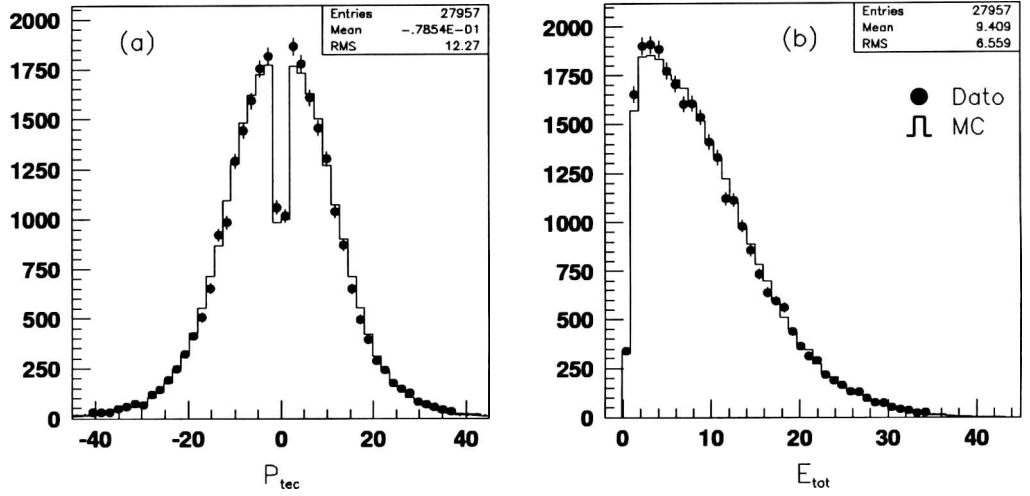


Figura 7.6: (a) Impulso medido con la TEC de todos los piones de los eventos seleccionados. (b) Energía de los piones calculada usando la información conjunta de los calorímetros y la TEC.

7.5 Variables cinemáticas

Los eventos que fueron seleccionados son utilizados para calcular las variables cinemáticas del proceso $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$, usando las definiciones dadas en el capítulo 5 de la parte teórica. La energía ajustada de cada pión se usa para determinar el valor absoluto del impulso. Los ángulos se toman de los valores medidos con la TEC. Solo eventos que dan resultados dentro de las regiones físicas de cada variable son utilizados.

Masas invariantes

El decaimiento del τ a 3 piones cargados se produce, como comentamos en la parte teórica, a través de la siguiente cadena de desintegración

$$\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau \rightarrow \rho^0 \pi^- \nu_\tau \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \nu_\tau$$

La distribución de la masa invariante formada con los 3 piones del estado final debe entonces evidenciar una clara resonancia en la región de la masa del a_1 (1.23 GeV). Combinando los piones en parejas debería también evidenciarse el pico del ρ en las distribuciones de la masa invariante formada con 2 piones de diferente carga. La figura 7.7 muestra la existencia de estos

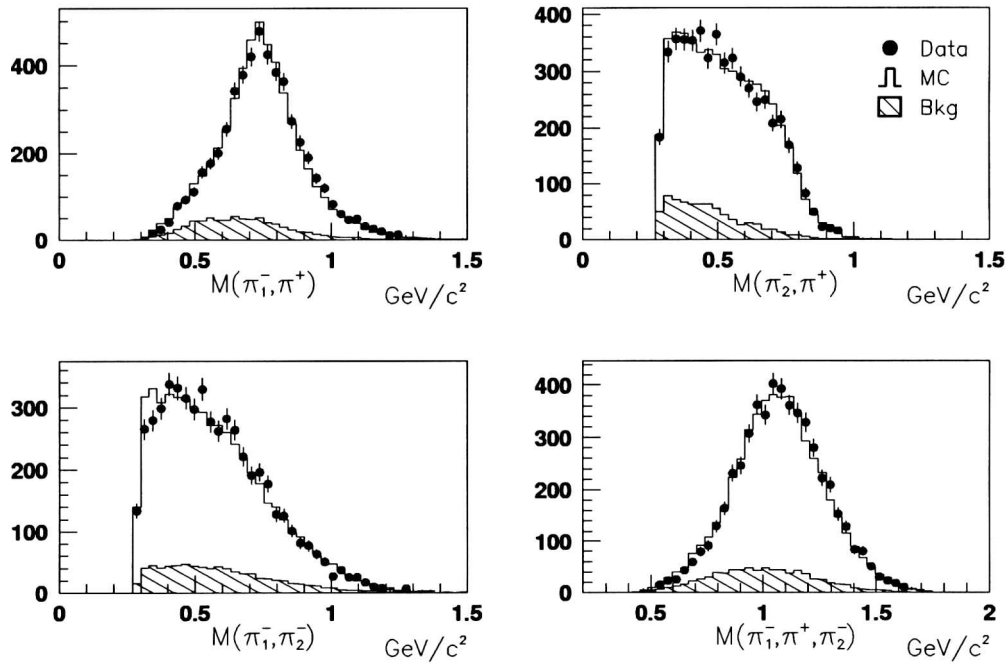


Figura 7.7: Masas invariantes de los sistemas de 2 y 3 piones. Los puntos negros representan los datos, el histograma de línea MC y el histograma rayado la contaminación.

picos en los datos seleccionados (puntos negros), junto con la comparación de la predicción hecha con MC (líneas) y la distribución de la contaminación residual (histograma rallado). La variable s_3 es el cuadrado de la masa del sistema formado por los 2 piones de igual signo. La variable s_1 se forma con el pión de diferente signo y el más energético de los piones de igual carga³, mientras que s_2 se forma con el menos energético. Notemos que, debido a esta particular elección de los piones de igual signo para la formación de s_1 y s_2 , las distribuciones de estas variables no son idénticas. Más aún, la resonancia ρ^0 parece formarse preferentemente a través de la combinación s_1 , evidenciándose apenas un pequeño pico en la distribución de s_2 . En general la determinación de los parámetros de estas resonancias (masa, ancho) es un problema complejo y muy dependiente del modelo utilizado [32]. Hemos elegido para lo que sigue de nuestro análisis, el modelo de Kühn y Santamaría [22]. El MC utilizado para generar decaimientos del tau hace uso de

³Más energético en el sistema de centro de masas de los 3 piones. En la literatura suelen hacerse elecciones de este tipo pero más comúnmente en el sistema de laboratorio.

este modelo (ver sección 7.1).

Gráfico de Dalitz

Para complementar la información obtenida de la figura 7.7, es interesante mirar la llamada distribución de Dalitz de s_1 y s_2 . La figura 7.8 muestra el comportamiento conjunto de estas 2 variables para 3 regiones de la masa del a_1 : $m_{a_1} < 0.9$ GeV, $0.9 \leq m_{a_1} \leq 1.3$ GeV y $m_{a_1} > 1.3$ GeV. El dominio por la formación del ρ^0 es evidente en la región intermedia. La contaminación relativa en esa región también es inferior a las demás. A bajas energías se observa un aumento en la región de la masa de los kaones y a altas energías las contribuciones del $K^*(892)$ y otras resonancias que decaen en kaones [60].

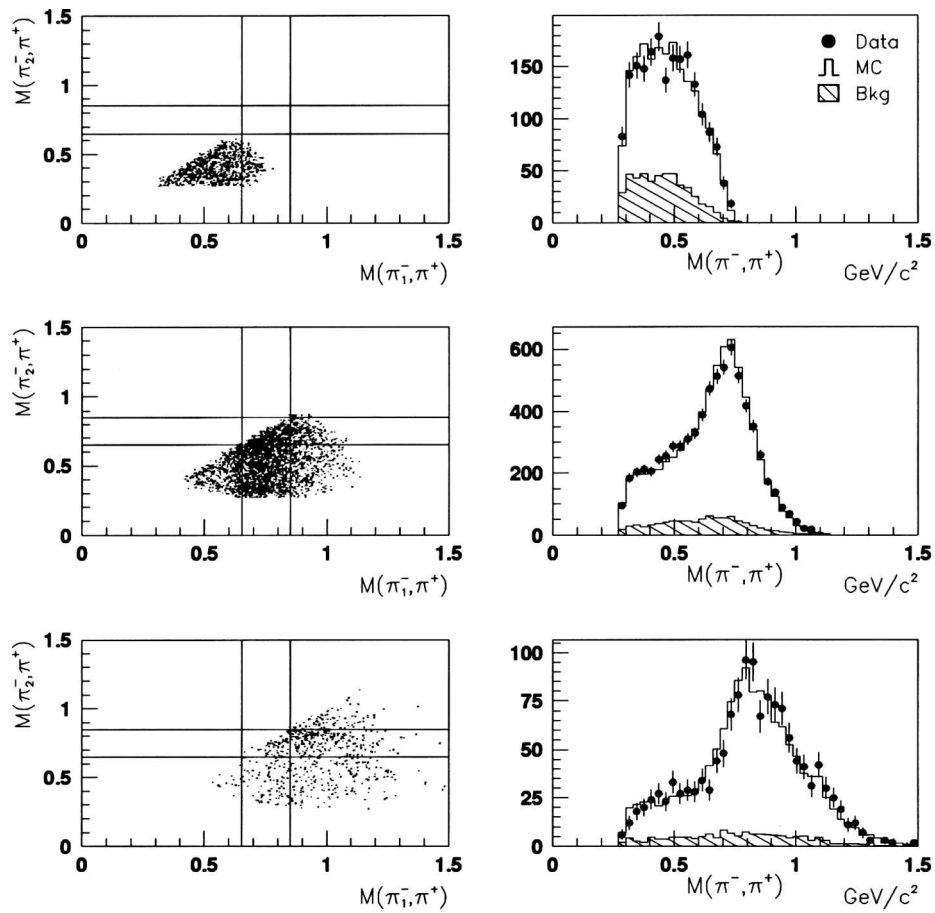


Figura 7.8: La columna de la izquierda muestra la distribución de Dalitz de s_1 y s_2 . Las bandas entre 0.65 y 0.85 GeV indican la región de la masa del ρ^0 . La columna de la derecha muestra las correspondientes distribuciones unidimensionales de s_1 y s_2 juntas, para datos (puntos negros), MC (histograma vacío) y contaminación (histograma rayado).

Capítulo 8

Medida de γ_{VA} y P_τ

Para determinar experimentalmente el valor de la polarización del τ y del parámetro de quiralidad γ_{VA} hemos utilizado el método propuesto en la sección 3.1 de la parte teórica. La idea consiste en comparar predicciones hechas por eventos simulados con MC con valores construídos directamente a partir de los datos, para determinar estimadores de γ_{VA} y P_τ . Para ello usamos los datos que fueron seleccionados segun los criterios explicados en el capítulo 7. El número de eventos $\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$ con 3 piones cargados usado en este análisis es 4452, lo que incluye tanto τ^+ como τ^- provenientes de los Z^0 producidos en LEP durante 1994 y 1995. El número de eventos MC utilizado en el análisis es aproximadamente 3 veces superior al de los datos. Estos eventos MC fueron pasados previamente por los programas de simulación y reconstrucción como se explicó en la sección 7.2, por lo que reproducen fielmente los efectos que el detector pudiera haber producido sobre los datos reales. No es necesario entonces la inclusión de funciones analíticas como pesos y resoluciones para la comparación dato-MC.

8.1 Procedimiento de ajuste

Primeramente fueron construídas muestras de MC con valores conocidos de quiralidad y espín. Cuatro muestras fueron generadas, una para cada uno de las posibles combinaciones $\gamma_{VA} = \pm 1$ y $P_\tau = \pm 1$. Luego se calcularon las variables w_2 , w_3 y w_4 para cada evento según las definiciones dadas en la sección 3.1. Esto fue hecho tanto para datos como para Monte Carlo. En el siguiente paso se construyeron distribuciones tridimensionales de $\{w_2, w_3, w_4\}$. Cada eje fue dividido en 4 intervalos (bins) no equidistantes, cuyo ancho se eligió de manera tal que el número de eventos en cada bin sea del mismo orden de magnitud.

El método de ajuste consiste en construir una combinación lineal con los números de eventos obtenidos en cada bin de las muestras de MC según

$$\mu_i = \mathcal{N} \sum_{j,k=\pm 1} m_i(j, k) \left(\frac{1 + j \gamma_{VA}}{2} \right) \left(\frac{1 + k P_\tau}{2} \right) \quad (8.1)$$

donde $m_i(j, k)$ es el número de eventos MC en el bin i generado con valores $\gamma_{VA} = j$ y $P_\tau = k$ y \mathcal{N} es un factor de normalización entre el número total de datos y MC. Comparando con la expresión 3.7 de la sección 3.1 es fácil convencerse que ésta es precisamente la predicción del MC del número de eventos en el bin i para valores arbitrarios de γ_{VA} y P_τ . Luego, si d_i es el número de eventos del histograma de datos en el bin i , la probabilidad de observar esta cantidad habiendo predicho μ_i esta dada por una distribución de Poisson

$$e^{-\mu_i} \frac{\mu_i^{d_i}}{d_i!} \quad (8.2)$$

Estimadores de γ_{VA} y P_τ pueden entonces ser calculados maximizando la función *likelihood* respecto de estos parámetros, definida como el producto sobre todos los bins de las probabilidades dadas por (8.2). Hemos preferido por comodidad minimizar el logaritmo negativo de la función likelihood

$$-\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^n \mu_i - d_i \ln \mu_i \quad (8.3)$$

donde $n = 64$ es el número total de bins utilizado y hemos omitido los términos independiente de γ_{VA} y P_τ en la suma. Este método es el más adecuado en situaciones en las que el número de eventos en cada bin es pequeño [61].

Para minimizar la función (8.3) hemos utilizado el paquete de programas MINUIT [62].

8.2 Errores sistemáticos

Además de los errores estadísticos debidos al número limitado de datos del que disponemos, existen errores cometidos al manipular las muestras de datos y MC, por ejemplo en la reconstrucción y selección de eventos. Para determinar estos errores sistemáticos construimos una muestra de MC con los valores de γ_{VA} y P_τ obtenidos en el ajuste de la sección anterior y con el mismo

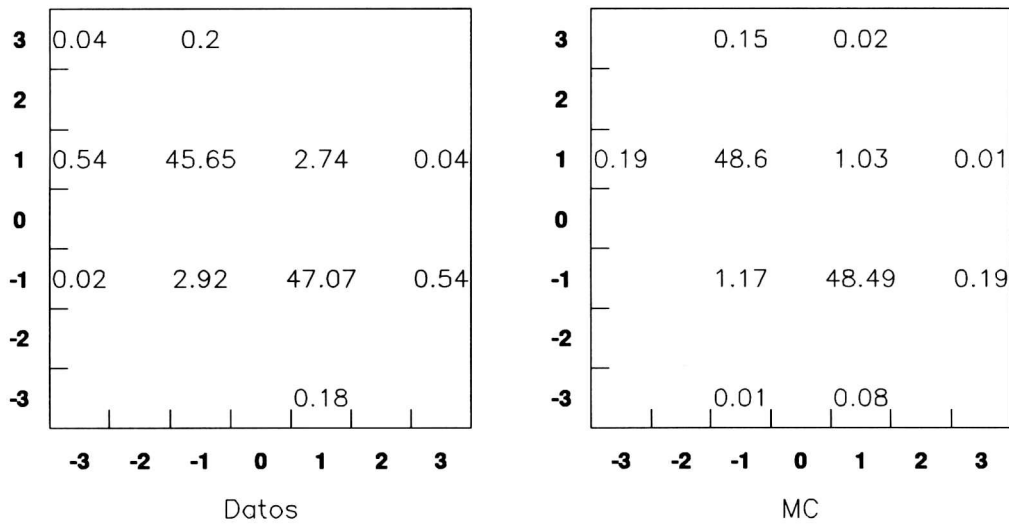


Figura 8.1: Histograma de cargas en ambos hemisferio. El número indica el porcentaje de eventos con la carga indicada en los ejes. Notar que no hay eventos con carga par, ni mayor que 3 en valor absoluto.

número de eventos que la muestra de datos, a la que llamaremos *pseudodatos*. Estos eventos reemplazarán a los datos reales en ajustes subsiguientes. En dichos ajustes, la muestra de pseudodatos estará sujeta a variaciones de diferente índole para determinar el error sistemático introducido en cada etapa. Las fuentes más influyentes de errores sistemáticos en nuestro análisis se detallan a continuación. Nos concentraremos principalmente en situaciones que puedan afectar de manera diferente datos y MC. Un resumen de todos los errores sistemáticos calculados puede verse en la tabla 8.1.

8.2.1 Determinación de la carga

La carga de los piones se determina de la curvatura de sus trazas en el campo magnético, medida con la TEC. Para piones muy energéticos, las trazas son prácticamente rectas y existe cierta probabilidad de mala asignación del signo de la curvatura. La carga del τ también se ve afectada pues se deduce de la suma de las cargas de los piones. En el gráfico bidimensional de la figura 8.1 se muestra la carga total reconstruida en cada hemisferio (puede pensarse como la carga del τ); los números indican el porcentaje de eventos con cada asignación.

Solamente eventos con cargas opuestas en ambos hemisferios y de valor abso-

luto unitario han sido considerados para el análisis. Se observa sin embargo una discrepancia entre la mala asignación de cargas para datos (7.3%) y para MC (2.9%). El error sistemático que esta diferencia produce es estudiado introduciendo en la muestra de pseudodatos eventos con mala asignación de carga y variando el número de los mismos dentro de los porcentajes mencionados anteriormente. Observando las variaciones aleatorias de la distribución del valor obtenido de los parámetros en reiterados ajustes con distintos porcentajes de mala asignación de carga introducidos, determinamos una cota del error cometido por dicha confusión.

8.2.2 Eficiencia de selección

La elección de los cortes para la selección de eventos puede introducir desviaciones sistemáticas de los parámetros a determinar. Para estudiar este efecto se ha calculado la eficiencia de los cortes de selección en función de las variables w_2 , w_3 y w_4 utilizadas en el ajuste. Los resultados se muestran en la figura 8.2.

Se observa un comportamiento global plano independiente de las variables, sujeto a pequeñas fluctuaciones locales. Variamos luego los cortes de selección de la muestra de datos, de manera que el número de eventos varíe dentro de las fluctuaciones máximas encontradas y realizamos un nuevo ajuste de los parámetros. La variación de los distintos cortes da lugar así a la determinación de errores sistemáticos independientes que son luego sumados en cuadratura. El resultado final se muestra en la tabla 8.1.

8.2.3 Resolución angular

La mayor fuente de error en la reconstrucción de los eventos es la resolución en el ángulo polar θ de las partículas y la posible asignación errónea de esta variable entre los 3 piones del evento. Para determinar la desviación sistemática que esto produce en los parámetros medidos es necesario conocer el valor exacto de θ de cada pión y la resolución del detector en esa variable. Esto ya fue discutido en la sección 6.1 (ver figura 6.4).

Para este fin utilizaremos las distribuciones de masas invariantes de la figura (7.7) como parámetros de control para la determinación del error en la resolución angular. Realizamos un ajuste, con estas distribuciones, de la muestra de pseudodatos a los datos reales. Luego variamos el valor de θ dentro de la resolución en esta variable, hasta que la muestra de MC deje de ajustar satisfactoriamente la muestra de pseudodatos. Con la muestra de pseudodatos así distorsionada realizamos ahora un ajuste a la distribución (8.1) para determinar nuevos valores de γ_{VA} y P_{τ} . La diferencia con los valores anteriores

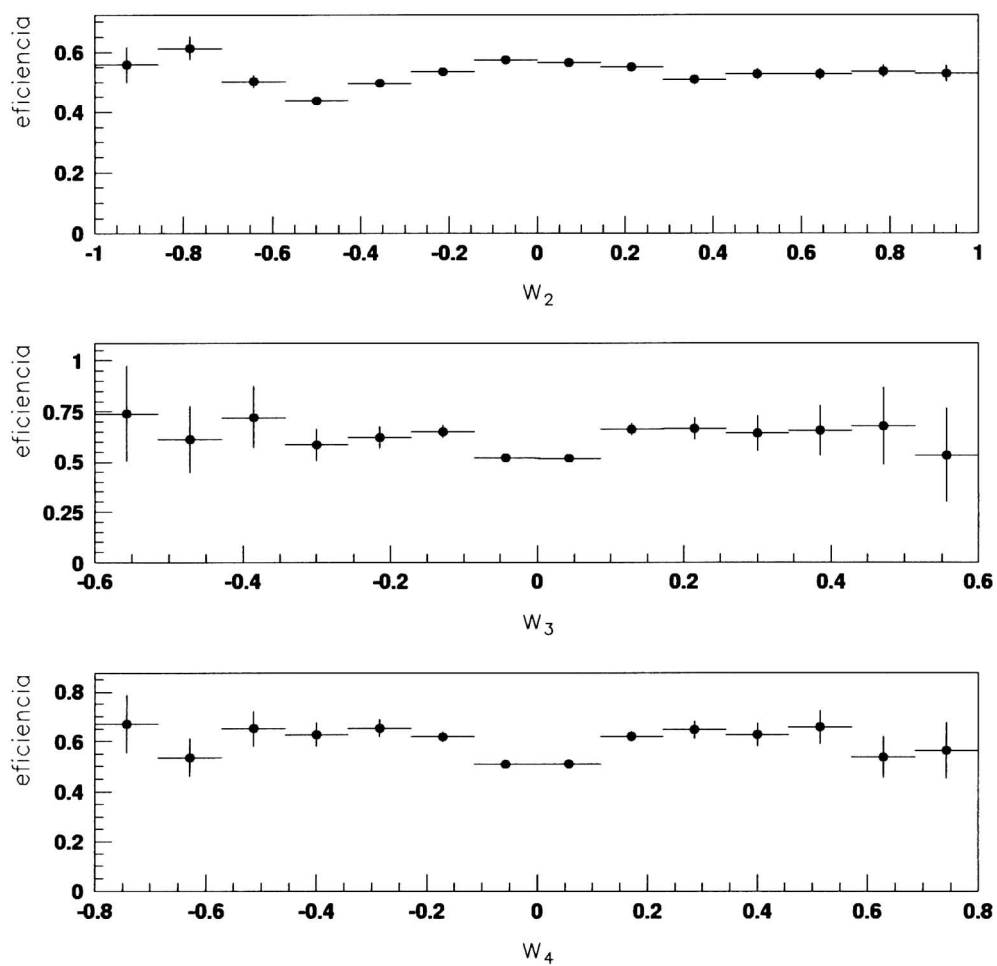


Figura 8.2: Eficiencia de selección en función de las variables utilizadas en el ajuste.

es tomada como error sistemático producido por la resolución angular en θ .

8.2.4 Fluctuaciones estadísticas en el MC

Dado que la muestra MC utilizada es finita y que el número de bins es grande (por ser la distribución tridimensional), el número de eventos en cada bin es a veces muy pequeño y está sujeto a grandes fluctuaciones estadísticas. El efecto de estas fluctuaciones fue tenido en cuenta en el ajuste de la siguiente manera [63]. Las cantidades $m_i(j, k)$ en la expresión 8.1 son realmente desconocidas y deberíamos escribir en su lugar, digamos $a_i(j, k)$. Estas se relacionan con las observadas $m_i(j, k)$ mediante una distribución binomial, que puede bien aproximarse en nuestro caso por un Poisson (ya que el número total de MC es grande). La probabilidad total de que el conjunto de medidas observadas $\{m_i(j, k), i = 1, n\}$ provenga del generado $\{a_i(j, k), i = 1, n\}$ es entonces

$$\prod_{j,k=\pm 1} e^{-a_i(j,k)} \frac{a_i(j,k)^{m_i(j,k)}}{m_i(j,k)!} \quad (8.4)$$

La expresión (8.2) debe ser multiplicada por esta probabilidad antes de construir el likelihood. La metodología correcta para encontrar los valores de γ_{VA} y P_τ es entonces minimizar la función

$$-\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^n \mu_i - d_i \ln \mu_i - \sum_{i=1}^n \sum_{j,k=\pm 1} m_i(j,k) \ln a_i(j,k) - a_i(j,k) \quad (8.5)$$

respecto de estos parámetros y de los $a_i(j, k)$ (en los que no estamos realmente interesados). Este método tiene la ventaja adicional de corregir pequeñas diferencias entre datos y MC debido a la migración de eventos entre bins adyacentes.

8.3 Resultados

Los resultados obtenidos en el ajuste para γ_{VA} y P_τ , con las consideraciones anteriores, son los siguientes

$$\begin{aligned} P_\tau &= -0.38 \pm 0.15(\text{estad.}) \pm 0.05(\text{sist.}) \\ \gamma_{VA} &= 0.67 \pm 0.28(\text{estad.}) \pm 0.19(\text{sist.}) \end{aligned} \quad (8.6)$$

Este valor de γ_{VA} rechaza en mas de 6σ una posible estructura $V + A$ para la corriente cargada.

Fuente	Δ_γ	Δ_P
Resolución angular	0.125	0.027
Confusión de carga	0.021	0.023
Eficiencia de selección	0.107	0.023
Fluctuaciones del MC	0.106	0.020
Total	0.196	0.047

Tabla 8.1: Sumario de errores sistemáticos.

También fueron realizadas medidas de γ_{VA} y P_τ dejando un solo parámetro libre y fijando el otro a su valor standard.

Fijando $\gamma_{VA} = 1$ (Modelo Standard) obtenemos para la polarización el valor

$$P_\tau = -0.27 \pm 0.09(\text{estad.}) \pm 0.05(\text{sist.})$$

Fijando la polarización al valor promedio medido por los experimentos de LEP ($P_\tau = -0.142$, [65]) obtenemos para la quiralidad

$$\gamma_{VA} = 1.02 \pm 0.25(\text{estad.}) \pm 0.19(\text{sist.})$$

consistente con la hipótesis $\gamma_{VA} = 1$ hecha por los experimentos de LEP para obtener el valor anterior de la polarización.

Capítulo 9

Conclusiones del análisis experimental

Hemos realizado un estudio simultáneo de las corrientes neutra y cargada en los decaimientos del leptón τ a 3 piones cargados. Para ello hemos utilizado taus polarizados provenientes de las desintegraciones de los bosones Z^0 producidos en LEP durante 1994 y 1995 y recolectados con el detector L3, con una luminosidad integrada de 63.34 pb^{-1} para ese período. Las variables utilizadas en este análisis fueron construídas a partir de los impulsos y energías de los piones, los cuales fueron determinados de medidas combinadas realizadas con ambos calorímetros y con el detector central completo, que incluye la información del detector semiconductor de vértice (SMD) de L3. Las cantidades γ_{VA} y P_τ medidas contienen la información sobre las constantes de acoplamiento características de los vértices de interacción electrodébil del leptón τ . Usando una muestra de 4452 eventos $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$ se determinaron para estos parámetros los valores

$$\begin{aligned} P_\tau &= -0.38 \pm 0.15(\text{estad.}) \pm 0.05(\text{sist.}) \\ \gamma_{VA} &= 0.67 \pm 0.28(\text{estad.}) \pm 0.19(\text{sist.}) \end{aligned} \quad (9.1)$$

Esta es la primera determinación simultánea de γ_{VA} y P_τ realizada sin recurrir a valores externos medidos en otros experimentos. El canal $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$ es el único modo de desintegración del τ que permite el análisis simultáneo e independiente de estos parámetros.

El parámetro γ_{VA} ha sido medido a bajas energías ($P_\tau = 0$) [64] y con taus polarizados [31] pero fijando la polarización a su valor standard. Nuestro valor para γ_{VA} , fijando la polarización a $P_\tau = -0.142$ [65] es

$$\gamma_{VA} = 1.02 \pm 0.25(\text{estad.}) \pm 0.19(\text{sist.}) \quad (9.2)$$

CAPÍTULO 9. CONCLUSIONES DEL ANÁLISIS EXPERIMENTAL

110

En la figura 9.1 comparamos esta medida con los valores de γ_{VA} mas recientes obtenidos en otros experimentos. Todos los valores medidos, con y sin suposiciones externas, están de acuerdo con la predicción $\gamma_{VA} = 1$ del Modelo Standard a 1σ , a pesar de que las técnicas utilizadas son muy diferentes. Este valor corresponde a una estructura $V - A$ pura para el vértice de acoplamiento $\tau - W - \nu_\tau$, es decir, un ν_τ totalmente izquierdo. En este aspecto nuestra medida rechaza en 6σ una estructura $V + A$ pura aunque permite la existencia de mezcla con un porcentaje no mayor del 16.5 % para este tipo de acoplamiento.

Por completitud hemos realizado un ajuste independiente de P_τ fijando el

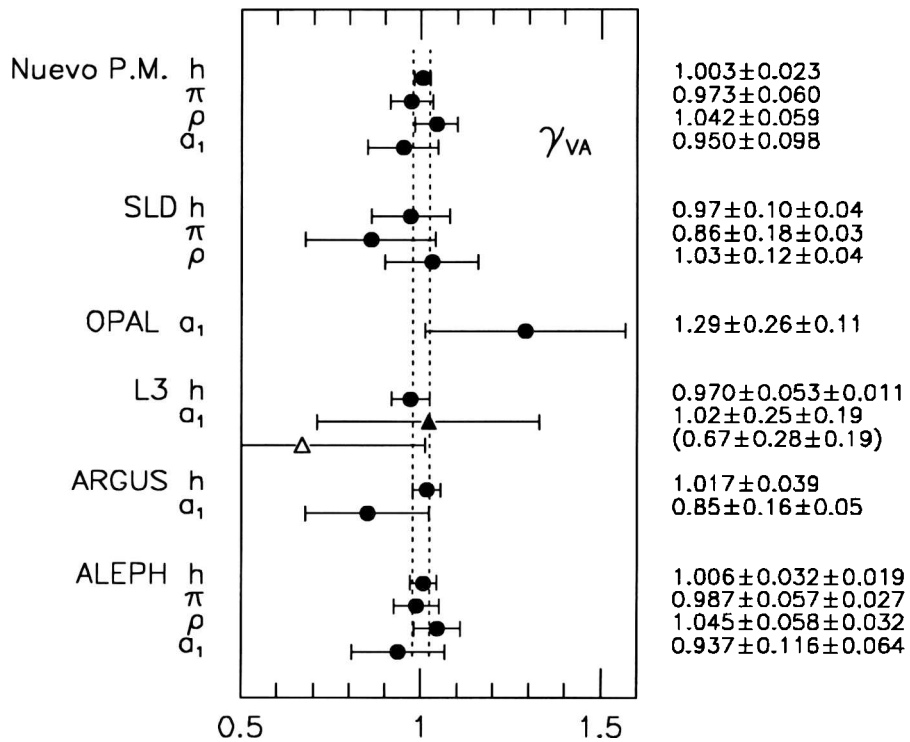


Figura 9.1: Medidas mas recientes de γ_{VA} (o equivalentemente h_{ν_τ}) realizadas por distintos experimentos, para los diferentes canales hadrónicos de desintegración del τ [66]. Todos los valores en negro fueron obtenidos con alguna suposición acerca de la polarización del tau. Los triangulos corresponden a nuestras medidas. El punto vacío es nuestra medida sin suposiciones adicionales.

valor de la quiralidad al M.S. Obtenemos así el resultado

$$P_\tau = -0.27 \pm 0.09(\text{estad.}) \pm 0.05(\text{sist.}) \quad (9.3)$$

que comparamos con otras observaciones de la polarización del τ bajo las mismas condiciones en la figura 9.2. Si bien el resultado no es competitivo con otros experimentos, esta es la primer determinación de P_τ en el experimento L3 usando el canal con 3 piones cargados ¹, que es compatible a 1σ con el valor promedio mundial.

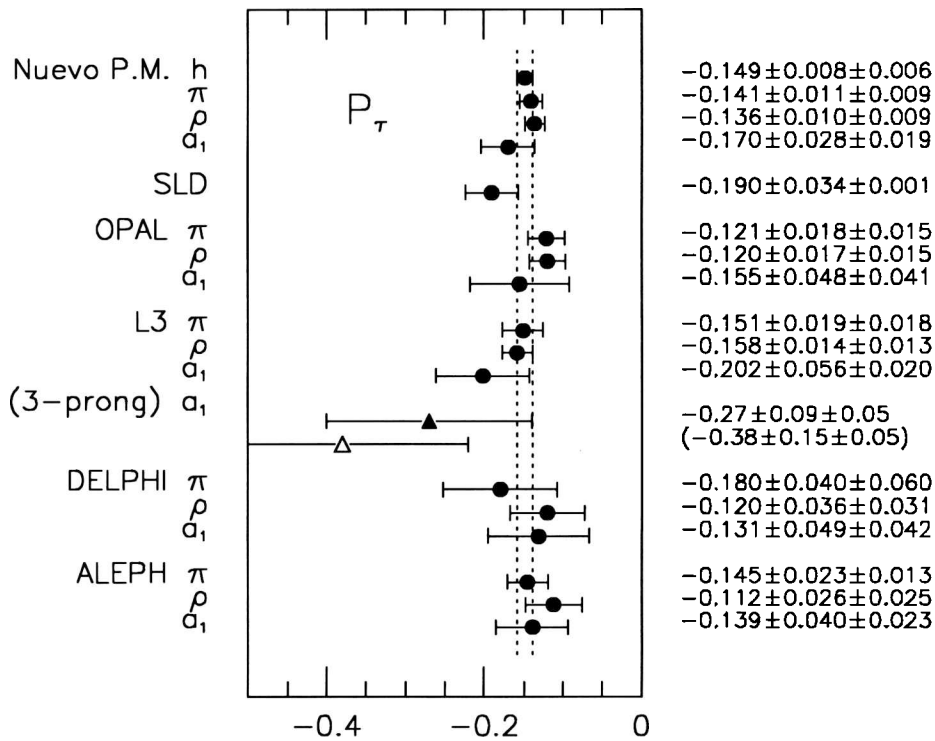


Figura 9.2: Medidas más recientes de P_τ (o equivalentemente \mathcal{A}_τ) realizadas por distintos experimentos para los diferentes canales hadrónicos de desintegración del τ [67]. Todos los valores en negro fueron obtenidos fijando la quiralidad al modelo standard ($\gamma_{VA} = 1$). Los triángulos corresponden a nuestras medidas. El punto vacío es nuestra medida sin suposiciones adicionales.

La inclusión del canal $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ permitiría otra determinación independiente para el análisis de los parámetros γ_{VA} y P_τ . Una medida conjunta

¹El valor mostrado en la figura 9.2 justo por encima del nuestro fue obtenido usando el canal *1-prong*

de ambos canales disminuiría considerablemente los errores estadísticos y tal vez también los sistemáticos. Para este canal podrían utilizarse también los datos recolectados por L3 durante 1990-1993, donde la ausencia del detector central de vértice hace muy difícil la reconstrucción del canal con 3 partículas cargadas. Esto triplicaría la estadística disponible para este análisis.

Finalmente, la inclusión del método de los momentos permitiría una determinación independiente y no correlacionada de γ_{VA} y P_τ . El error estadístico se espera que sea levemente superior, debido a la pérdida de *lever arm* en el cálculo de los momentos. Sin embargo el error sistemático podría verse reducido, por el hecho de trabajar con distribuciones uni-(o bi-)dimensionales.

Parte III

Apéndices y bibliografía

Apéndice A

A.1 Reglas de Feynman

El proceso de dispersión de 2 partículas de impulsos k_a y k_b , en el que se producen n partículas de impulsos p_f en el estado final, viene caracterizado por la *sección eficaz diferencial*

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 \delta^4(k_a + k_b - \sum p_f)}{J_{ab}} |\mathcal{M}(k_a, k_b \rightarrow \{p_f\})| \left(\prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3 2E_f} \right) \quad (\text{A.1})$$

donde

$$J_{ab} = 4 [(k_a \cdot k_b)^2 - m_a^2 m_b^2]$$

Todos los términos en esta expresión son invariantes de Lorentz, excepto J que tiene dimensiones de $(\text{area})^{-1}$. En el caso en que existe solo 1 partícula inestable en el estado inicial, que se desintegra, tenemos

$$J_{ab} = 2m_a$$

y la δ^4 representa la conservación de energía-impulso entre los estados intervinientes. El elemento \mathcal{M} es la amplitud de transición del estado inicial al final y depende únicamente de la *dinámica* del sistema, es decir de H_{int} . La *cinemática* esta totalmente contenida en el término entre paréntesis, llamado espacio de fases.

Aún en el proceso mas simple en teoría cuántica de campos, la expresión exacta de \mathcal{M} es desconocida. Lo mejor que podemos hacer es expresar \mathcal{M} en serie de potencias del Hamiltoniano de interacción

$$H_{int} = \int d^3x \mathcal{H}_{int}[\phi(x)] = - \int d^3x \mathcal{L}_{int}[\phi(x)] \quad (\text{A.2})$$

y evaluar los primeros términos de esta serie. Para ello es necesario escribir la amplitud de transición en la forma

$$\langle p_1 \dots p_n | S | k_a k_b \rangle \quad (\text{A.3})$$

donde S es el operador que evoluciona el estado inicial desde un tiempo remotamente infinito en el pasado, hasta el futuro lejano donde interactúa con el estado final

$$S = \lim_{t \rightarrow \infty} U(t, -t) \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned} U(t, t_0) &= 1 + (-i) \int_{t_0}^t dt_1 H_{int}(t_1) + +(-i)^2 \int_{t_0}^t dt_1 H_{int}(t_1) \int_{t_0}^{t_1} dt_2 H_{int}(t_2) + \dots \\ &= T \left\{ \exp \left[-i \int_{t_0}^t dt' H_{int}(t') \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

y T es un operador *formal* que ordena temporalmente las integrales para poder agruparlas en forma de exponencial. El primer término de esta expresión representa la probabilidad de que las partículas se crucen sin interactuar y no contribuye al elemento \mathcal{M} . El cálculo del resto de los términos de la serie es complicado. Afortunadamente Feynman ha desarrollado un método que permite asociar a cada término de la serie un conjunto de *diagramas*, que se construyen directamente observando la forma del Lagrangiano de interacción. Estos diagramas están constituidos por

1. *líneas externas*: representan los campos *reales* entrantes y salientes en el proceso
2. *líneas internas*: representan el flujo de partículas *virtuales* mediadoras de las interacciones
3. *vértices*: que caracterizan el tipo de interacción

Los vértices se asocian a términos matemáticos que dependen de la teoría en consideración, mientras que las líneas tienen valores predefinidos y son los mismos para todos los modelos, ya que dependen solo de las propiedades de la partícula asociada (impulso, espín, ...).

Los posibles tipos de vértices y combinaciones son limitados y quedan restringidos una vez conocido \mathcal{L}_{int} . A continuación resumimos el Lagrangiano completo del M.S.E. (ecuaciones 1.1, 1.29 y 1.30) y escribimos las reglas de Feynman en el gauge de 't Hoff-Feynman ($R_{\xi=1}$)

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{Higgs} = & \\
 +\frac{1}{2}A^\mu(i \not{\partial})A_\mu & \quad \begin{array}{c} \gamma \\ \text{~~~~~} \end{array} \quad \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} \\
 +\frac{1}{2}Z^\mu(i \not{\partial} + m_Z^2)Z_\mu & \quad \begin{array}{c} Z^0 \\ \text{~~~~~} \end{array} \quad \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2 - m_Z^2} \\
 +W^{\mu+}(i \not{\partial} + m_W^2)W_\mu^- & \quad \begin{array}{c} W^\pm \\ \text{~~~~~} \end{array} \quad \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2 - m_W^2} \\
 +\frac{1}{2}H(i \not{\partial} + m_H^2)H & \quad \begin{array}{c} H \\ \text{-----} \end{array} \quad \frac{i}{q^2 - m_H^2} \\
 & + \text{interacciones de Higgs y bosones de gauge}
 \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{int} + \mathcal{L}_{Yukawa} =$$

$$\begin{aligned}
 \sum_f \bar{f}(i \not{\partial} - m_f)f & \quad \begin{array}{c} f \\ \text{-----} \end{array} \quad \frac{i}{q - m_f} \\
 +J_{e.m}^\mu A_\mu & \quad \begin{array}{c} \gamma \\ \text{~~~~~} \end{array} \begin{array}{l} \nearrow \bar{f} \\ \searrow f \end{array} \quad -ieQ_f \gamma_\mu \\
 +J_Z^\mu Z_\mu^0 & \quad \begin{array}{c} Z^0 \\ \text{~~~~~} \end{array} \begin{array}{l} \nearrow \bar{f} \\ \searrow f \end{array} \quad \frac{ie}{2 \sin \theta_w \cos \theta_w} \gamma_\mu (v_f - a_f \gamma^5) \\
 +J_W^{\mu\pm} W_\mu^\pm & \quad \begin{array}{c} W^\pm \\ \text{~~~~~} \end{array} \begin{array}{l} \nearrow \bar{f}_\uparrow \\ \searrow f_\downarrow \end{array} \quad \frac{ie}{2\sqrt{2} \sin \theta_w} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) V_{jk} \\
 -\frac{m_f}{v} \bar{f} f H & \quad \begin{array}{c} H \\ \text{-----} \end{array} \begin{array}{l} \nearrow \bar{f} \\ \searrow f \end{array} \quad -i \frac{m_f}{v} = \frac{ie}{2 \sin \theta_w} \frac{m_f}{m_W}
 \end{aligned}$$

+ grados de libertad no físicos (ghosts, bosones de Goldstone, ...)

A.2 Renormalización

En el sector de gauge del M.S.E., roto espontáneamente por el campo de Higgs, existen solo 4 parámetros libres: g , g' , μ^2 y λ . Alternativamente, uno puede utilizar el conjunto de parámetros: α , G_F , m_Z y m_h ; los tres primeros tienen la ventaja de ser cantidades medidas experimentalmente con gran precisión [7]

$$\begin{aligned}\alpha^{-1} &= 137.0359895 \pm 0.0000061 \\ G_F &= (1.16639 \pm 0.00002) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \\ m_Z &= 91.1888 \pm 0.0044 \text{ GeV}\end{aligned}\tag{A.6}$$

Las relaciones (1.12) y (1.39) determinan luego el ángulo de mezcla y la masa del W

$$\begin{aligned}m_W &= \frac{m_Z}{\sqrt{2}} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4A}{m_Z^2}} \right\}^{1/2} \\ s_w^2 &= \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{4A}{m_Z^2}} \right\}\end{aligned}\tag{A.7}$$

donde usamos la notación

$$A \equiv \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F} \quad \text{y} \quad s_w^2 \equiv \sin^2 \theta_w\tag{A.8}$$

Obtenemos así

$$\begin{aligned}m_w &= 80.938 \pm 0.009 \\ s_w^2 &= 0.2121 \pm 0.0005\end{aligned}\tag{A.9}$$

Estas predicciones no están en buen acuerdo con los valores experimentales medidos directamente, como comentamos en la sección (1.5). Esto se debe a que la definición (1.39) deducida a partir de la amplitud de desintegración a nivel árbol, necesita ser corregida a orden más alto en teoría de perturbaciones. Una mejora se obtiene corrigiendo el valor de la constante de estructura fina α añadiendo al propagador del fotón, un término que tenga en cuenta los diagramas de polarización de vacío con *loops* fermiónicos. Considerando solo diagramas con 1 loop y aplicando la conservación de la

corriente electromagnética, el único término invariante de Lorentz que puede construirse es

$$-i\Pi^{\mu\nu}(q^2) = -i(-g^{\mu\nu}q^2 + q^\mu q^\nu)\Pi_\gamma(q^2) \quad (\text{A.10})$$

donde $\Pi_\gamma(q^2)$ es una función escalar que debe anularse para $q^2 \rightarrow 0$. Puede demostrarse entonces que es necesario hacer la siguiente substitución

$$\frac{\alpha}{s} \rightarrow \frac{\alpha}{s} \{1 - \Pi_\gamma(s) + \Pi_\gamma^2(s) - \Pi_\gamma^3(s) + \dots\} = \frac{1}{s} \frac{\alpha}{1 + \Pi_\gamma(s)} \equiv \frac{\alpha(s)}{s} \quad (\text{A.11})$$

La función $\alpha(s)$ es llamada constante de acoplamiento efectiva o *vestida*¹. Este es el ejemplo mas simple de *renormalización* de una constante de acoplamiento. Vemos que no es necesario descartar la relación (1.39) sino simplemente re-definir la constante de acoplamiento *desnuda* por su versión renormalizada, que permite interpolar los resultados a bajas energías, hasta la energía de la masa del boson Z^0

$$\alpha \equiv \alpha(m_e^2) \Rightarrow \alpha(m_Z^2) \equiv \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha} = 1.064\alpha \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\pi\alpha(m_Z^2)}{\sqrt{2}G_F} = \frac{A}{1 - \Delta\alpha} \equiv \bar{A} \quad (\text{A.13})$$

con

$$\Delta\alpha = \text{Re}\{\Pi_\gamma^2(m_Z^2)\} \quad (\text{A.14})$$

Luego, reemplazando A por \bar{A} en (A.7) obtenemos

$$\begin{aligned} m_w &= 79.945 \pm 0.009 \\ s_w^2 &= 0.2314 \pm 0.0006 \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

en mejor acuerdo con los resultados experimentales.

¹es también llamada *running coupling constant*, porque *corre* con la energía

Apéndice B

B.1 Estadística

Teorema central del límite: Si x es una variable continua distribuída de acuerdo a cualquier función de densidad probabilística (p.d.f) con media y varianza finitas, entonces el conjunto de valores medios $\bar{x}_n = \sum^n x_i/n$ de n observaciones hechas de la variable x , tendrá una p.d.f que aproxima a una Gaussiana cuando n crece, aún en el caso en que las x_i mismas no se distribuyan de este modo.

Método de máximo Likelihood: Consideremos el conjunto de medidas independientes x_i con p.d.f $f(x; \alpha)$; donde α es un conjunto de parámetros desconocidos. El método de máximo likelihood consiste en encontrar el conjunto de valores α que maximiza la densidad probabilística conjunta para todos los datos, dada por

$$\mathcal{L}(\alpha) = \prod_i f(x_i; \alpha) \quad (\text{B.1})$$

\mathcal{L} es llamada función *Likelihood*.

Teorema: Si existen estimadores $\hat{\alpha}$ para los parámetros α entonces el método de máximo likelihood tiene solución única igual a $\hat{\alpha}$.

Suele ser mas conveniente trabajar con $\ln \mathcal{L}$ y dado que ambos alcanzan un máximo para el mismo conjunto de valores α , es suficiente resolver las ecuaciones

$$\frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial \alpha_n} = 0 \quad (\text{B.2})$$

Método de Cuadrados mínimos: Para el caso particular de un conjunto

de variables y_i distribuidas Gaussianamente con media $F(x_i; \alpha)$ y varianza σ_i , la función χ^2 definida como

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{[y_i - F(x_i; \alpha)]^2}{\sigma_i^2} = -2 \ln \mathcal{L} + \text{cte.} \quad (\text{B.3})$$

alcanza un mínimo cuando \mathcal{L} alcanza un máximo en α , por lo que ambos métodos son equivalentes.

Debido al teorema central del límite este método es útil aún cuando las variable y_i no se distribuyan Gaussianamente, con la condición de que sean calculadas como valores medios de un conjunto grande de medidas. Sin embargo en este caso, si el conjunto de medidas es pequeño, el método de cuadrados mínimos no da la solución correcta y el máximo likelihood debe ser usado.

Nivel de Confianza: Supongamos que queremos realizar un ajuste de una función paramétrica $g(x; \alpha)$ a un conjunto de datos x_i almacenados en un histograma unidimensional con n canales. Podemos usar el método de cuadrados mínimos y construir la función

$$z = \sum_{i=1}^n \left[\frac{c_i - g(x_i; \alpha)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (\text{B.4})$$

donde c_i es el contenido del canal i correspondiente al valor x_i de la variable. El ajuste consiste en encontrar los valores de α que minimizan z . El χ^2 del ajuste es el valor de z en dicho mínimo

$$\chi^2(n) = z_{\min}(\alpha) \quad n \equiv \text{grados de libertad de } \chi^2 \quad (\text{B.5})$$

Si repetimos el experimento varias veces deberíamos encontrar que los valores de z se distribuyen de acuerdo a la p.d.f

$$f(z; n) = \frac{z^{n/2-1} e^{-z/2}}{2^{n/2} \Gamma(n/2)} \quad \bar{z} = n \quad \sigma^2 = 2n \quad (\text{B.6})$$

llamada por ello distribución χ^2 .

El nivel de confianza ϵ es la probabilidad de que, en un posterior experimento bajo las mismas condiciones, se observe un valor menor o igual al χ^2 obtenido, asumiendo que el modelo g es correcto, i.e.

$$1 - \epsilon = \int_{\chi^2}^{\infty} f(z; n) dz \quad n = \text{cte.} \quad (\text{B.7})$$

Este parámetro es útil en el análisis de la consistencia entre datos y modelos, cuando el valor de n es constante a lo largo de todos los experimentos. Cuanto mayor sea el valor de ϵ , mas confiable (pero no necesariamente *precisa*) es la medida realizada.

Para valores grandes de n , usando el teorema central del límite, tenemos

$$1 - \epsilon \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_y^\infty e^{-x^2/2} dx \quad y = \sqrt{2\chi^2} - \sqrt{2n - 1} \quad (\text{B.8})$$

Para una medida confiable y precisa de α se requieren entonces ambos, ϵ grande y χ^2 pequeño. Sin embargo, notemos que la siguiente relación debe mantenerse para asegurar que $y \geq 0$

$$\frac{\chi^2}{n} \geq 1 - \frac{1}{2n} \quad (\text{B.9})$$

i.e., para grandes n , un ϵ cercano a 100 % y un $\chi^2/n \approx 1$ es lo ideal.

B.2 Luminosidad

En colisionadores circulares las partículas aceleradas suelen agruparse en paquetes (o *bunches*). La velocidad de producción de eventos puede entonces parametrizarse como

$$\frac{dn}{dt} = k f_r \frac{N_+ \cdot N_- \cdot \eta}{S} \sigma \quad (\text{B.10})$$

donde

- N_\pm = número de partículas por bunch
- k = número de bunches en el anillo
- f_r = frecuencia de revolución
- S = $4\pi\sigma_x\sigma_y$; area transversal del haz
- σ = sección eficaz total del proceso físico en cuestión

y η es un factor de calidad que tiene en cuenta el enfoque de los bunches a colisionar. La sección eficaz es el único término de esta expresión que depende de la física del proceso. Por lo tanto suele escribirse

$$\dot{n} = \sigma L \quad (\text{B.11})$$

donde

$$L = k f_r \frac{N_+ N_-}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \eta \quad (\text{B.12})$$

es llamada *Luminosidad* del acelerador y depende exclusivamente de las características de operación de la máquina. Usando los datos de la tabla 5.1 con $\eta = 0.76$ encontramos para la luminosidad de LEP $L = 1.5 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Normalmente uno está interesado en la luminosidad integrada sobre un período determinado de tiempo

$$\mathcal{L} = \int L dt \quad (\text{B.13})$$

que da directamente el número de eventos producidos en el acelerador en dicho período

$$n = \mathcal{L} \sigma \quad (\text{B.14})$$

Esta cantidad es la que comunmente se da en los trabajos experimentales porque tiene en cuenta el tiempo efectivo de la adquisición de datos para un determinado proceso. Por lo tanto, un mismo experimento puede ofrecer diferentes valores de luminosidad integrada, de acuerdo al evento que se este analizando y a las condiciones de funcionamiento del detector y toma de datos en el período en cuestión.

La unidad de luminosidad integrada es la recíproca de la unidad de sección eficaz. Suelen utilizarse submúltiplos, como pb^{-1} .

Bibliografía

- [1] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264
A. Salam, *Elementary particle physics* (Nobel Symp. No. 8) Almqvist and Wilsell, Stockholm.
- [2] S.L. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285.
- [3] J.E. Augustin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1406.
- [4] J.J. Aubert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1404.
- [5] M.L. Perl *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1489.
- [6] Y.S. Tsai, *Phys. Rev.* **D4** (1971) 2821.
- [7] Review of Part. Phys., *Phys. Rev.* **D54** (1996) 1.
- [8] A. Pich, **hep-ph/9704453**, *Heavy Flavours II*, ed. A.J. Buras y M. Lindner (World Scientific, 1997).
- [9] L. Anchordoqui, M.T. Dova, D. Gómez Dumm y P.E. Lacentre, *Z. Phys.* **C73** (1997) 465
- [10] B. Adeva *et al.*, L3 Collab., *Z. Phys.* **C51** (1991) 179.
- [11] H. Georgi y S.L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 1494.
- [12] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B33** (1971) 173
G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B35** (1971) 167.
- [13] F.J. Hasert *et al.*, Gargamelle Collab., *Phys. Lett* **B46** (1973) 138.
- [14] M. Kobayashi y T Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **42** (1973) 652.
- [15] T. Appelquist y J. Carazzone, *Phys. Rev.* **D11** (1975) 2856.
- [16] G. Colangelo *et al.*, *Nucl. Phys.* (Proc. Suppl.) **55C** (1997) 325.

- [17] J.H. Kühn y F. Wagner, *Nucl. Phys.* **B236** (1984) 16.
J.H. Kühn y X. Santamaría, *Z. Phys.* **C48** (1990) 445.
- [18] S. Jadach y Z. Was, *Comp. Phys. Comm.* **76** (1993) 361.
- [19] N. Isgur *et al.*, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 1357.
- [20] M. Feindt, *Z. Phys.* **C48** (1990) 681.
- [21] S.R. Hou y P.E. Lacentre, *The a_1 resonance parameters in tau decays*, L3 Int. Note, en preparación.
- [22] J.H. Kühn y E. Mirkes, *Z. Phys.* **C56** (1992) 661.
- [23] M.T. Dova, L. Epele, H. Fanchiotti, C.A. García Canal y P.E. Lacentre, *Z. Phys.* **C288** (1995) 45.
- [24] J.H. Kühn, *Phys. Lett.* **B313** (1993) 458.
- [25] P. Privitera, *Phys. Lett.* **B308** (1993) 163.
- [26] M.T. Dova, L. Epele, H. Fanchiotti, C.A. García Canal, P.E. Lacentre y J.D. Swain, *Phys. Lett.* **B366** (1996) 360.
- [27] M.T. Dova, P.E. Lacentre y J.D. Swain, *Phys. Lett.* **B412** (1997) 377.
- [28] A. Rouge, *preprint X-LPNHE 92/20* (1992)
M. Davier *et al.*, *Phys. Lett.* **B306** (1993) 411.
- [29] S. Jadach *et al.*, *Comp. Phys. Comm.* **35** (1985).
- [30] H. Albrecht, ARGUS Collab., *Phys. Lett.* **B250** (1990) 164.
- [31] K. Ackerstaff, OPAL Collab., *Z. Phys.* **C75** (1997) 593.
- [32] H. Albrecht *et al.*, ARGUS Collab., *Z Phys.* **C58** (1993) 61.
K. Ackerstaff *et al.*, OPAL Collab., *Z Phys.* **C75** (1997) 593.
- [33] M.E. Peskin y D.V. Schroeder, *An introduction to quantum field theory*, Addison-Wesley Publ. Comp. (1995)
- [34] LEP Design report vol. I, *The LEP injector chain*, CERN-LEP/TH/83-29
LEP Design report vol. II, *The LEP main ring*, CERN-LEP/TH/84-01
- [35] ALEPH Collab., D. Decamp *et al.*, *Nucl. Inst. Meth. A* **294** (1990) 121

- [36] DELPHI Collab., P. Aarnio *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A 303** (1991) 233
- [37] L3 Collab., B. Adeva *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A 289** (1990) 35
- [38] OPAL Collab., K. Ahmet *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A 305** (1991) 275
- [39] Particle Data Group, Phys. Rev. **D 50** (1994) I
- [40] A.N. Kalinovskii *et al.*, *Passage of high-energy particles through matter*, American Institute of Physics (1989) New York
- [41] R. Brun *et al.*, *GEANT 3 Users Guide*, CERN DD/EE 84-1 (Revised 1987).
- [42] R. Wigmans, Nucl. Inst. Meth. **A 265** (1988) 273
- [43] F. Beissel *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A 332** (1993) 33
- [44] L3 Collab., O. Adriani *et al.*, *Results from the L3 Experiment at LEP*, Phys. Rep. vol. 236 (1993) núm. 1 y 2.
- [45] P.E. Lacentre, *Study of the neutral and charged currents in the process $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$* , L3 Int. Note, en preparación.
- [46] L3 Collab., O. Adriani *et al.*, CERN-EP/98-26 (1998).
- [47] S. Kirsch, *PhD. Thesis*, DESY-Zeuthen **94-04** (1994).
T.C. Paul, *PhD. Thesis*, Northeastern Univ. (1994).
D.Y. Kim, *PhD. Thesis*, J. Hopkins Univ. (1996).
- [48] G. Charpak *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **148** (1978) 471.
- [49] I. Endo *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **188** (1981) 51.
- [50] J. Chiba *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **206** (1983) 451.
- [51] J. Alcaraz, *Helicoidal Tracks*, L3 Int. Note **1666** (1995).
- [52] R. Völkert, *PhD. Thesis*, DESY-Zeuthen **97-04** (1997).
- [53] P. García Abia, *PhD. Thesis*, CIEMAT (1996).
I.J. Scott, *PhD. Thesis*, Harvard Univ. (1993).
- [54] O. Adriani *et al.*, L3 Collab., Phys. Lett. **B294** (1992) 446.
- [55] R. Brun and J. Zoll, *ZEBRA user guide*, CERN Program Library (long writeup) **Q100** (1995).

- [56] El programa alternativo utilizado para la segunda reconstrucción de eventos fue desarrollado por A. Kounin y ajustado para el análisis de decaimientos del tau por P. Lacentre y D. Kim.
- [57] R. Brun *et al.*, *GEANT 3 Users guide*, CERN DD/EE84-1
- [58] M. Campanelli, *Evidence of $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ production in leptonic and semileptonic decay channels*, L3 Int. Note **1857** (1995).
- [59] M. Acciarri, L3 Collab., *Z Phys.* **C62** (1994) 551.
- [60] B. Heltsley, *Proceedings of the third workshop on tau lepton Physics, Montreux*, Nucl. Phys. **B40** (1995) 413-428.
- [61] R.J. Barlow, *A guide to the use of statistical methods in the Physical Sciences*, John Wiley & Sons (1989).
- [62] F. James, *MINUIT Reference Manual*, CERN Program Library (long writeup) **D506** (1992)
- [63] R. Barlow and C. Beeston, *Comp. Phys. Comu.* **77** (1993) 219.
- [64] H. Albrecht, ARGUS Collab., *Z. Phys.* **C58** (1993) 61
- [65] J.M. Roney, TAU '96, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **55C** (1997) 67
- [66] H.G. Evans, TAU '96, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **55C** (1997) 257
- [67] J.C. Brient, TAU '96, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **55C** (1997) 57
- [68] Particle data group, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 1.
- [69] B. Heltsley, *Proceedings of the third workshop on tau lepton Physics, Montreux*, Nucl. Phys. **B40** (1995) 413-428.