Universidad de Cantabria
Departamento de Física Moderna

DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS ELECTRODÉBILES POR MEDIO DE LA REACCIÓN $e^+e^- \rightarrow Z^\circ \rightarrow \tau^+\tau^-$ EN EL EXPERIMENTO DELPHI DEL ACELERADOR LEP

Memoria presentada por:
Francisco Matorras Weinig
para optar al grado de
doctor en Ciencias Físicas

Agradecimientos

Quiero agradecer a todos los que me han ayudado en la realización de esta tesis y han contribuido a mejorar su calidad.

En primer lugar a mi director, Alberto Ruiz que, como jefe del grupo de la Universidad de Cantabria, me permitió incorporarme a la investigación en Altas Energías en un momento óptimo (prácticamente coincidiendo con la inauguración de LEP y su primera toma de datos), dentro de una colaboración como DELPHI, proponiéndome un tema de tesis tan interesante como la física del τ en LEP.

Este trabajo no habría sido posible, o al menos habría sido mucho peor, sin la ayuda que me prestaron desde mi iniciación en las Altas Energías (muy especialmente entonces) hasta el momento de escribir esta memoria Javier Cuevas, también mi director, y mis compañeros Angel Camacho y Jesús Marco.

También quiero dar las gracias al resto de los miembros del grupo de Santander: Mercedes Fernández, Juan José García, Angeles López y Celso Martínez, porque también echaron una mano cuando hizo falta.

Dentro de la colaboración DELPHI quiero agradecer a Pedro Vaz por todo el tiempo que dedicó a explicarme tanto aspectos de física del τ como detalles del software de DELPHI y por ofrecerme su programa de análisis TAUANA que constituyó el núcleo del mio propio. A Duncan Reid por su apoyo dentro de DELPHI y su ayuda para mejorar el análisis. A Luc Pape, por el interés que manifestó por este análisis y sus sugerencias para perfeccionarlo. A Alexander Olchevski, por sus explicaciones sobre el uso de los programas de ajuste y de las librerías físicas ZFITTER. A Mogens Dam, María del Mar De Fez, Julio Lozano y Paolo Privitera por sus comentarios, críticas, sugerencias, soluciones a problemas que se me planteaban, etc. Y, en general a todos los que acudieron habitual o esporádicamente a las reuniones del Team 3, grupo de Física del τ: Juan Abel Barrio, José Luis Contreras, Juan José Gómez, Baljeet Nijjhar, Martin McCubbin, Giorgos Stavropoulos, Juan Zuñiga,etc, porque las discusiones mantenidas allí contribuyeron de manera importante al desarrollo de esta tesis.

Quiero agradecer también a todos los miembros del grupo de Valencia residentes habituales en Ginebra, que aunque no han influido directamente en este trabajo, sí lo hicieron indirectamente, puesto que con su simpatía hicieron mucho más agradables mis estancias en Ginebra.

Finalmente agradecer también a todos los miembros de la colaboración DELPHI, dirigida por el profesor Ugo Amaldi, por su trabajo para la buena marcha del experimento, ya que, aunque haya quien aún no se lo crea, una experiencia de estas características sólo puede funcionar con el esfuerzo de un gran equipo de gente.

Introducción

La presente tesis tiene como objetivo el estudio detallado de la reacción $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ a energías próximas a la masa del Z^o, permitiendo un análisis pormenorizado del comportamiento de las corrientes débiles neutras y su acoplamiento al leptón más pesado de los conocidos hasta el momento.

Para ello se han utilizado los datos proporcionados por el experimento DELPHI del acelerador LEP en el CERN. DELPHI es uno de los cuatro detectores de gran escala que actualmente funcionan en este acelerador. El LEP, Large Electron Positron collider, es un anillo colisionador en que circulan electrones y positrones en direcciones opuestas, que son acelerados hasta energías en torno a los 45 GeV y se les hace colisionar en cada uno de los cuatro puntos del anillo donde se encuentran los experimentos.

De esta forma se han producido y registrado varios millones de Z^o en los cuatro experimentos existentes, cuya desintegración proporciona gran cantidad de información sobre el Modelo Estándar de las partículas y sus interacciones, y que permite también investigar la posible existencia de nueva física.

Aproximadamente en una de cada 30 de estas desintegraciones se produce un par $\tau^+\tau^-$. La gran cantidad de sucesos disponible, junto con las características particulares de la desintegración $Z^o \to \tau^+\tau^-$, la complejidad y precisión de los distintos subdetectores que componen DELPHI y el rango de energías en centro masas, conducen a una excelente situación tanto para el estudio de los acoplamientos de las corrientes neutras débiles al τ como para el estudio en sí de las propiedades de este leptón.

En efecto, el leptón τ es el más pesado de los conocidos actualmente y desde su descubrimiento relativamente reciente (1975) se han estudiado sus propiedades, algunas de las cuales tienen implicaciones importantes para la comprobación del Modelo Estándar. El τ se desintegra por interacción débil ($\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ o $\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$) de forma análoga a como lo hace el μ, pero tiene la particularidad de que debido a su gran masa $m_\tau \approx 1.78$ GeV, también le están permitidos desintegraciones de la forma $\tau^- \to \textit{hadrones}\ \nu_\tau$, que permiten estudios de QCD a energías relativamente bajas.

El desarrollo de esta tesis se centrará en el estudio de las propiedades estrictamente ligadas a los vértices $Z - l - l$ y en particular se intentará comprobar si este acoplamiento es el mismo para los distintos tipos de leptones, lo que se conoce habitualmente como la hipótesis de universalidad. Para ello se estudian distintos observables de la reacción $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, en este rango de energías donde la producción está dominada por el intercambio del Z^O. Dos de estos observables pueden ser medidos con cualquiera de los canales leptónicos de desintegración del Z^O, la sección eficaz y la asimetría de carga (particularidad de la interacción débil, ya que la puramente electromagnética es totalmente simétrica).

En el caso del estado final $\tau^+\tau^-$, además se pueden medir otras magnitudes ligadas al hecho de que el Z^O se acopla de manera distinta a fermiones de helicidad positiva o negativa, lo que hace que los fermiones en el estado final tengan una polarización promedio distinta de 0. Debido al hecho de que el τ se desintegra dentro del detector y esta desintegración viola la paridad, se puede recuperar la información de esta polarización, P_τ, a través del estudio de las partículas producidas.

Habitualmente para obtener P_τ, se realiza este estudio separadamente para cada canal de desintegración del τ. Esto hace necesaria una identificación del tipo de desintegración, lo cual exige criterios de selección estrictos que pueden introducir sesgos en la medida. Aquí se propone un procedimiento distinto utilizando conjuntamente todos los canales hadrónicos, reduciendo el problema de selección a la separación leptón-hadrón y evitando los problemas derivados de la reconstrucción del π°.

El esquema de esta tesis es el siguiente: en los tres primeros capítulos se introduce el Modelo Estándar y las características de los principales procesos en interacciones e^+e^- a energías de LEP (capítulo 1), se citan los principales aspectos teóricos de la física del τ relacionados con este trabajo (capítulo 2) y se describe el entorno experimental (capítulo 3).

En el capítulo 4 se detalla el procedimiento de selección de sucesos $\tau^+\tau^-$, realizando el cálculo de la eficiencia y fondo, con un estudio pormenorizado de los errores sistemáticos.

En el capítulo 5 se presentan las medidas de la sección eficaz y la asimetría de carga. En el 6 se desarrolla el procedimiento de medida de la polarización y se exponen los resultados, incluyendo discusión de los errores sistemáticos.

En el capítulo 7 se utilizan todos los resultados obtenidos para calcular distintos parámetros del Modelo Estándar y comprobar su consistencia.

Finalmente se presentan las conclusiones.

Capítulo I

El proceso $e^+e^- \to f\bar{f}$ a energías de LEP

$\therefore$

I.1 Introducción

En este capítulo se introduce brevemente el Modelo Estándar, prestando una mayor atención a su sector electrodébil, por estar directamente relacionado con las medidas que se realizan en este trabajo. En particular se presentan las expresiones teóricas predichas por este modelo para los distintos observables que se quieren medir en el proceso $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ (en general para $e^+e^- \to f\bar{f}$). También se comentan los problemas derivados de las correcciones radiativas.

I.2 El Modelo Estándar

La importancia del Modelo Estándar radica en que proporciona una visión conjunta de las interacciones electromagnética, débil y fuerte como teorías gauge, unificando las dos primeras. Una teoría gauge viene definida por un grupo de simetría. Las partículas se agrupan en multipletes correspondientes a representaciones de ese grupo. Se exige que la densidad lagrangiana de esa teoría sea invariante frente a transformaciones globales de ese grupo. Hasta aquí se reproduce el comportamiento de partículas libres, sólo los términos cinéticos están en el lagrangiano. Cuando se requiere invariancia frente a transformaciones locales (gauge), dependientes de las coordenadas espacio temporales, hace falta incluir en el lagrangiano nuevos campos en términos que compensen la variación de la parte cinética. Dichos términos se interpretan como la interacción entre los campos libres y los campos de unas nuevas partículas que son los mediadores de dicha interacción. Son los bosones de intercambio, que tienen spin entero (0 o 1) y en principio no tienen masa.

Todo este proceso se aplica directamente a la interacción electromagnética, obteniéndose la teoría gauge llamada QED y resultando como bosón de intercambio el fotón (γ). Sin embargo en el caso de la interacción débil aparecen algunas inconsistencias, ya que por los experimentos se conoce que esta interacción es de corto alcance y de acuerdo con las teorías de Yukawa, si una interacción es de corto alcance y se produce por el intercambio de una partícula, ésta tiene que ser masiva, en contradicción con lo obtenido de aplicar la invariancia local. Para dar masa a los bosones sin perder la invariancia gauge, se propone el mecanismo de Higgs, que introduce un nuevo campo cuya interacción con los restantes, genera la masa de las partículas. Tiene la peculiaridad que interacciona consigo mismo y de esta forma se produce una rotura espontánea de la simetría, ya que aunque el lagrangiano sea invariante, el potencial creado por este campo es tal que el vacío, entendido como el estado de mínima energía de dicho potencial, no es invariante. Las masas de todas las partículas (incluidos los bosones) vienen dadas por términos de acoplamiento entre sus campos y el de Higgs.

El Modelo Estándar agrupa las partículas fundamentales en varias categorías:

- fermiones, de spin 1/2
  - **leptones** no tienen interacción fuerte; les hay cargados e, μ, τ y neutros, los neutrinos correspondientes ν_e, ν_μ, ν_τ.
  - **quarks** tienen interacción fuerte; u, d, c, s, b, t.
- bosones, spin 0 o 1
  - de intercambio, W^+, W^-, Z^o y γ, mediadores de la interacción electrodébil y 8 gluones, de la interacción fuerte.
  - bosón de higgs, que genera las masas de las partículas.

De tres de estas partículas aún no se tiene evidencia experimental directa, ν_τ, t y higgs, aunque de las dos primeras existen evidencias indirectas muy fuertes.

El modelo, se divide en dos partes o sectores, por un lado la cromodinámica cuántica, QCD, que es la teoría gauge de la interacción fuerte, basada en el grupo de simetría SU(3) y por otro la teoría gauge de las interacciones débiles y electromagnéticas, conocido como el Modelo de Glashow, Weinberg y Salam (GWS), del que hablaré con más de detalle en la siguiente sección.

I.3 Sector electrodébil

El Modelo GWS, está basado en la simetría $SU(2)_L \times U(1)$. Las partículas fundamentales se agrupan formando dobletes de SU(2), para sus partes 'left' y en singletes para las 'right'.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} e \end{pmatrix}_R \begin{pmatrix} \mu \end{pmatrix}_R \begin{pmatrix} \tau \end{pmatrix}_R$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d^{'} \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s^{'} \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b^{'} \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} u \end{pmatrix}_R \begin{pmatrix} d \end{pmatrix}_R \begin{pmatrix} c \end{pmatrix}_R \begin{pmatrix} s \end{pmatrix}_R \begin{pmatrix} t \end{pmatrix}_R \begin{pmatrix} b \end{pmatrix}_R$$

Esto se ha introducido de esta manera para dar cuenta del hecho experimental de que sólo las partes 'left' interaccionan débilmente. Se da la particularidad de que los estados que representan los quarks, no son estados propios de la masa, sino que están relacionados con ellos a través de la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, de manera que un estado quark para la interacción débil, es una mezcla cuántica de varios estados quarks reales (en el sentido de partículas de masa determinada).

En este punto tendríamos que esta simetría produciría 4 bosones sin masa que serían los portadores de la interacción, W_1, W_2, W_3, B. Como se ha dicho, se introduce el bosón de Higgs y el concepto de rotura espontánea de la simetría para dotarlos de masa. Como estamos interesados en los campos físicos que representen partículas y por tanto tengan carga eléctrica definida, hay que realizar una transformación de los campos anteriores, obteniendo:

- $W^{\pm}_\mu = \frac{1}{\sqrt{(2)}}(W^1_\mu \pm W^2_\mu)$, bosón W
- $Z^\circ_\mu = W^3_\mu \cos\theta_w + B_\mu \sin\theta_w$, bosón Z
- $A_\mu = -W^3_\mu \sin\theta_w + B_\mu \cos\theta_w$, fotón

El parámetro θ_w, ángulo de Weinberg o ángulo de mezcla débil, es libre en el modelo y define el grado de mezcla entre los campos débil y electromagnético puros que hay en los campos físicos neutros, Z^O y γ.

Al introducir la invariancia local, aparecen los distintos términos de interacción en el lagrangiano, por corrientes cargadas o neutras. Como caso más interesante para el trabajo de esta tesis, es el correspondiente a la interacción de un Z^O con un par de fermiones $f\bar{f}$:

$$\mathcal{L}_{Zff} = \frac{-i\ e}{\sin\theta_w \cos\theta_w} \bar{f}\gamma_\mu(\ v_f - a_f\gamma_5\ )\ f\ Z^\mu \tag{I.1}$$

donde v_f y a_f son los acoplamientos vectorial y axial entre fermiones y el Z^O. Vienen definidos por:

$$v_f = \sqrt{\rho}\,(I_{3f} - 2Q_f \sin\theta w) \qquad \text{(I.2)}$$

$$a_f = \sqrt{\rho}\; I_{3f} \qquad \text{(I.3)}$$

aquí I_{3f} es la tercera componente del isospín débil y Q_f la carga eléctrica. El parámetro ρ indica la relación entre la intensidad de los acoplamientos a las corrientes neutras y los acoplamientos a las corrientes cargadas y está relacionado con la estructura del sector de Higgs, siendo 1 para la versión mínima y para la mayoría de sus extensiones (siempre que para los campos de higgs se tengan dobletes). Se observa fácilmente que para las partes 'right' ($I_{3f} = 0$) no hay más que interacción electromagnética, el término en Q_f, y que para el caso de neutrinos ($Q_f = 0$ y $I_{3f} = 1/2$) se observa claramente que la interacción es del tipo **V-A**, como indican los experimentos desde hace ya varios años.

I.4 Producción de pares de fermiones en LEP

En el acelerador LEP se producen pares de fermiones por la interacción electrodébil de un e^+ y un e^- de alta energía. Los diagramas de Feynman a orden más bajo para este proceso se pueden ver en la figura I.1, corresponden a la aniquilación del par inicial dando un fotón o un Z^O, que a su vez producen el par de fermiones final. Cuando el estado final es e^+e^-, además tenemos el llamado canal t, según el diagrama de la figura I.2, correspondiente a un scattering de bhabha de las partículas incidentes.

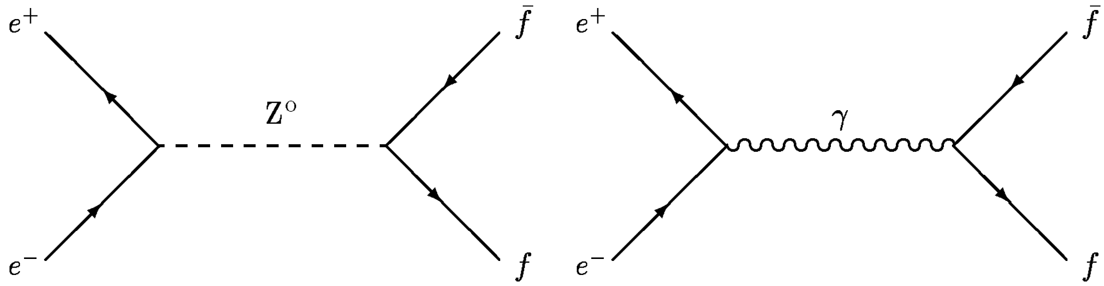

Figura I.1: Diagramas en orden más bajo correspondientes al proceso $e^+e^- \to f\bar{f}$

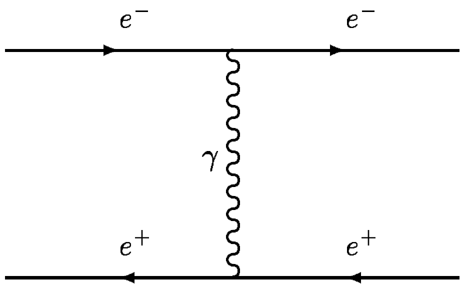

Figura I.2: Diagrama en orden más bajo del canal t del proceso $e^+e^- \to e^+e^-$

I.4.1 Sección eficaz

Cuando el fermión final no es un electrón, la sección eficaz diferencial en orden más bajo se puede escribir como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\ N_c\ (\sigma_\gamma + \sigma_{\gamma_Z} + \sigma_Z) \tag{I.4}$$

siendo N_c el factor de color del fermión (1 para leptones y 3 para quarks), σ_γ la contribucion QED pura, σ_Z la de la interacción débil, y $\sigma_{\gamma Z}$ el término de interferencia entre las dos:

$$\sigma_\gamma = q_f^2\ (1 + \cos^2\theta) \tag{I.5}$$

$$\sigma_{\gamma Z} = 2\ q_f\ [v_e v_f(1 + \cos^2\theta) + 2a_e a_f \cos\theta] Re(\chi) \tag{I.6}$$

$$\sigma_Z = [(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)(1 + \cos^2\theta) + 8v_e v_f a_e a_f \cos\theta]|\chi|^2 \tag{I.7}$$

y siendo θ el ángulo de dispersión entre el electrón entrante y el fermión saliente con carga del mismo signo, $q_{e,f}$ su carga eléctrica, $v_{e,f}$ y $a_{e,f}$ sus acoplamientos vectorial y axial a la corriente neutra del Z^O, y χ el propagador de éste:

$$\chi = \frac{1}{\sin^2\theta_W \cos^2\theta_w}\ \frac{s}{s - M_Z^2 + i\ \frac{s\,\Gamma_Z}{M_Z}} \tag{I.8}$$

M_Z y Γ_Z son la masa y la anchura del Z^O.

Es conveniente agrupar términos de acuerdo a la dependencia angular. Así se tiene:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_c(F_\circ(s)\ (1 + \cos^2\theta) + 2F_1(s)\ \cos\theta) \tag{I.9}$$

con:

$$F_\circ(s) = q_f^2 + 2v_e v_f q_f Re(\chi) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)|\chi|^2 \tag{I.10}$$

$$F_1(s) = 4a_e a_f q_f Re(\chi) + 8v_e v_f a_e a_f |\chi|^2 \tag{I.11}$$

La sección eficaz total, se obtiene de integrar la fórmula I.9 a todo el ángulo sólido:

$$\sigma = \frac{4\pi}{3} N_c \frac{\alpha^2}{s} F_\circ(s) \tag{I.12}$$

En las proximidades de la resonancia del Z^O la contribución de los términos QED e interferencia es pequeña y en primera aproximación se pueden despreciar. En este caso se suele escribir la sección eficaz total en función de las correspondientes anchuras parciales Γ_e y Γ_f:

$$\sigma_{ff} = 12\pi \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{(s - M_Z^2)^2 + \frac{s^2\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} \tag{I.13}$$

$$\Gamma_f = \frac{G_\mu M_Z^2}{6\sqrt{2}\pi}(v_f^2 + a_f^2) \tag{I.14}$$

I.4.2 Asimetría de carga

Debido a la existencia del término débil y de interferencia, la sección eficaz no es simétrica respecto del ángulo polar. Para medir este efecto de define la asimetría de carga o asimetría forward-backward como:

$$A_{FB} = \frac{\sigma(\cos\theta > 0) - \sigma(\cos\theta < 0)}{\sigma(\cos\theta > 0) + \sigma(\cos\theta < 0)} \tag{I.15}$$

Integrando la expresión I.9 se obtiene:

$$A_{FB} = \frac{3}{4}\frac{F_1(s)}{F_\circ(s)} \tag{I.16}$$

De manera que se puede reescribir la sección eficaz como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\alpha^2}{3s}\ N_c\ F_\circ(s)\ (\frac{3}{8}(1+\cos^2\theta) + A_{FB}\ \ \cos\theta) \tag{I.17}$$

I.4.3 Polarización

En todas las expresiones mencionadas hasta el momento, se ha hecho un promedio sobre los estados de spin, tanto iniciales como finales. Sin embargo, en realidad la sección eficaz es distinta dependiendo de estas helicidades. No se tratará la cuestión de la polarización de los haces, dado que esto se corresponde con una fase futura de LEP, pero sin embargo es interesante mencionar la dependencia con la helicidad de los fermiones finales. En este caso la sección eficaz diferencial se escribe:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}[(F_\circ(s) - h\ F_2(s))\ (1+\cos^2\theta) + 2(F_1(s) - h\ F_3(s))\ \ \cos\theta] \tag{I.18}$$

donde h es la helicidad del fermión negativo (-h para el positivo) y

$$F_2(s) = 2\ Re(\chi(s))\ v_e a_f q_f + |\chi(s)|^2\ (v_e^2 + a_e^2)\ (2v_f a_f) \tag{I.19}$$

$$F_3(s) = 2\ Re(\chi(s))\ v_f a_e q_f + |\chi(s)|^2\ (2v_e a_e)\ (v_f^2 + a_f^2) \tag{I.20}$$

Por tanto, se puede definir la polarización de los fermiones como:

$$P_f = \frac{F_2(s)\ (1+\cos^2\theta) + 2\ F_3(s)\ \ \cos\theta}{F_\circ(s)\ (1+\cos^2\theta) + 2\ F_1(s)\ \ \cos\theta} \tag{I.21}$$

De aquí se pueden obtener dos observables interesantes desde el punto de vista experimental y teórico. Por una parte, una polarización promedio sobre el intervalo angular del experimento y por otro una asimetría entre la polarización en el hemisferio hacia delante y la medida en el hemisferio hacia atrás:

$$< P_\tau >= \frac{N_{h=+1} - N_{h=-1}}{N_{h=+1} + N_{h=-1}} = -\frac{F_2(s)}{F_\circ(s)} \tag{I.22}$$

$$A_{pol}^{FB} = \frac{(N_{h=+1} - N_{h=-1})_{\cos\theta>0} - (N_{h=+1} - N_{h=-1})_{\cos\theta<0}}{N_{h=+1} + N_{h=-1}} = -\frac{3}{4}\frac{F_3(s)}{F_\circ(s)} \tag{I.23}$$

I.4.4 Sensibilidad a los parámetros fundamentales

A la vista de lo anterior, tenemos cuatro observables para el canal $\tau^+\tau^-$ que nos dan información del modelo, Γ_f, A_{FB}, $< P_\tau >$ y A_{pol}^{FB}. Para entender más fácilmente cuál es esta información, es conveniente expresar estas variables en $s = M_Z^2$, en función de los acoplamientos a la corriente neutra o del ángulo de Weinberg y utilizando la aproximación de considerar únicamente el término débil puro. Así se tiene:

$$\Gamma_f \propto (a_f^2 + v_f^2) \approx a_f^2 = \frac{\rho}{4} \tag{I.24}$$

$$A_{FB}^\circ \propto \frac{v_f a_f}{(a_f^2 + v_f^2)} \frac{v_e a_e}{(a_e^2 + v_e^2)} \approx \frac{v_f}{a_f}\frac{v_e}{a_e} = (1 - 4\ \sin^2\theta_W)^2 \tag{I.25}$$

$$< P_\tau >\propto \frac{v_f a_f}{(a_f^2 + v_f^2)} \approx \frac{v_f}{a_f} = 1 - 4\ \sin^2\theta_W \tag{I.26}$$

$$A_{pol}^{FB} \propto \frac{v_e a_e}{(a_e^2 + v_e^2)} \approx \frac{v_e}{a_e} = 1 - 4\ \sin^2\theta_W \tag{I.27}$$

Aunque como se verá posteriormente, estas cantidades se ven modificadas por diagramas de orden superior, se puede sacar algunas conclusiones interesantes para el estudio posterior. Γ_f apenas depende de $\sin^2\theta_W$, pero nos da buena información del parámetro ρ. En el resto de los casos sucede lo contrario, al depender siempre de cocientes de acoplamientos, no hay sensibilidad a ρ, pero por otra parte sí que se puede obtener de ellos $\sin^2\theta_W$. Además podemos apreciar el interés de las magnitudes $< P_\tau >$ y A_{pol}^{FB}, puesto que nos indican el signo relativo de los acoplamientos (cosa que no se puede obtener de A_{FB}°) y de esta manera se suprime la ambigüedad en la medida del ángulo de Weinberg por medio de A_{FB} (se obtiene de una ecuación de segundo grado y en general, se obtienen dos soluciones para cada valor de la asimetría). Es también importante la información que se obtiene a partir de $< P_\tau >$ y A_{pol}^{FB}, puesto que permiten el estudio separado de los acoplamientos en el vértice inicial y en el final, pudiéndose así comprobar que son los mismos para los distintos fermiones.

I.5 Correcciones radiativas

Hasta ahora, sólo se han considerado los diagramas de orden más bajo correspondientes a este proceso. Sin embargo, para realizar medidas de precisión del modelo es necesario incluir diagramas de orden superior. Estos diagramas se tratan como correcciones, llamadas radiativas, a los valores anteriormente citados.

Hay varios tipos de correcciones:

- emisión de fotones reales
- correcciones de vértice
- correcciones de caja
- correcciones de autoenergía de los propagadores bosónicos
- correcciones QCD

Aunque se suelan tratar por separado, en el momento del cálculo hay que tener en cuenta todos los diagramas conjuntamente, puesto que los términos de interferencia pueden ser importantes. Especialmente en el caso de correcciones QED, ya que en el límite de energías muy bajas del fotón, no hay diferencia entre que sea virtual o real puesto que no se podría detectar aunque fuese real. De hecho, la interferencia entre los dos procesos anula una divergencia que aparece si consideramos solamente la emisión real.

I.5.1 Emisiones reales

Los diagramas correspondientes a primer orden de este proceso se pueden ver en la figura I.3. Se trata de la emisión de uno o varios fotones en el estado inicial o final. La emisión se produce prácticamente colineal con el fermión, de manera que en el caso de radiación inicial, el fotón tiene un ángulo polar casi nulo y suele escapar por el tubo del haz, no siendo detectado.

El efecto de la radiación de estado inicial distorsiona la resonancia del Z^O, puesto que el vértice del acoplamiento $Z - f - \bar{f}$ corresponde a la energía del par de fermiones después de la radiación. De esta manera se favorece la emisión para puntos por encima de la resonancia, ya que para ciertas energías del γ emitido, el vértice puede corresponder al pico de la resonancia, aumentando incluso la sección eficaz allí. Sin embargo en el pico se reduce aproximadamente en un 30%.

La radiación en estado final es independiente de la energía (la emisión se produce después del vértice de producción) y es de menor importancia (el efecto global es del orden del 0.2%.

I.5.2 Correcciones de vértice

Lazos en el vértice como en la figura I.5, tanto para el de producción como para el de aniquilación. La línea bosónica puede ser un fotón para el caso de fermiones cargados, un Z^o e incluso puede ser un $W^{\pm}$, produciéndose un cambio de sabor. El efecto final es variar el acoplamiento $Z - f - \bar{f}$.

I.5.3 Correcciones de caja

Producción a través de procesos según el diagrama de la figura I.4 en que en vez de tener un único propagador bosónico hay un lazo en forma de caja, con dos fermiones y dos bosones. También en este caso, en principio, puede tratarse de cualquier bosón. Parte de estos diagramas son equivalentes a emisiones virtuales como las del caso anterior, pero entre fermiones iniciales y finales.

I.5.4 Autoenergía

En cualquier propagador bosónico pueden aparecer lazos como los de la figura I.5, debidos a pares de fermiones virtuales. Son especialmente interesantes porque estos lazos se producen para todo tipo de partículas que se acoplen al bosón, incluso si su masa es superior a la energía disponible (puesto que son partículas virtuales), siendo así sensibles a partículas inobservadas e incluso a nueva física. Este hecho se utilizará posteriormente en esta tesis para fijar límites sobre la masa del quark top.

I.5.5 Correcciones QCD

Cuando en el estado final es de $q\bar{q}$, además hay que considerar las correcciones provinientes de QCD, emisión de gluones o correciones virtuales al estado final debido a líneas gluónicas. La variación introducida en $\sigma_{q\bar{q}}$ es $\delta_{QCD} \approx \frac{\alpha_s}{\pi}$.

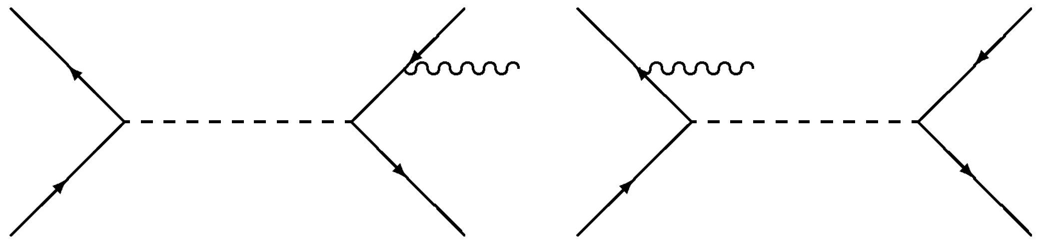

Figura I.3: Emisión de fotones reales en primer orden

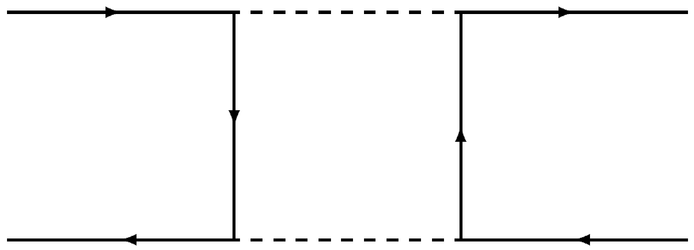

Figura I.4: Diagrama tipo caja

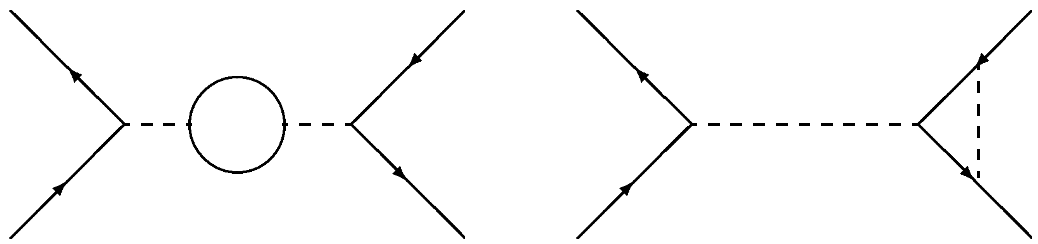

Figura I.5: Diagramas de autoenergía y vértice

I.5.6 Aproximación de Born mejorada

Gran parte de estas correcciones pueden ser absorbidas dentro de los parámetros fundamentales, que dejan de ser constantes para depender de la energía del proceso. De esta manera se mantiene la estructura general de las expresiones a nivel árbol, simplificando su utilización. Para ello basta con substituir en todas las fórmulas citadas, los valores a, v, $\sin^2\theta_W$, etc por las correspondientes cantidades dependientes de s.

Estas definiciones de parámetros efectivos difieren ligeramente según el esquema de renormalización escogido. En las referencias [5] y [6] puede encontrarse una descripción detallada del tema y aquí sólo mencionaré brevemente el problema.

En el esquema 'on shell' [7], la masa del W y el Z se usan como parámetros y se define $\sin^2\theta_W$ por la expresión $\sin^2\theta_W = 1-\frac{M_W^2}{M_Z^2}$. En la práctica se utilizan como parámetros α, M_Z y G_F, dado que no se conoce con suficiente precisión M_W.

En el esquema $\overline{MS}$ se utiliza una regularización de manera que las integrales se cambian de dimensión 4 a 4-ϵ y se substraen además todos los polos de $\frac{1}{\epsilon}$.

En el esquema 'star' [8], todos los acoplamientos son definidos de manera que los resultados de LEP son una medida de estos acoplamientos en $s = M_Z^2$. Este esquema es el que mantiene la estructura de las fórmulas a nivel de Born y es por tanto el más apropiado para el estudio que se realizará en esta tesis. Hay que destacar que dado que los acoplamientos absorben correcciones radiativas las definiciones dependen del tipo de fermión, siendo distintas para leptones y quarks. En este trabajo, siempre se hará referencia a los acoplamientos y $\sin^2\theta_W$ correspondientes a leptones.

I.5.7 Efecto final de las correcciones

El cálculo detallado de todas estas correcciones es muy complejo. Para la obtención de los observables y comparación con los datos se ha utilizado el programa ZFITTER, del cual se puede encontrar descripción detallada en [9], que incluye todos estos efectos. En él están considerados todos los efectos QED y débiles hasta orden $\mathcal{O}(\alpha)$, exponenciación de la contribución de fotones suaves, todos los términos dependientes de m_t hasta $\mathcal{O}(\alpha)$, términos principales en $\mathcal{O}(\alpha^2 m_t^4)$, todos los términos en $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ y los principales en $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s m_t^2)$. Además el programa permite incorporar en el cálculo teórico toda una serie de cortes experimentales de forma realista, de manera que los resultados se pueden comparar más directamente con las medidas experimentales. En la figura I.6 se pueden ver los valores teóricos para σ, A_{FB}, $< P_\tau >$ y A_{FB}^{pol} en función de la energía. Sobre las gráficas en que están incluidos todos los efectos mencionados se ha superpuesto las correspondientes a la aproximación de Born mejorada.

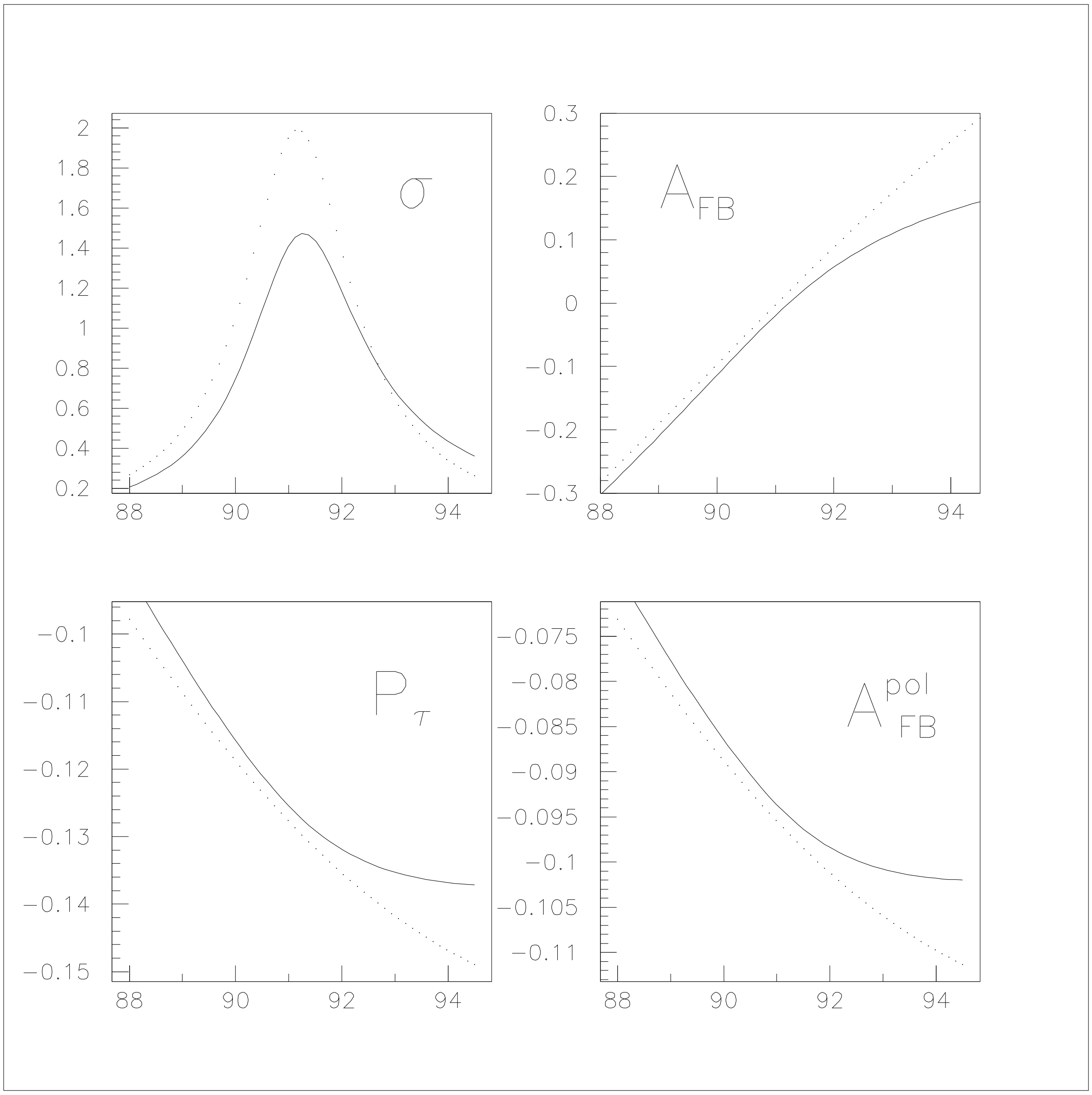

Figura I.6: Dependencia con la energía de σ, A_{FB}, $< P_\tau >$ y A_{FB}^{pol} en las proximidades de la resonancia del Z^o. Se muestra los valores en aproximación de Born (línea de puntos) y los obtenidos con las correcciones radiativas incluidas (ZFITTER)

I.6 Medidas de precisión

A veces es interesante evaluar las variaciones de los parámetros fundamentales por la inclusión de las correcciones virtuales cuánticas, para poder estimar el efecto de posibles nuevas partículas. Para ello se suelen utilizar algunos nuevos parámetros, Δr, $\Delta\rho$ y $\Delta\alpha$.

Δr se define por la relación :

$$\sin^2\theta_w^{eff} = \frac{\sin^2\theta_W}{1-\Delta r} \tag{I.28}$$

Δr es aproximadamente igual a la contribución de todos los diagramas virtuales (QED y electrodébiles) en el orden más bajo (si se supone que tenemos una serie de términos tales que la corrección de cada orden al anterior es Δr, se tendría $1+\Delta r(1+\Delta r(1+...)) = 1+\Delta r+(\Delta r)^2+... = \frac{1}{1-\Delta r}$).

$\Delta\alpha$, proviene de los lazos fermiónicos de autoenergía en el propagador fotónico y de las correcciones a los vértices QED. Se define por:

$$\alpha(M_Z) = \frac{\alpha}{1-\Delta\alpha} \tag{I.29}$$

$\Delta\rho$ toma en cuenta estos mismos efectos, pero sobre el propagador y vértices débiles. Dentro del Modelo Estándar mínimo, se escribe

$$\rho^{eff} = \frac{1}{1-\Delta\rho} \tag{I.30}$$

Se puede descomponer como $\Delta\rho \simeq \Delta\rho_{top} + \Delta\rho_{higgs}$, puesto que la contribución de otros términos es pequeña.

$$\Delta\rho_{top} \simeq \frac{3G_\mu}{8\pi^2} m_{top}^2 \tag{I.31}$$

$$\Delta\rho_{higgs} \approx 2\ln\left(\frac{m_{higgs}}{m_W}\right) \tag{I.32}$$

De aquí se puede observar la fuerte dependencia con la masa del quark top y por tanto la gran sensibilidad que se tiene en su estimación a través de la medida precisa del parámetro ρ. No sucede lo mismo con el bosón de higgs, ya que la variación es logarítmica, lo que no nos permite hacer buenas estimaciones de su masa.

Referencias

[1] F. Halzen y A.D. Martin, Quarks and Leptons, Ed Wiley (1984)

[2] E.D. commins y P.H. Bucksmaun, Weak interactions of leptons and quarks, Cammbridge Univ. Press (1983)

[3] I.J.R. Aitchinson y A.J. Hey, Gauge Theories in Particle Physics, Ed Adam Hilger (1989)

[4] S.L. Glashow Nucl. Phys. B22 (1961) 579
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. (1967) 1264
A. Salam., Proc. del 8th Nobel Symp., Estocolmo (1968)

[5] Altarelli et al., Z Physics at Lep, CERN 89/08 Vol 1.

[6] A.Olshevski, et al., próxima publicación como CERN PPE, (1993)

[7] A.Sirlin, Phys. Rev. D22, (1980) 971
A.Sirlin, Phys. Rev. D29, (1984) 89

[8] D.C. Kennedy et al., Nucl. Phys. B321 (1989) 83
D.C. Kennedy et al., Nucl. Phys. B322 (1989) 1

[9] D. Bardin et al., CERN TH 6443 (1992)

Capítulo II

Física del τ

$\therefore$

II.1 Introducción

Las medidas realizadas desde el descubrimiento del τ confirman el esquema del Modelo Estándar en que esta partícula es un leptón secuencial, como el e y el μ, pero con una masa mucho mayor. Sin embargo, el conocimiento que se tiene sobre él es significativamente peor que el que se tiene sobre los leptones ligeros e y μ e incluso existen algunas inconsistencias entre distintas medidas experimentales y entre éstas y los resultados teóricos.

El τ proporciona un entorno muy adecuado para gran cantidad de tests del Modelo Estándar, tanto en su sector electrodébil como en QCD, debido a su naturaleza leptónica por una parte y por otra a que su masa es suficientemente grande para permitir su desintegración a hadrones. Además su vida media es pequeña, de manera que a las energías de producción actuales se desintegra dentro de los detectores, pero a la vez es suficientemente grande para que su recorrido dentro de ellos sea apreciable y pueda ser medido.

En este capítulo se explicarán los aspectos principales de las distintos estudios que se realizan por medio del τ, con especial énfasis en las medidas que se pueden realizar en LEP y en concreto en las relacionadas con la obtención de los parámetros del sector electrodébil del Modelo Estándar, por ser de mayor interés para este trabajo. Se pueden encontrar explicaciones más detalladas en las referencias [1].

II.2 Descubrimiento

La primera evidencia del leptón τ se tuvo en 1975 [2] en el detector MARK I del acelerador SPEAR en SLAC, con una energía en centro de masas en torno a los 4 GeV. Se observaron 24 sucesos como el de la figura II.1 (tomado de [3]), que tenían la característica de tener una traza identificada como μ y otra como e. Además la alta acolinealidad de estas trazas y la existencia de energía perdida, indicaban la presencia de partículas que escapaban a la detección. A partir de distribuciones cinemáticas, se concluyó que al menos debía haber dos partículas no detectadas.

En posteriores tomas de datos en el mismo experimento, se aumentó la cantidad de este tipo de sucesos hasta acumular un total de 105. De aquí se obtuvo que debían provenir de dos partículas de masa entre 1.6 y 2 GeV producidas en la interacción e^+e^- que sufrían una desintegración a tres cuerpos de los cuales dos no eran detectados y el tercero podía ser o bien un μ o un e. Para explicarlo se propuso que estas partículas correspondían a un tercer leptón secuencial, el τ, que decaía por interacción débil de forma análoga a como lo hace el muón, pero dada su masa podría hacerlo tanto a $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ como a $\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$.

Figura II.1: Uno de los primeros sucesos $\tau^+\tau^-$ observados en MARK I.

II.3 Desintegración del τ

Dentro del Modelo Estándar, la desintegración del τ, se explica como una interacción débil por medio de una corriente cargada. El proceso es el esquematizado en la figura II.2, en que el τ se desintegra a un neutrino y un W (virtual), que a su vez produce dos fermiones. Cuando el estado final es $e\nu$ o $\mu\nu$, tenemos desintegraciones leptónicas puras, como las primeras observadas en MARK I. Sin embargo, al contrario de lo que sucede en el caso de la desintegración del μ, la masa del τ es suficiente para producir estados finales hadrónicos a quarks u y d y, por el proceso de mezcla de Cabbibo, a quark s. Debido a la naturaleza V-A de la interacción y a la conservación del momento angular, no todos los estados hadrónicos en principio accesibles por su masa están permitidos, sino sólo aquellos con $J^P =$

- 0^-, pseudoescalares; π y k
- 1^-; vectores, ρ, K^* y estados no resonantes a número par de π
- 1^+, vectores axiales; a_1 y estados no resonantes a número impar de π

En estos casos, el proceso de desintegración se complica debida a la hadronización de los quarks, siendo más correcto utilizar el diagrama de Feynman de la figura II.3.

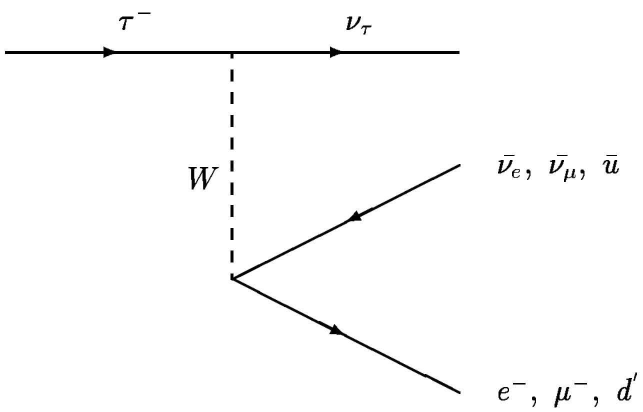

Figura II.2: Desintegración del τ

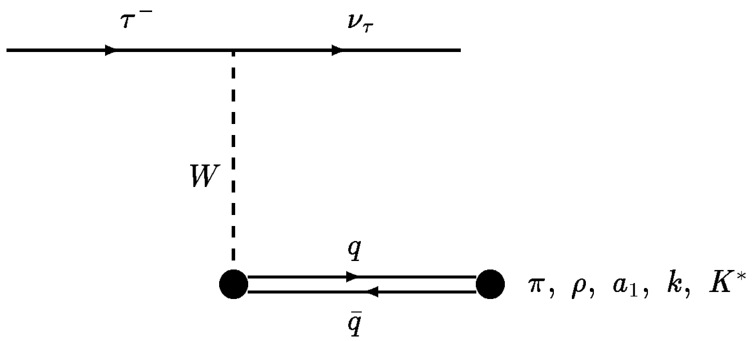

Figura II.3: Desintegracción del τ a estados hadrónicos

II.3.1 Fracciones de desintegración

A la vista de estos diagramas y teniendo en cuenta la universalidad del acoplamiento débil por corrientes cargadas, es fácil obtener que en primer orden se verifica:

$$R_\tau = \frac{\Gamma(\tau^- \to hadrones\ \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)} \approx N_c = 3 \tag{II.1}$$

o lo que es lo mismo que la fracción de desintegración (**BR**, del inglés branching ratio) de cualquiera de los canales leptónicos es

$$\mathbf{BR}(\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau) \approx 20\% \tag{II.2}$$

Desde el punto de vista experimental, se ha utilizado a menudo el llamado **BR** topológico por ser, en principio, más fácil de medir, puesto que se basa en los subdetectores de trazas cargadas que, en la mayoría de los experimentos son mucho más precisos y eficientes que los de neutros. Consiste en contar en número de partículas cargadas en el estado final de la desintegración de un τ olvidando los posibles neutros y calcular la proporción en que éste produce cada una de las multiplicidades.

Esto ha dado lugar a un problema discutido durante muchos años, puesto que los experimentos obtenían un valor del **BR** (1 traza) mayor que la suma de todos los canales conocidos que pudieran dar esta topología. Se denominó a esto el problema del 'missing one-prong', puesto que aparentemente existía un modo de desintegración no conocido, pero que se observaba en la medida de la fracción topológica de desintegración. El resultado era, también, que la suma de todos los modos conocidos, era menor del 100 %. Sin embargo, experimentos recientes, parecen demostrar que este problema no existe, o al menos no es tan evidente, y se debía simplemente a errores en la medida de algunos de los modos, especialmente aquellos con varios π° y en que el **BR** a 1 traza estaba sobreestimado. En la tabla II.1 se resumen los valores actuales ([4], [5] y [6]), diferenciando los resultados recientes (LEP y CELLO) de los anteriores.

A pesar de todo, aún existen serias discrepancias entre unos experimentos y otros y ninguno es totalmente concluyente como para desechar las medidas de los otros, de manera que es todavía una cuestión abierta, que probablemente sea determinada con seguridad en los próximos años de funcionamiento del LEP.

	BR (LEP+CELLO)	**BR** (resto)
$\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	17.91 ± 0.25	17.69 ± 0.35
$\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	17.46 ± 0.24	17.45 ± 0.33
$\tau^- \to h^-\nu_\tau$	12.59 ± 0.33	11.78 ± 0.51
$\tau^- \to h^-\pi^\circ\nu_\tau$	23.75 ± 0.55	22.6 ± 0.9
$\tau^- \to h^-\pi^\circ\pi^\circ\nu_\tau$	10.44 ± 0.89	7.6 ± 0.9
$\tau^- \to h^- \geq 3\pi^\circ\nu_\tau$	1.53 ± 0.61	1.1 ± 0.2
total 1 traza	83.68 ± 1.30	78.2 ± 1.4
$\tau^- \to 1\ traza$	84.79 ± 0.22	86.28 ± 0.27
$\tau^- \to h^-h^-h^+\nu_\tau$	8.60 ± 0.29	7.2 ± 0.4
$\tau^- \to h^-h^-h^+ \geq 1\pi^\circ\nu_\tau$	5.59 ± 0.40	5.1 ± 0.5
total	97.9 ± 1.4	90.6 ± 1.6

Tabla II.1: Fracciones de desintegración para los distintos modos de desintegración del τ, según los experimentos del LEP y CELLO, primera columna y según el resto, segunda. El error citado incluye tanto el error estadístico como el sistemático.

II.3.2 Vida media

En el caso de desintegraciones leptónicas, se pueden calcular teóricamente las anchuras de desintegración con gran precisión, incluyendo diagramas de orden superior al mostrado en la figura II.2. Así se obtiene la expresión:

$$\Gamma(\tau^- \to l^-\bar{\nu}_e\nu_\tau) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3}\, f(\frac{m_l^2}{m_\tau^2})\, (1+\delta_{EW}) \tag{II.3}$$

siendo $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \log x$ y $\delta_{EW} = -0.004$.

De esta forma tenemos una relación entre la masa y la vida media del τ y $\mathbf{BR}(\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)$, a través de II.3 y de

$$\mathbf{BR}(\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau) = \tau_\tau\Gamma(\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau) \tag{II.4}$$

La masa se mide bien sea en experimentos e^+e^- cerca del umbral de producción, por medio de un barrido de energías y estudio de este umbral o bien en experimentos a mayores energías, por estudios precisos del extremo superior de la distribución de masas invariantes de estados no resonantes en la desintegración del τ. La medida de la vida media exige experimentos a mayores energías, ya que, por ser tan corta, se necesita una energía de producción alta, para que su recorrido en el detector sea grande. Además son necesarios detectores de trazas muy precisos.

Con los valores medidos hasta 1991 [4], $m_\tau = 1784 \pm 3$ MeV, $\tau_\tau = 305 \pm 6$ fs, $\mathbf{BR}(e) = 17.93 \pm 0.27$ %, $\mathbf{BR}(\mu) = 17.58 \pm 0.27$ %, aparecía una discrepancia de más de dos desviaciones estándar entre los valores de los **BR** medidos y los calculados por la fórmula II.3, que sugerían una violación de la universalidad. Sin embargo, resultados recientes ([6] y [7]) parecen demostrar que no existe tal violación; $m_\tau = 1777.1 \pm 0.5$ MeV, $\tau_\tau = 295.7 \pm 3.2$ fs, $\mathbf{BR}(e) = 17.76 \pm 0.15$ %, $\mathbf{BR}(\mu) = 17.53 \pm 0.19$ %. Todas las variaciones se han producido en el sentido de verificar mejor esta ecuación, siendo especialmente importante el nuevo valor para la masa, debido a la dependencia en su potencia 5.

II.3.3 Universalidad del acoplamiento leptón-W

Si suponemos que los acoplamientos dependen del sabor leptónico, esto es, que tenemos unas constantes de acoplamiento g_e, g_μ y g_τ en los respectivos vértices, se pueden utilizar las medidas anteriores como test de universalidad. De la comparación entre $\mathbf{BR}(e)$ y τ_τ (expresión II.3) se obtiene $|\frac{g_\tau}{g_e}| = 0.990 \pm 0.007$ y comparando $\mathbf{BR}(e)$ y $\mathbf{BR}(\mu)$ $|\frac{g_\mu}{g_e}| = 1.007 \pm 0.007$. Se pueden incluir también comparaciones entre las desintegraciones semileptónicas del τ a π o k y las correspondientes de éstos ($\pi^-/k^- \to l^- \bar{\nu}_l$). Todos los resultados actuales son compatibles con la universalidad.

II.4 Estrucutura de Lorentz del vértice $W\tau\nu_\tau$

En las desintegraciones leptónicas del τ se puede estudiar la estructura V-A de la corriente débil cargada. Podemos suponer que en realidad el vértice es una combinación lineal de V y de A. Es conveniente escribirlo de la forma $\alpha\ (\mathbf{V}-\mathbf{A}) + \beta\ (\mathbf{V}+\mathbf{A})$ y definir el llamado parámetro de Michel como

$$\rho = \frac{3}{4}\frac{\alpha^2}{\alpha^2+\beta^2} \tag{II.5}$$

De manera que un acoplamiento $V - A$ significaría $\rho = 0.75$, un $V + A$ $\rho = 0$ y tanto un V como un A puros darían $\rho = 0.375$.

El espectro de energía del leptón producido en la desintegración del τ, despreciando términos pequeños es :

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{dx} \approx x^2\ (3\ (1-x) + 2\ \rho\ (\frac{4}{3}x - 1)\ ) \tag{II.6}$$

con $x = \frac{E_l}{E_\tau}$.

Por tanto, estudiando esta distribución se puede medir este parámetro y a través de él comprobar la hipótesis de acoplamiento $V - A$. Las medidas más recientes dan $\rho = 0.727 \pm 0.033$, que excluye completamente un acoplamiento $V + A$, y V y A puros y es compatible con el $V - A$.

II.5 Acoplamiento a corrientes neutras

LEP proporciona un entorno único para la medida del acoplamiento $Z\tau\tau$. Como ya se dijo en la sección I.4 los observables que se utilizan son la sección eficaz de producción, la asimetría de carga, la polarización media y la asimetría de polarización. El interés estriba en la medida de los parámetros fundamentales con este canal suponiendo, como antes, una dependencia de los acoplamientos con el sabor leptónico y una vez comprobada la universalidad en combinar estos resultados con los obtenidos por otros canales para disminuir los errores y realizar las medidas de precisión del Modelo Estándar que se mencionaron anteriormente.

La precisión alcanzada en la medida de los acoplamientos en LEP es tal que los errores se han reducido en un orden de magnitud y es probable que aún se reduzcan en los próximos años en casi otro orden. Otra ventaja del estudio de $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ en las proximidades de la resonancia del Z^o es la existencia de una polarización en el estado final distinta de 0, que proporciona información sobre el signo relativo de los acoplamientos vectorial y axial, que de otra manera desconoceríamos. Por su importancia y la peculiaridad del método de medida, dedicaré la siguiente sección a este punto.

II.6 Medida de la polarización

Ya se dijo en el capítulo anterior, que los fermiones producidos en el proceso $e^+e^- \rightarrow Z^o \rightarrow f\bar{f}$ tienen en promedio una helicidad distinta de 0 y esta polarización depende de parámetros fundamentales del Modelo Estándar. En la práctica, sin embargo, sólo es posible medirla cuando tenemos un estado final a $\tau^+\tau^-$. Para ello se aprovecha la desintegración de los taus, ya que al sufrir una desintegración por interacción débil, con violación de paridad, la distribución angular y de energía de los productos de desintegración en el sistema en reposo del τ depende fuertemente de su spin. Se utilizan varios métodos para relacionar observables en los experimentos con las polarizaciones del tau y del electrón. El más común, que describiré aquí, se basa en las distribuciones de energía de los productos de desintegración en el sistema laboratorio [9]. Existen otros basados en las correlaciones de spin entre los dos τ, estudiadas bien sea por medio de las acolinealidades entre los productos [10] o por las correlaciones de energía [11].

II.6.1 Canales leptónicos

Se trata de una desintegración a tres cuerpos. Dentro del Modelo Estándar y despreciando términos de masa en $(\frac{m_l}{m_\tau})^2$, órdenes mayores y correcciones radiativas se obtiene la siguiente distribución:

$$\frac{dN}{x^2 dx d\Omega} \propto (3-2x) + P_\tau(2x-1)\cos\theta \tag{II.7}$$

siendo $x = \frac{E_l}{E_{max}}$, la fracción de la energía máxima que lleva el leptón y θ el ángulo de éste con el vector de polarización.

Dado que tenemos una polarización longitudinal, el paso al sistema laboratorio se reduce a un 'boost' según la dirección definida por $\vec{p}$ (momento del τ). Utilizando la variable $y = (\frac{E_l}{E_{max}})_{LAB} = \frac{E_l^{obs}}{E_{haz}}$, se tiene:

$$\frac{dN}{dy} = \frac{1}{3}[(5-9y^2+4y^3) + P_\tau(1-9y^2+8y^3)] \tag{II.8}$$

II.6.2 Canales hadrónicos

En el caso de desintegraciones semileptónicas del τ, sólo se produce un ν y entonces se puede obtener el ángulo θ, entre la dirección del hadrón y $\vec{P}_\tau$ en el sistema en reposo en función de observables en el sistema laboratorio.

$$\cos\theta = \frac{2E - E_{max} - E_{min}}{E_{max} - E_{min}} \tag{II.9}$$

Es fácil ver que la energía máxima posible corresponde a la energía del haz y, si la desintegración se produce a través de una resonancia de masa m,

$E_{min} = (\frac{m}{m_\tau})^2\ E_{haz}$. Entonces la expresión II.9 se escribe:

$$\cos\theta = \frac{2\frac{E}{E_{haz}} - 1 - (\frac{m}{m_\tau})^2}{1 - (\frac{m}{m_\tau})^2} \tag{II.10}$$

Para estudiar el comportamiento de las variables en el sistema laboratorio hay que tener en cuenta el spin intrínseco y la paridad del sistema hadrónico final.

J=0

Es el caso del canal $\tau^- \to h^-\nu_\tau$, al tener J=0, sólo hay una posibilidad para la helicidad del π, $h = 0$. Entonces, el tratamiento es sencillo, la amplitud para la desintegración de un τ de helicidad positiva será

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} \propto d^{\frac{1}{2}}_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}}(\theta) \propto \cos\frac{\theta}{2} \tag{II.11}$$

Si la helicidad es negativa, es equivalente a usar las expresiones anteriores con el ángulo suplementario:

$$\mathcal{A}_{-\frac{1}{2}} \propto d^{\frac{1}{2}}_{\frac{-1}{2},\frac{1}{2}}(\theta) \propto \sin\frac{\theta}{2} \tag{II.12}$$

La distribución final se obtiene de la suma de los cuadrados de estas amplitudes, pesadas con la proporción de taus con las respectivas helicidades.

$$\frac{dN}{d\cos\theta} = \frac{1}{2}(1 + P_\tau\cos\theta) \tag{II.13}$$

J=1

Es el caso de $\tau^- \to \rho^-\nu_\tau$ ($J = 1^-$) y $\tau^- \to {a_1}^-\nu_\tau$ ($J = 1^+$). La situación es más complicada, porque el estado hadrónico final puede tener helicidad 0 o -1, con amplitudes distintas en cada caso. Así se obtiene para $h = 0$

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} \propto \mathcal{A}^0\cos\frac{\theta}{2} \tag{II.14}$$

y para $h = -1$

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} \propto \mathcal{A}^1\sin\frac{\theta}{2} \tag{II.15}$$

y las correspondientes expresiones para helicidades negativas del τ, obtenidas por el cambio $\theta \to (\pi - \theta)$. $\mathcal{A}^0$ y $\mathcal{A}^1$ se obtienen de las amplitudes de helicidad de un sistema de spin 1. El resultado para las distribución final es:

$$\frac{dN}{d\cos\theta} = \frac{1}{2}(1 + \alpha\ P_\tau\cos\theta) \tag{II.16}$$

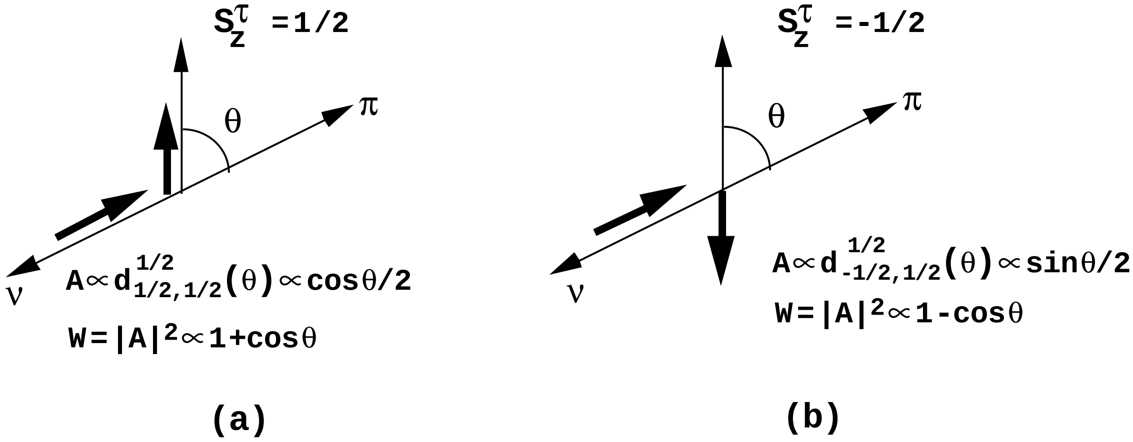

Figura II.4: Desintegración $\tau \to \pi\nu_\tau$ en el sistema en reposo del τ. Las flechas finas representan el momento de las partículas y las gruesas su espín. Las figuras (a) y (b) corresponden a los casos de helicidad positiva y negativa, respectivamente.

con

$$\alpha = \frac{|\mathcal{A}^0|^2 - |\mathcal{A}^1|^2}{|\mathcal{A}^0|^2 + |\mathcal{A}^1|^2} = \frac{1 - 2(\frac{m}{m_\tau})^2}{1 + 2(\frac{m}{m_\tau})^2} \tag{II.17}$$

Se puede observar que se produce una pérdida de sensibilidad, dada por el factor α, debido a la existencia de estos dos estados de helicidad. Parte se puede recuperar calculando la helicidad del sistema de spin 1, por medio de sus productos de desintegración. Para ello se utiliza un nuevo ángulo, $\cos\psi$,que en el caso de $J = 1^-$ representa el ángulo de desintegración de los π según la dirección del ρ en el sistema en reposo de éste, definido por:

$$\cos\psi = \frac{m}{\sqrt{m^2 - 4m_\pi^2}} \frac{E_{car} - E_{neu}}{|\vec{p}_{car} + \vec{p}_{neu}|} \qquad J = 1^- \tag{II.18}$$

En el caso $J = 1^+$, ψ es el ángulo entre la normal al plano que forman los 3 π en el sistema en reposo del a_1 y la dirección de éste. Se puede encontrar más detalle sobre la definición de $\cos\psi$ en este caso en la referencia [9].

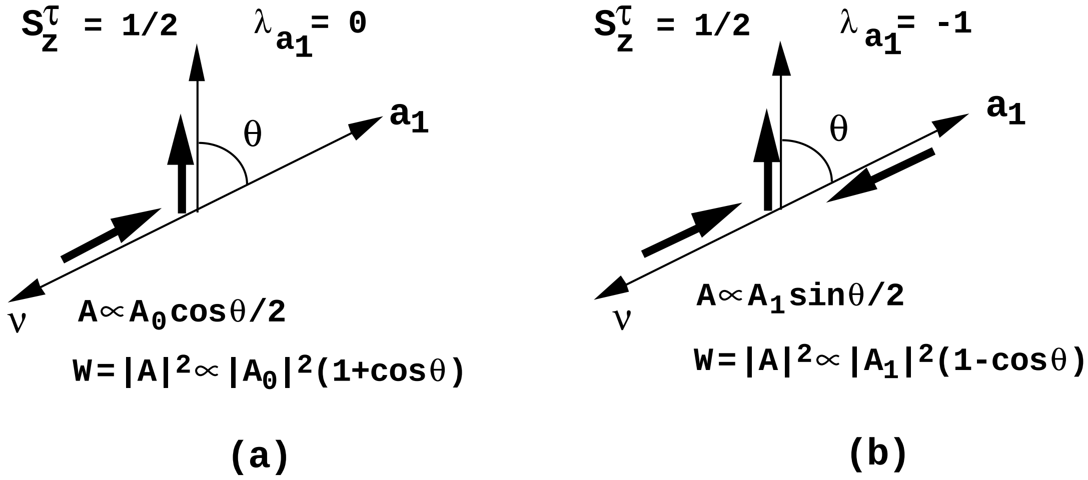

Figura II.5: Desintegración del τ a una partícula de $J = 1$ (ρ o a_1) en el sistema en reposo del τ. Las flechas finas representan el momento de las partículas y las gruesas su espín. Las figuras (a) y (b) corresponden a los casos de helicidad positiva y negativa, respectivamente.

II.7 Otros aspectos

Hasta ahora se han comentado los aspectos más importantes en relación con este trabajo, pero la física del τ es mucho más rica y existen otras posibilidades de realizar estudios sobre temas fundamentales (algunos se realizan en LEP, otros en aceleradores de menor energía y otros están pendientes de futuros aceleradores). Por no extender excesivamente este capítulo introductorio, tan sólo citaré brevemente algunos de ellos.

II.7.1 Medidas de QCD

La naturaleza leptónica del τ y su masa suficientemente grande para producir hadrones, proporciona un entorno único para el estudio de corrientes débiles hadrónicas cargadas a energías bajas.

Los estudios de las fracciones de desintegración semileptónicas exclusivas, del espectro en masas de estos canales, de la estructura de resonancias anchas (a_1), etc, permiten la medida de $\alpha_s(m_\tau)$, $\Lambda_{\overline{MS}}$ y la obtención de información sobre la simetría quiral, condensados de vacío... [12]

II.7.2 Momentos electromagnéticos y débiles

El Modelo Estándar predice un momento magnético anómalo para el τ dominado por efectos QED de segundo orden de $(1.1773 \pm 0.0003) \times 10^{-3}$, que aún no ha sido medido con precisión (el promedio de las medidas actuales es $(5.2 \pm 4.8) \times 10^{-3}$ [13]).

También se ha sugerido la existencia de un dipolo eléctrico que violaría la inversión temporal (T). Hasta ahora existen cotas superiores del orden de $1.5\ 10^{-16}$ e cm.

Finalmente, en LEP, se está estudiando la posibilidad de la existencia de un momento dipolar débil, fijando la cota superior de $7\ 10^{-17}$ e cm [14].

II.8 Neutrino del tau

Por conservación de momento y energía, así como por similitud con el caso del electrón y del muón, se postula la existencia del correspondiente neutrino del τ, pero sin embargo no se tiene evidencia directa de él. Por experimentos de haces de ν_e y ν_μ se conoce que son distintos de ν_τ, puesto que no se acoplan al τ (existen cotas severas sobre los acoplamientos).

Pese a esta carencia de evidencia experimental, se pueden realizar gran variedad de estudios sobre las propiedades de ν_τ [15]. Por ejemplo, se ha medido su helicidad ($h_{\nu_\tau} = -1.25 \pm 0.27$) y se han establecido límites sobre los momentos electromagnéticos.

Un aspecto importante tanto en física de partículas como en cosmología es la masa de este neutrino, que hasta el momento está limitada por $m_\tau < 35 MeV$.

Referencias

[1] A. Pich. CERN-TH 6489/92 (o proc de XXVIIth rencontres de Moriond, electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, Marzo 15-22 1992)
A. Pich, CERN-TH 6672/92
K. Riles, UM-HE-92-15, Julio 1992
B.Barish y R. Stroynowski, Phys. Rep. 157, 1 , Jan 1988

[2] M.Perl et al., Phys. ReV. Lett. 35 (1975) 1489

[3] M.Perl, SLAC PUB 5388, Nov 1990 (o Proc. de Workshop on Tau Lepton Physics, Orsay Sept 24-27, 1990).

[4] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D45, part II, (1992) 1.

[5] D. Decamp et al., CERN-PPE/91-186, sub a Z.Phys
P.D. Acton et al, Phys Lett. B273 (1991) 355.
H.J.Behrend et al., Z. Phys. C46 (1990) 537
P. Abreu et al., CERN-PPE/92-60, sub a Z.Phys
B. Adeva et al, Phys Lett. B265 (1991) 451.
C. Kiesling, MPI-PAE/Exp.E1.206, Julio 1989

[6] Proc. de Second Workshop on Tau Lepton Physics, Columbus 1992.

[7] J. Bai, SLAC-Pub 5870 (1992)
H. Albrecht, DESY 92-086

[8] Y.S. Tsai, Phys. Rev. D4 (1971) 2821.

[9] A. Rougé, Proc de Workshop on Tau Lepton Physics, Orsay Sept 24-27, 1990
A. Rougé Z. Phys. C 48 (1990) 75
A. Rougé Aleph note 88-15 (1988)

K. Hagiwara et al., Phys Lett. B235 (1990) 198

[10] J. Bernabéu et al., Phys Lett B257 (1991) 219
R. Alemany et al., CERN-TH 6191/91.

[11] C. Nelson, Phys Rev D 40 (1989) 123

[12] F. Diberder y A. Pich, CERN-TH 6422/92.
A. Pich, CERN-TH 5940/90 (o Proc de Workshop on Tau Lepton Physics, Orsay Sept 24-27, 1990)
A. Pich, Proc de 'Tau-Charm Factory' Workshop, SLAC, Mayo 23-27, 1989
E. Braaten, Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 1606
E. Braaten, Phys. Rev. D39 (1989) 1458
S. Narison y A. Pich, Phys Lett B211 (1988) 183
G. Altarelli, CERN-TH 6623/92 (o Proc de Conference QCD- 20 years later, Aachen, Junio 1992)

[13] P.D. Acton et al., Phys. Lett. B281 (1992) 405
J.A. Grifols y A. Méndez, Phys. Lett. B255 (1991) 611
F. del Aguila y M Sher, Phys. Lett. B252 (1990) 116

[14] P.D. Acton et al., CERN PPE/92-14, Subm a Phys. Lett.

[15] M. Danilov, Proc de LP-HEP91 Conference, Geneve, Julio 1991
M. Feindt, Proc de 'tau-charm Factory' Workshop , SLAC, Mayo 23-27, 1989

Capítulo III

El experimento

$\therefore$

III.1 Introducción

DELPHI (**DE**tector with **L**epton **P**hoton **H**adron **I**dentification.) es uno de los cuatro experimentos instalados en el acelerador-colisionador e^+e^- LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron Storage Ring) del CERN (**C**entre **E**uropéenne pour la **R**echerche **N**ucleaire) en Ginebra.

En 1982 fue aprobada oficialmente la propuesta de construcción de DELPHI como uno de los cuatro detectores para LEP, tras varios años de diseño del proyecto a nivel de simulación y modelos a pequeña escala. Desde entonces la colaboración de más de 400 físicos y 300 ingenieros de 42 laboratorios de todo el mundo ha hecho posible el desarrollo de este proyecto hasta llegar a la construcción de este detector. Finalmente en Agosto de 1989 se puso en funcionamiento.

Teniendo en cuenta la gran complejidad experimental alcanzada en esta rama de la física, es importante tener una visión global del experimento y su entorno antes de pasar a estudiar aspectos concretos del mismo. La finalidad de este capítulo es intentar dar una idea de conjunto de lo que es DELPHI, lo que le rodea y de los aspectos que influyen en el análisis, a través de los siguientes puntos:

- El acelerador LEP.
- Física del Z^O y su influencia en el diseño de DELPHI.
- El detector.
- El trigger : selección de sucesos 'on line'.
- El 'software' de análisis.
- El 'software' de simulación.

III.2 El LEP

El LEP [1] es un acelerador-colisionador de electrones y positrones diseñado para la producción de bosones Z^o (con una masa en torno a los 91 GeV). La energía prevista es de hasta 55 GeV por haz en su primera fase y la luminosidad del orden de $10^{31} cm^{-2} s^{-1}$. El acelerador trabaja habitualmente a una energía próxima al pico de la resonancia del Z^o, realizando un barrido en torno a él para mejor estudio de dicha resonancia. Para ello se han realizado medidas a energías de 1, 2 y 3 GeV por encima y por debajo de dicho punto.

Los electrones y positrones sufren un proceso de aceleración gradual en distintos aceleradores, para entrar en LEP con una energía relativamente alta (figura III.2). Primero se aceleran electrones en un pequeño acelerador lineal (LPI) hasta 200 MeV para producir positrones. A continuación, aquí mismo, se aceleran electrones y positrones hasta 600 MeV. Entonces se acumulan en un pequeño anillo de almacenamiento, el EPA, para compensar el ritmo más lento de la producción de positrones. De aquí se llevan al PS donde se eleva la energía a 3.5 GeV y por último al SPS, para alcanzar 20 GeV, suficientes para que sean inyectados en LEP.

El LEP está instalado en un túnel circular de 27 Km de longitud, en el que las partículas son aceleradas por cavidades de radiofrecuencia convencionales y obligadas a seguir una trayectoria circular mediante imanes.

Los electrones y positrones circulan en sentidos contrarios, en 4 (8 a partir de la toma de datos de 1992) racimos o 'bunches' de $4 \cdot 10^{11}$ partículas cada uno, de 1.6 cm de longitud y 0.3×0.01 mm^2 de sección.

El acelerador tiene ocho puntos de colisión (figura III.1) y en cuatro de ellos se encuentran los experimentos: ALEPH (**A**pparatus for **LE**P **PH**ysics), DELPHI, L3 (**LEP**-**3**) y OPAL (**O**mni **P**urpose **A**pparatus for **L**EP).

Figura III.1: Situación de los experimentos en el LEP.

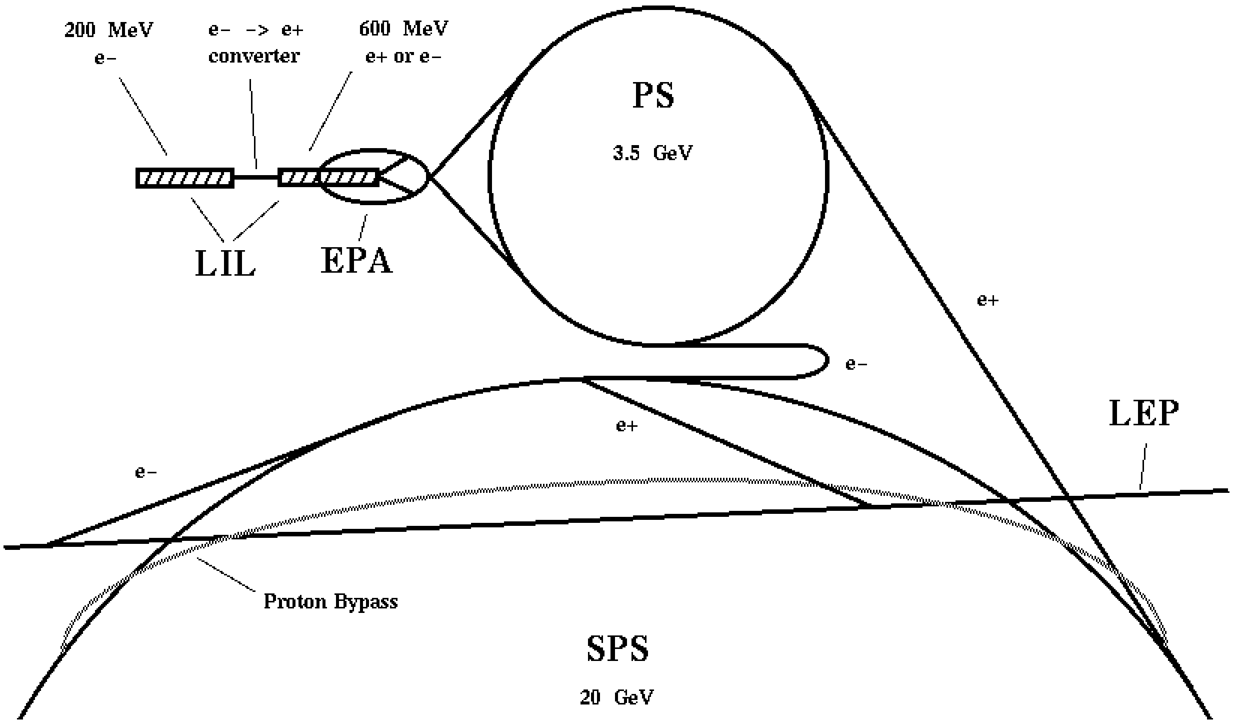

Figura III.2: Proceso de inyección de e^+e^- en LEP.

III.3 Física del Z^O y su influencia en el diseño del detector

En 1983 fueron descubiertos los bosones $W^{\pm}$ y Z^O en el acelerador $Sp\bar{p}S$ del CERN, en los experimentos UA1 y UA2 [2], confirmando la predicción del Modelo Estándar [3].

El objetivo del LEP es la producción en gran cantidad de estos bosones (Z^O en una primera fase y pares W^+W^- en una segunda) mediante colisiones e^+e^-. Esto determina que las principales líneas de investigación giren en torno a medidas de precisión del Modelo Estándar, para comprobar dicho modelo e indirectamente obtener información sobre las partículas aún no observadas que se necesitan para completar este modelo (Higgs y top). Por otra parte también se estudiarán física de la interacción fuerte y física exótica (modelos supersimétricos, compuestos, etc)

Se puede resumir la física que se realiza en LEP en estos puntos:

- Tests de precisión de la teoría electrodébil:
  - medida de la masa y anchura del Z^O.
  - medidas de universalidad de leptones.
  - estudio de las asimetrías de carga y polarización: determinación de $\sin^2\theta_W$.
  - cuenta de neutrinos: número de familias.
- Búsqueda de nuevas partículas:
  - Higgs y top.
  - partículas supersimétricas.
  - otras: quarks libres, leptones pesados, partículas compuestas...
- Física de quarks pesados.
- Oscilaciones $B-\bar{B}$.
- Tests de QCD: estudios de jets y α_s.
- Física de dos fotones.

En el diseño del experimento se tuvo en cuenta lógicamente la signatura experimental de este tipo de física que se quiere estudiar [1], que incluye tanto la detección de fotones aislados de baja energía, como la identificación de leptones dentro de jets (física de quarks pesados). Los cuatro detectores de LEP

[1] Un buen análisis del diseño de DELPHI de acuerdo con estas ideas puede verse en [5].

(DELPHI, ALEPH, L3 y OPAL) son de propósito general, aunque el modo de atacar los distintos problemas es diferente en cada caso, haciendo mayor hincapié en un tipo de física u otro.

La concepción de DELPHI se basada en los siguientes requerimientos [4]:

- Identificación de hadrones, leptones y fotones en más del 90% del ángulo sólido.
- Granularidad espacial adaptada al estudio de jets.
- Información tridimensional espacial para cada traza cargada o energía depositada.
- Reconstrucción de vértices secundarios.

Así, para lograr la identificación con una granularidad suficiente para el estudio de jets se ha optado por las técnicas de proyección temporal tanto en detectores propiamente de identificación ($RICH$), como en calorimetría (HPC) y en detectores de trazas cargadas (TPC). La incorporación de estos tres detectores, junto con el detector de vértices (VD), es lo que diferencia a DELPHI del resto de los experimentos del LEP (ALEPH también tiene una TPC y ha incorporado posteriormente un VD) y de su buen funcionamiento depende en gran parte su competitividad frente a ellos.

III.4 El detector

DELPHI está situado en un pozo a unos 100 metros de profundidad, en uno de los puntos de interacción de los haces de LEP. Tiene forma cilíndrica con un radio de unos 5 m y una longitud de 10 m. Desde un punto de vista geométrico podemos diferenciar dos zonas (figura III.3):

- la zona 'barrel', cilíndrica en torno al haz, que cubre un intervalo angular ($42° < \theta < 138°$).

- la zona 'forward' (hacia delante), que consta de dos 'end caps' a modo de tapas del cilindro 'barrel' y cubren el ángulo solido que dejan libre los detectores de la otra zona.

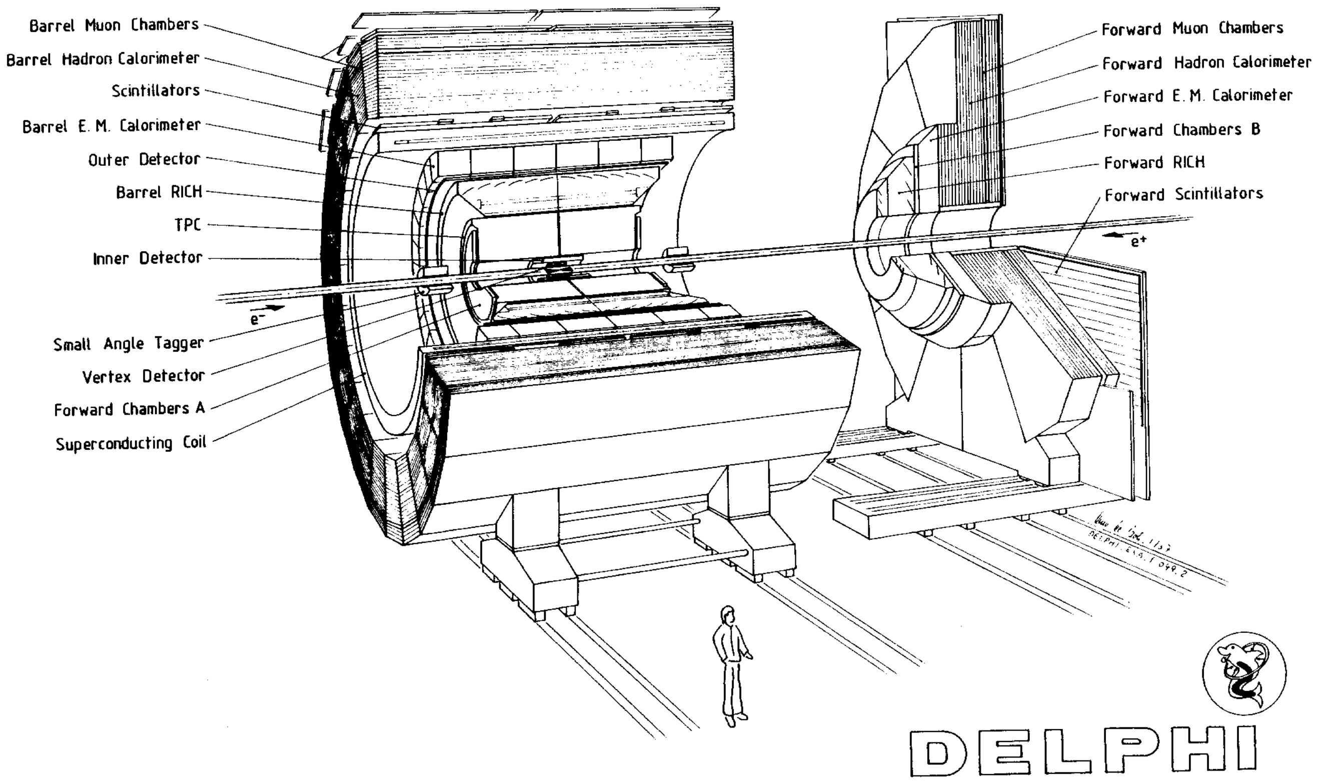

Figura III.3: Vista general de DELPHI.

Como todos los grandes detectores actuales, está formado [4] por múltiples subdetectores con una finalidad determinada, de manera que la información conjunta de todos ellos nos determine lo más fielmente posible las características del suceso. Como se verá más adelante, el relacionar los datos de todos los detectores para obtener cantidades físicas no es una tarea sencilla y ahí radica gran parte de la dificultad del análisis físico en DELPHI (o en cualquiera de estos detectores modernos).

A continuación daré una breve reseña de las características de cada uno de estos subdetectores, agrupados según su función básica, prestando especial atención a la zona 'barrel', ya que es la que zona donde se centra principalmente el análisis realizado. En las figuras III.11 y III.12 están resumidos los parámetros más significativos de cada uno de ellos.

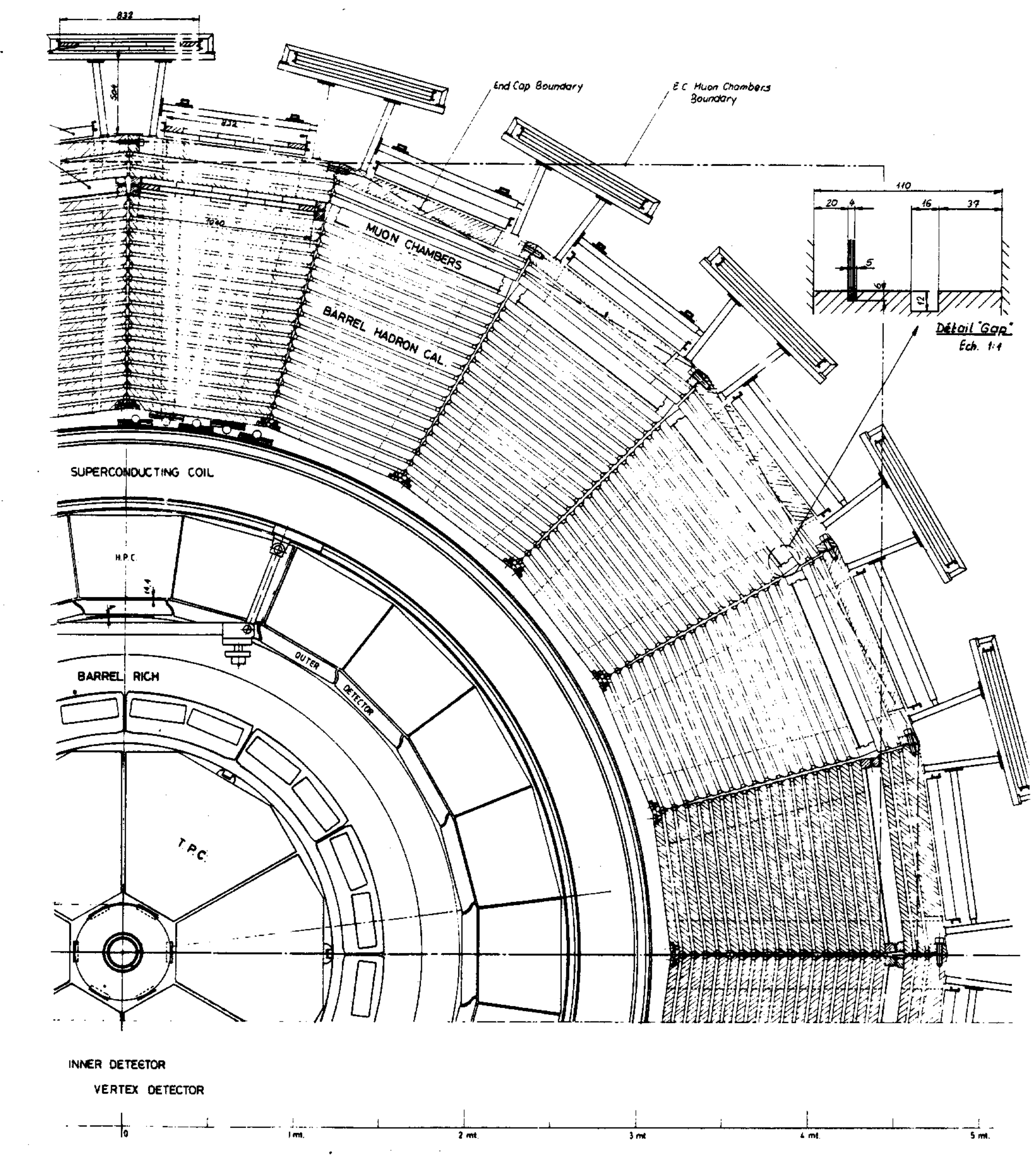

Figura III.4: Sección longitudinal de DELPHI.