

**Universitat de València
(Estudi General)**

Departament de Física Atòmica, Molecular i Nuclear

**Estudio de la resonancia Z^0
a través de la
dispersión Bhabha
a alto ángulo
en el experimento DELPHI**

**Tesis Doctoral
JUAN ZÚÑIGA ROMÁN
Septiembre 1993**

D. JUAN JOSÉ HERNÁNDEZ REY, Colaborador Científico del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (C.S.I.C.),

CERTIFICA:

Que la presente memoria "ESTUDIO DE LA RESONANCIA Z⁰ A TRAVÉS DE LA DISPERSIÓN BHABHA A ALTO ÁNGULO EN EL EXPERIMENTO DELPHI" ha sido realizada bajo mi dirección en el Instituto de Física Corpuscular de Valencia (Centro Mixto Universitat de València - CSIC) por D. Juan Zúñiga Román y constituye su tesis para optar al grado de doctor en Ciencias Físicas, por la Universitat de València.

Y para que conste, en cumplimiento de la legislación vigente, firmo el presente Certificado en Burjassot a 1 septiembre de 1993.

Juan José Hernández Rey



Visto Bueno del tutor: Emilio Higón Rodríguez



*A Conchi,
a mis padres,
y a mis hermanos*

Agradecimientos

En primer lugar, quisiera expresar mi agradecimiento a todos aquellos que, a lo largo de más de una década de trabajo, han hecho realidad el proyecto DELPHI. Los resultados presentados en esta tesis no habrían salido a la luz sin el enorme esfuerzo de los más de 500 físicos e ingenieros que componen la colaboración DELPHI. El hecho de haber estado trabajando y formar parte de dicha colaboración ha supuesto para mí una gran experiencia, tanto desde el punto de vista profesional como personal. Desde aquí, mi más sincero reconocimiento y admiración a todos sus miembros por la labor realizada y los éxitos conseguidos.

De manera especial, quisiera agradecer a Juanjo Hernández su dedicación y dirección constante en la realización de este trabajo. Su intuición física, sus buenas ideas, su entusiasmo y su gran sentido del humor han hecho posible no sólo la realización de este trabajo, sino también, crear un ambiente en el que, la labor de equipo y el contacto humano, han sido fundamentales.

Particularmente instructivas han sido las discusiones mantenidas con Gianni Zumerle, que en todo momento ha seguido de cerca este trabajo mostrándose siempre disponible a escucharme y a ayudarme con sus valiosos comentarios.

También quisiera expresar mi agradecimiento a D. Antonio Ferrer, actual director del Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, por su apoyo constante y por haberme brindado la oportunidad de trabajar en el Grupo de Física de Altas Energías de Valencia. Asimismo, quiero mencionar a Jorge Velasco, director del Instituto de Física Corpuscular, con quien dí mis primeros pasos en el mundo de las Altas Energías. A Emilio Higón por las enseñanzas recibidas y haber aceptado ser mi tutor.

Durante mis estancias en el CERN, he compartido buenos momentos con mucha gente que, de una u otra forma, han conseguido hacer más agradable el trabajo, a todos ellos mi más sincera gratitud. A Salvador Martí, Julio Lozano y Carlos Lacasta por haberme hecho sentir como en casa, a José Luis Contreras le agradezco el haber trabajado juntos y estar siempre dispuesto a echarme una mano, a Juan Fuster por sus consejos y sus aportaciones tan enriquecedoras, a Juanjo Gómez por su incondicional

apoyo, su dedicación y el interés que siempre ha mostrado en mi trabajo, a Eduardo Cortina por su amistad, a Javier Sánchez y Alfonso López por su ayuda y disposición en todo momento, a Juano Valls, Mar de Fez, Juan Abel Barrio y Antonio Bueno por su amistad y los buenos momentos que hemos pasado juntos, a Paolo Checchia y los demás miembros del *team 1* con los que he trabajado estrechamente en los últimos años, a Sacha Olshevski por haberme escuchado y aclarado tantas ideas y, en definitiva, a todos los que de una u otra forma me han ayudado.

No quisiera olvidar tampoco la inestimable ayuda de tantos amigos, así como la de los miembros y ex-miembros del Grupo de Altas Energías de Valencia a los que agradezco su reconocimiento, el trato recibido y el tiempo que me han dedicado, especialmente a Juan Nieves, Carmen García, José Salt, Victoria Castillo, Enrique Sanchís, Ramón Cases, Angel Sebastiá y Francesc Alted.

Índice

Introducción	1
I Introducción teórica	5
I.1 El Modelo Estándar	5
I.2 El Modelo Estándar de las Interacciones Electrodébiles (GWS)	7
I.3 La reacción $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(n\gamma)$	12
I.3.1 Secciones eficaces y anchuras a nivel árbol	12
I.3.2 El proceso $e^+e^- \rightarrow f^+f^-$ más allá del nivel árbol	14
I.3.2.1 Renormalización	14
I.3.2.2 Correcciones débiles	16
I.3.2.3 La aproximación de Born mejorada	17
I.3.2.4 Correcciones electromagnéticas	19
I.3.3 La asimetría de carga	22
I.3.4 El proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$	24
I.4 Programas de cálculo y simulación del proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$	26
II Dispositivo experimental	35
II.1 El acelerador LEP	35

II.1.1	Luminosidad	37
II.1.2	La medida de la energía	38
II.2	El detector DELPHI	40
II.2.1	Detectores de traza	42
II.2.1.1	El detector de microvértice, VD	43
II.2.1.2	El detector interior, ID	44
II.2.1.3	La cámara de proyección temporal, TPC	46
II.2.1.4	El detector exterior, OD	47
II.2.1.5	Cámaras hacia delante A y B	48
II.2.2	Calorímetros	49
II.2.2.1	La cámara de proyección de alta densidad, HPC	49
II.2.2.2	Calorímetro electromagnético hacia delante , FEMC	51
II.2.2.3	Calorímetro hadrónico, HAC	52
II.2.3	Detectores de centelleo	54
II.2.3.1	Contador de tiempo de vuelo, TOF	54
II.2.3.2	Zona hacia delante, HOF	54
II.2.4	Cámaras de muones	54
II.2.4.1	Cámara de muones en la zona de barril, MUB	55
II.2.4.2	Cámara de muones en la zona hacia delante, MUF	56
II.2.5	Monitores de luminosidad	56
II.2.5.1	Monitor a bajo ángulo, SAT	56
II.2.5.2	Monitor a muy bajo ángulo, VSAT	57
II.2.6	Detectores Cherenkov: RICH	57
II.2.6.1	Zona de barril , BRICH	57

II.2.6.2	Zona hacia delante, FRICH	58
II.2.7	El sistema de decisión o <i>Trigger</i>	59
II.2.7.1	El <i>trigger</i> de B1	60
II.2.8	El sistema de adquisición de datos	61
III	Reconstrucción, simulación y detección	65
III.1	Programas de reconstrucción y simulación	65
III.1.1	Descripción y constantes de calibración del detector	65
III.1.2	Simulación	66
III.1.3	Reconstrucción	67
III.1.3.1	Primera fase de reconstrucción	69
III.1.3.2	Segunda fase de reconstrucción	69
III.1.3.3	Identificación de partículas	69
III.1.3.4	Ajuste de vértices	70
III.1.4	PXDST	70
III.1.5	Visualización Gráfica	70
III.2	Detección y respuesta de DELPHI a los canales leptónicos	71
III.2.1	Caracterización de los sucesos leptónicos	71
III.2.2	Respuesta de la HPC	76
III.2.2.1	Reconstrucción de la energía	77
III.2.2.2	Reconstrucción espacial	81
III.2.3	Reconstrucción de trazas	82
III.2.4	Identificación de partículas mediante dE/dx	83
III.2.5	Pautas de reconocimiento en el detector exterior	86

IV Selección de sucesos y análisis	95
IV.1 Introducción	95
IV.2 Selección inicial de la muestra	96
IV.2.1 Clasificación de DELANA	96
IV.2.2 Selección de periodos	97
IV.3 Análisis I	98
IV.3.1 Criterios de selección	99
IV.3.2 Eficiencia de selección	101
IV.3.3 Eficiencias del <i>trigger</i>	105
IV.3.3.1 Eficiencias del <i>trigger</i> durante 1990, B1	106
IV.3.3.2 Eficiencias del <i>trigger</i> durante 1991	107
IV.3.4 Estimación del fondo	108
IV.3.5 Resultados y sistemática	110
IV.4 Análisis II	113
IV.4.1 Introducción	113
IV.4.2 El método	115
IV.4.3 Criterios de selección	117
IV.4.4 Resultados y sistemática	121
IV.5 Comparación entre ambos análisis	126
IV.6 Obtención de las secciones eficaces en el canal <i>s</i>	128
IV.7 Medida de las asimetrías de carga <i>forward-backward</i>	131
V Extracción de los parámetros de la resonancia Z^0	139
V.1 Introducción	139

V.2	El programa de ajuste: ZFITTER	140
V.2.1	Introducción	140
V.2.2	Correcciones QED	141
V.2.3	Aproximación independiente del modelo en función de las anchuras parciales	142
V.2.4	Aproximación independiente del modelo en función de constantes de acoplo efectivas	144
V.3	Ajuste de los datos del canal electrónico	145
V.4	Ajuste combinado de los datos hadrónicos y leptónicos	147
V.5	Interpretación de los resultados dentro del Modelo Estándar	150
V.5.1	El número de familias de neutrinos ligeros	150
V.5.2	Determinación de la masa del quark <i>top</i>	152
V.6	Límites inferiores de nuevas partículas	153
V.7	Comparación de los resultados con otros experimentos de LEP	153
	Conclusiones	157
A	El proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ a nivel árbol	161
B	La medida de la luminosidad	167
B.1	La medida del SAT	168
B.2	La medida del VSAT	171

Introducción

El acelerador de partículas LEP (*Large Electron Positron collider*) del Laboratorio Europeo de Física de Partículas, CERN, fue diseñado para hacer colisionar electrones contra positrones a energías que, en una primera fase, están en torno a los 91 GeV en el centro de masas. Estas colisiones tienen lugar, por tanto, en plena curva de resonancia del bosón intermediario Z^0 , lo que permite una abundante producción de dicha partícula. El estudio detallado de las propiedades de este bosón, una de las piezas claves del Modelo Estándar, y la medida precisa de otras magnitudes físicas relacionadas con su producción y desintegración, nos permiten verificar las predicciones de dicho modelo. Además, la precisión que puede alcanzarse con estas medidas no sólo permite la comprobación de su poder predictivo, sino también la búsqueda de pequeñas desviaciones del mismo que supongan indicios de nueva física.

Desde agosto de 1989, los cuatro experimentos instalados en el acelerador (ALEPH, DELPHI, L3 y OPAL) han registrado más de cinco millones de sucesos mediados por la resonancia Z^0 . Esto ha permitido estudiar con gran precisión las características intrínsecas de dicha partícula, tales como su masa y su anchura, así como sus características de producción y desintegración y, por tanto, sus acoplamientos a los diversos fermiones que componen el modelo.

La medida de las secciones eficaces de producción de pares $f\bar{f}$, en el rango de energías de la resonancia Z^0 , permite realizar estudios de la curva de excitación (*line-shape*) de dicha resonancia. Aproximadamente en un 70 % de los casos, el Z^0 se desintegra en un par quark-antiquark dando lugar a *jets* de hadrones. Por otra parte, un 10 % de las veces el Z^0 se desintegra en un par de leptones cargados, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ ó $\tau^+\tau^-$. El ajuste de las secciones eficaces de producción de cada uno de los canales anteriores permite obtener parámetros esenciales, tales como la masa de la resonancia, su vida media, la anchura de desintegración a un determinado canal y la sección eficaz de dicho canal en el pico de la resonancia. Por otra parte, el ajuste combinado de las secciones eficaces y las asimetrías de carga *forward-backward* proporcionan una medida de la intensidad de los acoplos del Z^0 a los distintos leptones y de su naturaleza vectorial y vectorial-axial.

Utilizando la medida de la masa del Z^0 , y haciendo uso de los valores conocidos de otras constantes que no son predichas por el Modelo Estándar, podemos predecir el resto de las magnitudes medidas y comprobar determinadas características del modelo como, por ejemplo, la universalidad de sus acoplos. Estas medidas permiten verificar el sector electrodébil de la teoría que, dada la precisión alcanzada, requiere la inclusión en las predicciones teóricas de órdenes superiores en el desarrollo perturbativo, las llamadas correcciones radiativas.

En el trabajo que se presenta a continuación realizamos un estudio de la reacción $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (n\gamma)$ en el anillo de colisiones LEP, a partir de los datos tomados en el experimento DELPHI durante los años 1990 y 1991. Este canal presenta algunas características que lo diferencian del resto de los canales leptónicos. Así por ejemplo, al tener el mismo tipo de partículas en el estado final que en el inicial, hay que tener en cuenta la contribución de los diagramas de intercambio de un bosón en el canal t y la de su interferencia con los diagramas de aniquilación en el canal s . Esta peculiaridad, como veremos en la memoria, requiere un tratamiento especial a la hora de obtener los resultados. Además, el canal electrónico es el único que permite una medida directa de su anchura de desintegración, Γ_e , puesto que el diagrama de aniquilación a través de un Z^0 , contiene electrones en ambos vértices.

El esquema de la presente memoria es el siguiente. En el capítulo I hacemos una breve introducción teórica al Modelo Estándar, y describimos la reacción $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(n\gamma)$ en el orden más bajo de teoría de perturbaciones. Así mismo, se discute la necesidad de introducir las llamadas correcciones radiativas y su influencia en la definición de los observables. Posteriormente, abordamos el caso especial del canal *Bhabha*, en el que los fermiones finales de la reacción son electrones. Tras comentar brevemente sus particularidades, que completamos con la inclusión de un apéndice al final de la memoria, realizamos una revisión general de la literatura relativa a dicho canal hasta llegar a los cálculos más recientes. En una última sección describimos los programas utilizados en el análisis.

En el capítulo II hacemos una breve introducción al dispositivo experimental. En primer lugar, describimos el anillo de colisiones LEP, poniendo énfasis en las técnicas utilizadas para medir la energía de los haces, y posteriormente describimos el detector DELPHI, tratando con más detalle aquellos subdetectores que son más relevantes para el análisis de la reacción $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(n\gamma)$ a alto ángulo.

En una primera parte del capítulo III describimos las herramientas utilizadas en el proceso de reducción de los datos. En una segunda parte, estudiamos las características más importantes de los sucesos leptónicos desde el punto de vista experimental, centrándonos especialmente en la respuesta de los detectores al paso de los electrones de alta energía.

Con el fin de controlar mejor las fuentes de error sistemático hemos llevado a cabo dos análisis basados en puntos de vista totalmente diferentes. En el primero de ellos la eficiencia de selección se estima a partir de una muestra de sucesos simulados mediante técnicas de Monte Carlo. En el segundo, la eficiencia se estima de forma empírica a partir de dos muestras de sucesos obtenidas mediante dos conjuntos de cortes independientes. Ambos análisis se describen con gran detalle en el capítulo IV, desde la selección de los sucesos hasta la obtención de las secciones eficaces y las asimetrías de carga.

En el capítulo V se presentan los valores obtenidos al ajustar los resultados del capítulo anterior. Una vez descrito el programa de ajuste utilizado, comentamos los diferentes ajustes realizados, así como los resultados de los mismos. Además de ajustar los datos obtenidos para el canal *Bhabha* por separado, se llevan a cabo ajustes globales a los datos procedentes de todos los canales leptónicos y del canal hadrónico.

Por último, exponemos las conclusiones más importantes extraídas del presente trabajo.

Capítulo I

Introducción teórica

I.1 El Modelo Estándar

Durante los últimos años han tenido lugar profundos avances en la comprensión de las interacciones entre partículas elementales. La idea de que dichas interacciones son distintas manifestaciones de una misma fuerza ha venido reforzada por las llamadas teorías *gauge*. En dichas teorías, las interacciones están mediadas por el intercambio de partículas cuya existencia puede derivarse de la imposición de ciertos principios de simetría. En particular, las ideas basadas en la invariancia bajo transformaciones de *gauge* locales han sido las más fructíferas. La exigencia de que las transformaciones locales de los campos fermiónicos no alteren la estructura dinámica de la teoría, obliga a introducir términos en la densidad lagrangiana que compensen la variación en los términos cinéticos. Dichos términos se interpretan entonces como partículas mediadoras de la interacción, son de espín entero y, en principio, carecen de masa; genéricamente se conocen como bosones. Las teorías basadas en principios de invariancia local reciben el nombre de teorías *gauge*. La aplicación y verificación experimental de las teorías *gauge* ha permitido la unificación de las interacciones electromagnética y débil (Teoría Electrodébil), y ha sentado las bases de una teoría de las interacciones fuertes (QCD). La Teoría Electrodébil junto con QCD constituyen lo que se conoce como el Modelo Estándar, el cual ofrece una visión global de todas las interacciones, salvo la gravitación.

La invariancia bajo el grupo de transformaciones de fase locales $U(1)$ da lugar al campo electromagnético, que es mediado por partículas sin masa llamadas fotones. Puesto que las fases son cantidades escalares que conmutan, se dice que $U(1)$ es un grupo abeliano. En 1954 C.N. Yang y R. Mills [1] generalizaron el principio de invariancia *gauge* al incluir en los factores de fase operadores matriciales que, en general,

no conmutan entre sí. Las teorías basadas en dichas transformaciones se denominan teorías *gauge* no abelianas. Yang y Mills intentaban transformar la conservación de isospín en las interacciones fuertes en una simetría local y, de este modo, obtener una teoría de las interacciones hadrónicas. Para ello utilizaron el grupo de rotaciones $SU(2)$. Una serie de hallazgos experimentales y avances teóricos en la comprensión de las interacciones fuertes pusieron de manifiesto la existencia de una estructura subnuclear formada por partículas que posteriormente serían identificadas con los quarks y gluones de nuestros modelos actuales. El formalismo creado por Yang y Mills se podía aplicar a las interacciones entre quarks mediante la invariancia bajo el grupo de simetría $SU(3)_C$ de color, lo que dió pie a la Cromodinámica Cuántica (QCD), que es la teoría *gauge* de las interacciones fuertes. Dichas interacciones son mediadas por ocho bosones llamados gluones, que carecen de masa y pueden autoacoplarse, pues ellos mismos transportan la carga de color.

En cuanto a las interacciones débiles, la teoría V-A [2], surgida a partir del modelo fenomenológico de Fermi [3], las interpretaba como una interacción de contacto entre corrientes. El modelo explicaba perfectamente los fenómenos de baja energía, sin embargo violaba el límite de unitariedad a altas energías. La introducción de bosones vectoriales intermediarios masivos (*IVB Theory, Intermediate Vector Boson*) solucionó los problemas de unitariedad, pero la teoría seguía sin ser renormalizable. La invariancia *gauge* de las teorías de Yang-Mills garantiza la renormalizabilidad, pero al igual que en QED, los bosones generados carecen de masa, puesto que la introducción de términos explícitos de masa en la densidad lagrangiana echa a perder la invariancia *gauge* de la teoría, que es lo que asegura su renormalizabilidad.

La solución vino dada por el mecanismo de Higgs [4], que introduce una nueva partícula escalar con un potencial de autointeracción. Estos términos hacen que el vacío de la teoría no sea invariante bajo las transformaciones de la simetría inicial, apareciendo términos de masa para los bosones intermediarios. Se dice entonces que la simetría se ha roto espontáneamente. Por otra parte, los acoplos de tipo Yukawa entre el Higgs y los fermiones de la teoría, dan también masa a éstos últimos, manteniendo la invariancia *gauge*. Una serie de pasos teóricos condujeron finalmente a un modelo consistente de las interacciones electrodébiles, el llamado modelo de Glashow-Weinberg-Salam (GWS) [5] [6] [7].

El modelo GWS propone la unificación de QED y las interacciones débiles mediante la introducción de una simetría $SU(2)_L \times U(1)$ rota espontáneamente por el mecanismo de Higgs. Tras la rotura espontánea de simetría de la teoría electrodébil, tres de los campos de *gauge* adquieren masa y uno permanece sin ella. El modelo asocia este bosón sin masa al fotón y sus interacciones con el electromagnetismo, dos de los bosones masivos, W^\pm , dan lugar a las corrientes cargadas de la interacción débil, y el bosón masivo restante, Z^0 , eléctricamente neutro, media las corrientes neutras de dicha interacción.

El modelo GWS no tuvo gran resonancia hasta que en 1971 't Hooft [8] probó que era una teoría renormalizable. Además, dicha teoría solucionó los problemas del modelo de Fermi y predijo la existencia del bosón Z^0 y del bosón de Higgs. A mediados de 1973 fueron descubiertas las corrientes neutras usando la cámara de burbujas Gargamelle en el CERN [9], cuando al incidir un haz de neutrinos contra un blanco nuclear se encontraron algunos sucesos sin leptones cargados en el estado final. En la década de los 80, con el aumento progresivo de la energía disponible en los anillos de colisión, pudieron detectarse los bosones intermediarios. Los experimentos UA1 y UA2, ubicados en el colisionador protón-antiprotón $S\bar{p}\bar{p}S$ del CERN, registraron los primeros candidatos W en 1982 [10] [11] y Z^0 en 1983 [12] [13].

I.2 El Modelo Estándar de las Interacciones Electrodébiles (GWS)

El sector electrodébil del Modelo Estándar viene descrito por la teoría GWS, la cual se basa en una teoría *gauge* con simetría $SU(2)_L \times U(1)$ rota espontáneamente por el bosón de Higgs. En esta sección expondremos, a grandes rasgos, los elementos básicos de dicha teoría.

Los constituyentes fundamentales de la materia, según el Modelo Estándar son fermiones (partículas de espín semientero), que se clasifican en quarks y leptones según sean sensibles a la fuerza fuerte o no. Estos fermiones se agrupan en familias o generaciones ¹ en las que las partículas de helicidad negativa forman dobletes bajo $SU(2)$ y las de helicidad positiva, singletes:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, e_R, \mu_R, \tau_R$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$$

La asimetría izquierda-derecha de las interacciones débiles se describe en términos de diferentes propiedades de transformación para los campos. De estas partículas, dos de ellas no han sido aún observadas experimentalmente: el quark *top* y el neutrino tauónico (ν_τ). Las masas de los leptones y de los quarks no vienen predichas por el modelo, por lo que han de ser medidas experimentalmente.

¹El Modelo Estándar no predice el número de familias existentes, sin embargo, de acuerdo con las medidas realizadas en LEP, las familias de neutrinos ligeros son tres.

Tanto quarks como leptones pueden caracterizarse por dos números cuánticos que definen sus transformaciones bajo $SU(2)$, llamados (por su analogía con el caso nuclear) isospín débil, I , y su tercera componente, I_3 . Las propiedades bajo $U(1)$ añaden un tercer número cuántico denominado hipercarga, Y . Entre estos números cuánticos, que clasifican los fermiones respecto a $SU(2)_L \times U(1)$, y la carga eléctrica se verifica la relación de Gell-Mann-Nishijima:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (I.1)$$

La exigencia de invariancia bajo el grupo de transformaciones $SU(2)_L \times U(1)$ conduce a la existencia de cuatro campos bosónicos vectoriales: un triplete de campos $W_\mu^{1,2,3}$ asociados a $SU(2)_L$, y un campo B^μ asociado a $U(1)$, con constantes de acoplo g_2 y g_1 respectivamente.

Los campos fermiónicos de helicidad negativa de cada familia de leptones y quarks se agrupan en dobletes de $SU(2)$:

$$\psi_j^L = \begin{pmatrix} \psi_{j+}^L \\ \psi_{j-}^L \end{pmatrix} \quad (I.2)$$

y los campos de helicidad positiva en singletes:

$$\psi_j^R = \psi_{j\sigma}^R \quad (I.3)$$

La parte de la densidad lagrangiana que describe estos campos fermiónicos viene dada por:

$$\mathcal{L}_F = \sum_j \psi_j^L i \gamma^\mu D_\mu \psi_j^L + \sum_{j,\sigma} \psi_{j\sigma}^R i \gamma^\mu D_\mu \psi_{j\sigma}^R \quad (I.4)$$

donde las derivadas normales ∂_μ han sido sustituidas por las derivadas covariantes correspondientes:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_2 I_a W_\mu^a + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (I.5)$$

induciéndose así la interacción de los fermiones con los campos de *gauge* o bosones. Estos bosones responden a la estructura de los campos de Yang y Mills, por lo que carecen de masa. Para dotarlos de masa la simetría ha de ser rota por el llamado mecanismo de Higgs. La posibilidad más sencilla para provocar la rotura espontánea de la simetría $SU(2)_L \times U(1)$, dejando el subgrupo electromagnético $U(1)$ sin romper,

consiste en acoplar a los bosones de *gauge* un doblete complejo de isospín débil con hipercarga $Y=1$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} \quad (\text{I.6})$$

siendo ϕ_+ y ϕ_0 campos escalares. Las partes del lagrangiano correspondientes al campo de Higgs son:

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (\text{I.7})$$

$$\mathcal{L}_Y = -g_l (\bar{\nu}_L \phi^+ l_R + \bar{l}_R \phi^- \nu_L + \bar{l}_L \phi^0 l_R + \bar{l}_R \phi^{0*} l_L) \quad (\text{I.8})$$

donde los acoplamientos de tipo Yukawa en (I.8) se introducen para proporcionar masa a los fermiones. El potencial de interacción:

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (\text{I.9})$$

se construye de tal forma que el valor esperado en el vacío v sea no nulo. Su relación con los parámetros del potencial V es:

$$v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}} \quad (\text{I.10})$$

con lo que el campo (I.6) puede escribirse entonces como:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ (v + H + i\chi)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (\text{I.11})$$

donde las componentes ϕ^+ , H y χ tienen ahora valores esperados en el vacío nulos. La componente real H describe partículas neutras escalares con masa:

$$M_H = \mu\sqrt{2} \quad (\text{I.12})$$

Las componentes del campo de Higgs se acoplan a los bosones de *gauge* mediante el término cinético de (I.7), dotándolos de masa según la expresión no diagonal siguiente:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{g_2}{2} v \right)^2 (W_1^2 + W_2^2) + \frac{v^2}{4} (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g_2^2 & g_1 g_2 \\ g_1 g_2 & g_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{I.13})$$

Mediante la siguiente transformación de los campos :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \quad (\text{I.14})$$

$$\begin{aligned} Z_\mu &= \cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu \\ A_\mu &= -\sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \end{aligned} \quad (\text{I.15})$$

el término de masas (I.13) se hace diagonal y las masas de los nuevos campos vienen dadas por:

$$M_W = \frac{1}{2}g_2 v \quad (\text{I.16})$$

$$M_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g_1^2 + g_2^2}v \quad (\text{I.17})$$

El ángulo de mezcla en (I.15), también llamado ángulo de Weinberg, viene dado por:

$$\cos \theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = \frac{M_W}{M_Z} \quad (\text{I.18})$$

Identificando A_μ con el campo electromagnético, y la carga eléctrica con la intensidad del acoplo de este campo con los fermiones, tenemos:

$$e = g_2 \sin \theta_W = g_1 \cos \theta_W \quad (\text{I.19})$$

Finalmente, de los acoplamientos de Yukawa en (I.8), se obtienen las masas de los fermiones:

$$m_f = g_f \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \frac{g_f}{g_2} M_W \quad (\text{I.20})$$

La consistencia del Modelo Estándar con el modelo de Fermi para $q^2 \ll M_W^2$ exige:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{e^2}{8 \sin^2 \theta_W M_W^2} \quad (\text{I.21})$$

igualdad que, junto a (I.18), permite expresar las masas de los bosones mediante parámetros conocidos:

$$M_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W} \frac{1}{\sin^2 \theta_W} \quad (\text{I.22})$$

$$M_Z^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{1}{\cos^2 \theta_W} \quad (\text{I.23})$$

Desde el punto de vista experimental, la producción de pares de fermiones en las colisiones e^+e^- permite comprobar las predicciones de la teoría. Los términos necesarios para el estudio de dichos procesos vienen dados en el lagrangiano (I.4), que expresado con los parámetros y campos físicos resulta:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = & -\frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \psi_f \\ & -e \sum_f q_f i \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f A_\mu \\ & -\frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma^5) \psi_f Z_\mu \end{aligned} \quad (\text{I.24})$$

donde ψ_f y $\bar{\psi}_f$ son los campos fermiónicos de quarks y leptones, T^+ y T^- los operadores escalera en el espacio de isospín débil, y v_f y a_f las constantes de acoplo vectorial y axial del bosón neutro Z^0 , dadas por:

$$v_f = \frac{I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad (\text{I.25})$$

$$a_f = \frac{I_3^f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad (\text{I.26})$$

siendo Q_f la carga en unidades de la carga del positrón, I_3^f la tercera componente de isospín del fermión. En la literatura es frecuente encontrar una definición alternativa de las constantes de acoplo del siguiente modo:

$$g_{V_f} = I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W \quad (\text{I.27})$$

$$g_{A_f} = I_3^f \quad (\text{I.28})$$

El primer término en (I.24) representa la interacción de corrientes cargadas, el segundo describe las interacciones electromagnéticas (QED) y el último, las interacciones débiles de corrientes neutras. Podemos despreciar el intercambio de bosones de Higgs, pues su acoplamiento a los fermiones conocidos es muy pequeño.

I.3 La reacción $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(n\gamma)$

I.3.1 Secciones eficaces y anchuras a nivel árbol

En el orden más bajo de teoría de perturbaciones, o aproximación de Born, contribuyen a la sección eficaz $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(n\gamma)$ los diagramas de Feynmann ilustrados en la figura I.1. Los dos primeros corresponden al intercambio de bosones en el canal s (aniquilación). Los dos últimos deben añadirse cuando los fermiones finales son idénticos a los iniciales, correspondiendo al intercambio de un bosón en el canal t . En lo que sigue, consideraremos sólo el caso de intercambio en canal s , dejando para una sección especial las peculiaridades del canal t .

Sin despreciar las masas de los fermiones finales, m_f , la sección eficaz diferencial puede expresarse en el sistema centro de masas del siguiente modo [14]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_C^f \sqrt{1 - 4\mu_f} \cdot \left\{ G_1(s)(1 + \cos^2 \theta) + 4\mu_f G_2(s) \sin^2 \theta + \sqrt{1 - 4\mu_f} G_3(s) \cdot 2 \cos \theta \right\} \quad (\text{I.29})$$

siendo θ el ángulo que forman el electrón incidente con el fermión saliente, $\mu_f = m_f^2/s$, donde s es la energía en el centro de masas al cuadrado, N_C^f es un factor de color, que vale 1 para leptones y 3 para quarks. Las constantes de acoplo axial y vectorial (I.25) y el propagador al orden más bajo:

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z^0} \quad (\text{I.30})$$

con:

$$\Gamma_Z^0 = \sum_f N_C^f \frac{\alpha}{3} M_Z \sqrt{1 - 4\mu_f} (v_f^2(1 + 2\mu) + a_f^2(1 - 4\mu_f)) \quad (\text{I.31})$$

determinan las funciones en la expresión (I.29) del siguiente modo:

$$\begin{aligned} G_1(s) &= Q_e^2 Q_f^2 + 2v_e v_f Q_e Q_f \text{Re}\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2) |\chi_0(s)|^2 \\ G_2(s) &= Q_e^2 Q_f^2 + 2v_e v_f Q_e Q_f \text{Re}\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)v_f^2 |\chi_0(s)|^2 \\ G_3(s) &= 2a_e a_f Q_e Q_f \text{Re}\chi_0(s) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_0(s)|^2 \end{aligned} \quad (\text{I.32})$$

Las ecuaciones anteriores corresponden al intercambio de un Z^0 y un fotón en el canal s (diagramas (a) y (b) de la figura I.1). El intercambio de un Higgs se desprecia, dado

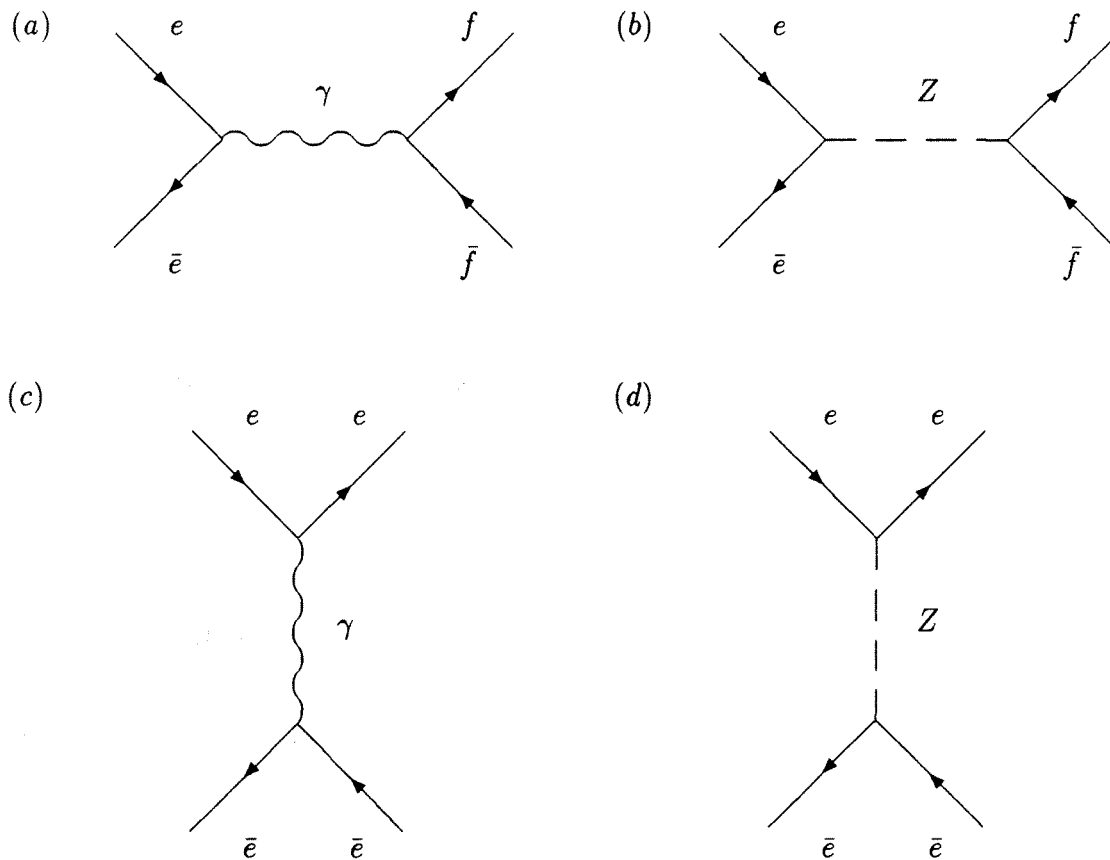


Figura I.1: Diagramas de Feynmann a nivel árbol correspondientes al proceso $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(n\gamma)$. Los dos primeros, (a) y (b), corresponden al intercambio de bosones en el canal s . Los dos últimos, (c) y (d), han de ser añadidos cuando $f = e$ correspondiendo al intercambio de bosones en el canal t .

que el acoplamiento de Yukawa al electrón es muy pequeño. Integrando para todos los ángulos y despreciando las masas de los fermiones obtenemos la sección eficaz total:

$$\sigma(s) = \frac{s}{(s - M_Z^2)^2 + (M_Z \Gamma_Z)^2} \left[\frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_f}{M_Z^2} + \frac{I(s - M_Z^2)}{s} \right] + \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_f^2 N_c^f \quad (I.33)$$

con:

$$I = -\frac{8\pi\alpha^2 Q_f N_e}{3} (v_f v_e) \quad (I.34)$$

El primer término en (I.33) corresponde al intercambio de un Z^0 en el canal s , el

segundo corresponde a la interferencia entre los diagramas de intercambio del fotón y el Z^0 , y el último término corresponde al intercambio de un fotón.

Despreciando los términos de masa en la expresión (I.31), la anchura de desintegración del bosón Z^0 a un par de fermiones, al orden más bajo en teoría de perturbaciones, es:

$$\Gamma^0 (Z \rightarrow f\bar{f}) = \frac{\alpha M_Z N_C}{3} (v_f^2 + a_f^2) \quad (\text{I.35})$$

La anchura total es la suma de las anchuras parciales tanto para quarks como para leptones:

$$\Gamma_Z = \sum_f \Gamma (Z \rightarrow f\bar{f}) \quad (\text{I.36})$$

I.3.2 El proceso $e^+e^- \rightarrow f^+f^-$ más allá del nivel árbol

En las fórmulas de la sección anterior no se han tenido en cuenta los términos superiores en el desarrollo perturbativo. Estos términos se denominan correcciones radiativas y su cálculo es necesario, puesto que sus efectos son más grandes que la precisión experimental alcanzada. A las energías de LEP, la contribución de estas correcciones al proceso $e^+e^- \rightarrow f^+f^-$ es de un 40% en el pico.

Las correcciones radiativas a primer orden se pueden clasificar de forma natural, en el esquema OS (*on-shell*, véase más adelante), en dos grandes grupos. En el primero se incluyen todos aquellos diagramas de Born donde se añade un fotón extra, bien como fotón real de radiación (*bremsstrahlung*), bien como fotón virtual en diagramas con lazos (*loops*). Dichas correcciones se denominan electromagnéticas. En el otro grupo se incluyen el resto de diagramas, y se denominan correcciones débiles.

Existen razones teóricas y experimentales que justifican dicha clasificación. En primer lugar, las correcciones electromagnéticas forman un subconjunto invariante *gauge*. Por otra parte, estas correcciones son sensibles a los cortes en las variables cinemáticas que se utilizan en el análisis de los datos, mientras que las débiles son independientes de dichos cortes.

I.3.2.1 Renormalización

El cálculo de las correcciones radiativas exige la elección de un conjunto de parámetros y un esquema de renormalización para hacer frente a las divergencias que aparecen

cuando se incluyen órdenes superiores. Aunque todos los esquemas de renormalización son en principio equivalentes, los resultados a un determinado orden pueden diferir para diferentes esquemas. En QED, el esquema preferido es el llamado *on-shell* (OS), en el que las masas de los fermiones (e, μ, \dots) se definen como los polos de los propagadores fermiónicos, y la única constante de acoplo, $\alpha = e^2/4\pi$, se define en el límite de Thomson ($Q^2 = 0$).

En $SU(2)_L \times U(1)$, la situación es más compleja, pues el lagrangiano en su forma simétrica bajo $SU(2)_L \times U(1)$ contiene como parámetros g_1, g_2 (las constantes de acoplo $SU(2)$ y $U(1)$), μ^2, λ (coeficientes del potencial de Higgs) y g_f (constantes de acoplo Yukawa entre Higgs y fermiones). Estos parámetros no pueden medirse experimentalmente, por lo que es preferible utilizar el siguiente conjunto:

$$\alpha, M_W, M_Z, M_H, m_f \quad (\text{I.37})$$

Salvo M_H y m_t , que se dejan como parámetros libres, los demás pueden obtenerse experimentalmente. El esquema de renormalización que utiliza estos parámetros y establece su significado físico mediante condiciones apropiadas de renormalización se llama esquema *on-shell* (OS) y fue propuesto por primera vez por Ross y Taylor [15]. Todos los parámetros se definen como cantidades en la capa de masas, la constante α en el límite de Thomson, y las masas de las partículas como los polos de sus correspondientes propagadores. Este esquema de renormalización presenta múltiples ventajas [16]: además de que todos sus parámetros tienen un significado físico y pueden ser medidos experimentalmente, la sección eficaz del proceso Thomson, a partir del cual se extrae la constante de estructura fina, α , es exacta a todos los órdenes de teoría de perturbaciones. Por otra parte, dicho esquema permite separar de forma natural las correcciones a un *loop* del proceso $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ en correcciones QED y puramente débiles, lo que facilita su implementación en los programas de Monte Carlo.

El ángulo de mezcla, en su definición más sencilla en términos de las masas de los bosones, queda como:

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (\text{I.38})$$

tal y como propuso Sirlin [17]. Dicha definición es independiente del proceso específico y es válida para todos los órdenes de la teoría perturbativa. Normalmente el seno del ángulo de Weinberg se define como:

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{\rho M_Z^2} \quad (\text{I.39})$$

donde ρ representa la relación entre la fuerza de los acoplos por corrientes cargadas y corrientes neutras. Para la versión mínima del modelo (MSM, *Minimal Standar Model*), que contiene sólo dobletes de Higgses, se tiene $\rho = 1$.

Por razones de precisión es preferible reemplazar la masa M_W (relativamente mal determinada experimentalmente) por la constante de Fermi, que se obtiene a partir de la medida de la vida media del muón. Dentro del Modelo Estándar, adoptando el esquema OS e incluyendo correcciones radiativas de órdenes superiores, la relación (I.21) queda modificada del siguiente modo:

$$G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_Z^2 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \times \frac{1}{1 - \Delta r} \quad (\text{I.40})$$

donde $\Delta r = \Delta r(\alpha, m_W, m_Z, m_H, m_f)$ es una cantidad que incorpora los efectos de las correcciones $\mathcal{O}(\alpha)$ a la desintegración del muón en el esquema OS. La relación anterior permite sustituir M_W por la cantidad G_F , mejor determinada.

Los términos dominantes de la cantidad Δr pueden resumirse como:

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + (\Delta r)^{\text{resto}} \quad (\text{I.41})$$

siendo $\Delta\alpha$ la corrección a la constante de estructura fina para adaptarla a la escala de energía del Z^0 . A ella contribuyen las masas de los fermiones ligeros. El segundo término depende de la masa del quark *top* de forma cuadrática:

$$\Delta\rho \simeq \frac{3G_F m_t^2}{8\pi^2 \sqrt{2}} \quad (\text{I.42})$$

siendo $\Delta\rho$ la corrección al parámetro ρ . Por último, $(\Delta r)^{\text{resto}}$ depende de la masa del Higgs de forma logarítmica.

I.3.2.2 Correcciones débiles

La evaluación de estas correcciones es compleja, pero han sido rigurosamente estudiadas y calculadas con una precisión mayor que las actuales medidas experimentales. Pueden clasificarse en tres grandes grupos:

- **Correcciones al propagador.**- Consisten en las correcciones a los propagadores de los bosones (véase la figura I.2). En estas correcciones intervienen todas las masas de las partículas del modelo, en particular la masa del Higgs y la

del quark *top*. El cálculo de estas correcciones presenta la dificultad de que existen diagramas en los que el fotón y el Z^0 aparecen mezclados. La contribución más importante viene de la autoenergía del Z^0 . Las correcciones al propagador del fotón se reducen a expresar la constante de acoplo α a las energías del Z^0 . Por último, aquellos diagramas con fotón y Z^0 mezclados pueden interpretarse como correcciones a los vértices, pues modifican las constantes de acoplo para las corrientes neutras.

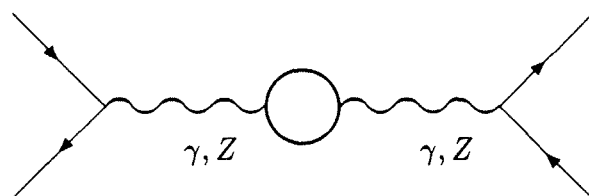


Figura I.2: Correcciones débiles al propagador para el proceso $e^+e^- \rightarrow f^+f^-$. Para el caso en que $f = e$ hay que tener en cuenta otros diagramas adicionales.

- **Correcciones de vértice.**- Son las correcciones a los vértices (figura I.3) y pueden resumirse en términos de factores de forma vectoriales y axiales para los vértices Zff y γff . Dichos factores modifican las constantes de acoplo, pudiéndose definir unas constantes de acoplo efectivas que absorban las correcciones. A diferencia de las correcciones al propagador, éstas no son universales, pues dependen de los fermiones del estado final.
- **Correcciones de caja.**- Consisten en diagramas con intercambio múltiple de bosones entre el par de fermiones del estado inicial con el par de fermiones del estado final (figura I.3). Tienen poca influencia en los observables para energías próximas al Z^0 . La sección eficaz cambia menos de un 0.02 % en el pico

I.3.2.3 La aproximación de Born mejorada

Los principales efectos de las correcciones débiles pueden incorporarse considerando una amplitud semejante a la de Born en la estructura formal, pero con factores o cantidades efectivas que incluyan las correcciones más significativas en términos de los parámetros del modelo. A dicha aproximación se le llama Aproximación de Born Mejorada (*Improved Born Approximation*) y técnicamente consiste en las siguientes sustituciones:

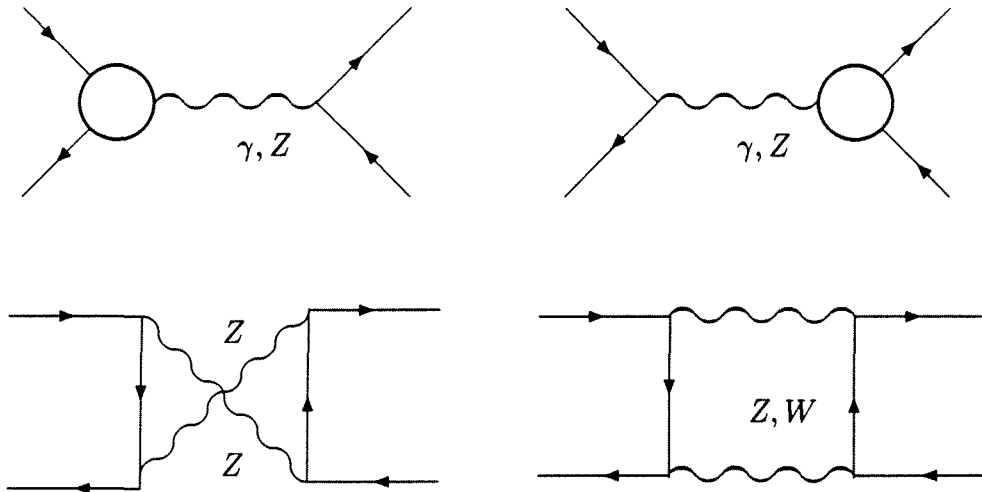


Figura I.3: Correcciones de vértice y de caja para el proceso $e^+e^- \rightarrow f^+f^-$. Para el caso en que $f = e$ hay que tener en cuenta diagramas adicionales.

- El seno del ángulo de Weinberg por un valor efectivo (\bar{s}_W^2) que contiene las correcciones a los propagadores con mezcla de fotón y Z^0 :

$$\bar{s}_W^2 = s_W^2 - c_W s_W \text{Re} \frac{\Pi_{\gamma Z}(s)}{1 + \Pi_{\gamma\gamma}(s)} \quad (\text{I.43})$$

- La constante de acoplo α por su valor renormalizado a la escala del Z^0 :

$$\alpha \rightarrow \alpha(M_Z) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha} \quad (\text{I.44})$$

donde $\Delta\alpha$ incluye la contribución de la autoenergía del fotón.

- Insertando el factor $\rho = 1/(1 - \Delta\rho)$ en las relaciones entre las masas de los bosones y entre G_F y m_Z :

$$\begin{aligned} \frac{M_W^2}{M_Z^2} &= \rho \bar{c}_w^2 \\ \frac{\pi\alpha M_Z^2}{\sqrt{2}G_F} &= \rho M_Z^2 \bar{s}_w^2 \bar{c}_w^2 \end{aligned} \quad (\text{I.45})$$

con:

$$\Delta\rho \simeq \frac{3G_F m_t^2}{8\sqrt{2}\pi^2} - \frac{11G_F M_Z^2 \sin^2 \theta_w}{12\pi^2 \sqrt{2}} \ln\left(\frac{m_H}{m_W}\right) \quad (\text{I.46})$$

que contiene las dependencias en la masa del *top* y del Higgs.

- Las correcciones de $\mathcal{O}(\alpha^2)$ al propagador del Z^0 se tienen en cuenta reemplazando en éste la anchura fija, Γ_Z , por una anchura dependiente de s :

$$M_Z\Gamma_Z \rightarrow \frac{s}{M_Z^2}M_Z\Gamma_Z \quad (\text{I.47})$$

- Las constantes de acoplo de las corrientes neutras se modifican de forma que incluyan las correcciones de vértice y las correspondientes a la mezcla γ - Z en el propagador:

$$\hat{a}_f = a_f + \hat{F}_A^{Zf}(s) \equiv \sqrt{\hat{\rho}_f}a_f \quad (\text{I.48})$$

$$\hat{v}_f = I_3^f - 4\bar{s}_W^2Q_f + \hat{F}_V^{Zf}(s) \equiv \sqrt{\hat{\rho}_f}(I - 4\kappa_f\bar{s}_W^2Q_f) \quad (\text{I.49})$$

siendo ρ_f y κ_f cantidades no universales que dependen del tipo de fermión en el estado final; en especial tienen importancia para el quark *b* por su acoplamiento con el *top* en la corrección de vértice.

La anchura total en esta aproximación queda:

$$\Gamma_Z = \frac{M_Z}{24\pi\sqrt{2}}G_\mu M_Z^2 \sum_f \rho_f N_c \left[1 + (2I_3^f - 4|Q_f|\kappa_f\bar{s}_W^2)^2 \right] \quad (\text{I.50})$$

I.3.2.4 Correcciones electromagnéticas

Las correcciones electromagnéticas vienen representadas por los diagramas de Feynman que se obtienen al añadir uno o más fotones reales o virtuales a los diagramas a nivel árbol. Aunque son menos interesantes que las correcciones débiles, dado que dependen de la parte QED, bien conocida, de la teoría electrodébil, su contribución a la sección eficaz es muy superior a la de aquellas, modificando notablemente la forma de la resonancia.

Cuando el momento del fotón radiado es pequeño comparado con la energía del haz, la corrección debida a la emisión de dicho fotón factoriza la sección eficaz en el término original no radiativo por un factor de radiación. Esto se conoce como aproximación de fotones blandos (*soft photon approximation*), y simplifica enormemente la incorporación de dicha corrección. La emisión de fotones reales puede dividirse, entonces, a efectos prácticos en dos partes: emisión de fotones blandos (*soft bremsstrahlung*, $E_\gamma < k_0$) y

emisión de fotones duros (*hard bremsstrahlung*, $E_\gamma > k_0$), siendo k_0 un umbral arbitrario tal que $k_0 \ll E_{\text{haz}}$. Por supuesto, los resultados de cualquier cálculo no han de depender de la elección de un parámetro arbitrario como es el k_0 .

Cuando el momento del fotón tiende a cero, la emisión de fotones blandos diverge. Sólo cuando se incluyen las correcciones debidas a los fotones virtuales, la sección eficaz se hace finita. Desde un punto de vista experimental, los estados finales de ambos procesos son indistinguibles, por lo que es lógico tratarlos de forma conjunta. Este fenómeno se conoce como cancelación infrarroja, y se cumple a todos los órdenes de teoría de perturbaciones, según demostraron Yennie, Frautschi y Suura [18].

La contribución de los fotones duros también puede calcularse analíticamente bajo ciertas condiciones. No obstante, la mayor complejidad del espacio fásico y la fuerte dependencia de esta contribución con los cortes experimentales conducen a que la forma más conveniente de calcularlas sea mediante técnicas de Monte Carlo.

Es importante hacer notar que si el valor de k_0 es muy grande, la aproximación de fotones blandos no es aplicable, dado que ésta sólo es válida para momentos del fotón pequeños, especialmente cuando estamos alrededor de la resonancia, pues la sección eficaz varía fuertemente con la energía ². Por otra parte, a medida que k_0 se hace más pequeño, la corrección *soft* se hace cada vez más negativa, con lo que ciertas zonas del espacio de fase pueden tener una probabilidad total negativa, imposibilitando la aplicación del método de Monte Carlo.

Estos problemas desaparecen cuando consideramos órdenes superiores. En particular, para los fotones blandos es posible calcular la contribución de los términos dominantes a todos los órdenes de teoría de perturbaciones mediante las llamadas técnicas de exponenciación. Mientras la sección eficaz corregida a primer orden se hace infinitamente negativa cuando el momento del fotón tiende a cero, corregida a todos los órdenes tiende a cero. Este es el teorema de Bloch-Nordsieck [20], que afirma que no hay proceso de colisión sin radiación o *bremsstrahlung*.

Con objeto de calcular la sección eficaz total es conveniente dividir las correcciones QED en correcciones de estado final, estado inicial e interferencia. La contribución más importante proviene de la radiación en el estado inicial. Al estar en una resonancia, dicha radiación altera el tamaño y la forma de la resonancia considerablemente. La disminución de energía en el centro de masas hace que aquellos estados con energías mayores que M_Z contribuyan de forma efectiva, apareciendo una cola a energías superiores. Además, la sección eficaz en el pico disminuye y sufre un ligero desplazamiento.

De acuerdo con el teorema de factorización [21], la sección eficaz a las energías

²En el caso de LEP 100, la energía del fotón emitido en el pico ha de ser $k_\gamma \ll \Gamma_Z/M_Z$, y más pequeña aún en la pendiente ($\sqrt{s} \sim M_Z \pm \Gamma_Z/2$) [19].

de la resonancia puede expresarse convolucionando la sección eficaz corregida por las correcciones débiles (σ_W) con funciones que describen los procesos radiativos, tanto en el estado inicial como en el final. Así, cuando una partícula incidente del haz, de energía E_b , emite un fotón de energía k , la energía disponible en la colisión cambia de s a $s' = s(1 - k/E_b)$. Para el caso de la radiación en el estado inicial podemos expresar la sección eficaz como:

$$\sigma(s) = \int_{z_0}^1 \sigma_W(sz) \times G(sz, s) dz \quad (\text{I.51})$$

donde $z = s'/s$ y $z_0 = 4m_f^2/s$.

En general, la función $G(z)$ puede expresarse como un desarrollo en serie de potencias de la forma:

$$G(z) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n \sum_{i=0}^n a_{ni} L^i \quad (\text{I.52})$$

donde los términos $L^n = \ln^n(s/m_e^2)$ son los llamados logaritmos dominantes (*leading logs*), especialmente relevantes a las energías de LEP (100 GeV). Los coeficientes a_{ni} tienen en cuenta las correcciones debidas a la emisión de fotones blandos, tanto reales como virtuales, y las debidas a la emisión de fotones duros. Dichos coeficientes han sido calculados explícitamente hasta $\mathcal{O}(\alpha^2)$ [22]. Sin embargo, pueden obtenerse aproximaciones aceptables aplicando el método de las funciones de estructura de QCD a QED [23] [24] [25]. Normalmente, con este método es posible obtener la contribución de los logaritmos dominantes hasta un determinado orden (LLA, *leading log approximation*) e incluso la contribución de los términos logarítmicos siguientes (*next-to-leading*). La comparación del cálculo explícito hasta segundo orden [22] con los cálculos en la aproximación LLA ponen de manifiesto la validez de dicha aproximación.

Las partes que corrigen por la emisión de fotones blandos en los coeficientes a_{ni} presentan un comportamiento regular en los términos dominantes, por lo que su contribución a todos los órdenes puede calcularse mediante las técnicas de exponenciación, las cuales no están unívocamente definidas, existiendo distintas aproximaciones para la función $G(z)$. Una discusión de dichas aproximaciones puede encontrarse en [26].

En cuanto a las correcciones debidas a la radiación en el estado final, si consideramos la sección eficaz total, el teorema de Kinoshita Lee y Nauenberg [21] garantiza la no existencia de logaritmos dominantes. En este caso las correcciones de estado final pueden tenerse en cuenta con un factor multiplicativo del siguiente modo:

$$\sigma \rightarrow \sigma \times (1 + \delta_{QED}) \quad (\text{I.53})$$

con

$$\delta_{QED} = \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2 \simeq 1.0017 \quad (\text{I.54})$$

Sin embargo, los dispositivos experimentales exigen la aplicación de cortes que modifican considerablemente el espacio de fases del estado final. Además, dicho espacio de fases dependerá de la cantidad de energía perdida en forma de radiación en el estado inicial, por lo que, como vimos anteriormente, es preferible considerar la radiación en el estado final convolucionando con funciones de radiación adecuadas. Así, en la referencia [27] se utiliza el método de las funciones de estructura, tanto para la radiación en el estado inicial como final. En [28] se dan algunos resultados sobre exponenciación de fotones blandos en el estado final y su implementación en programas de Monte Carlo. La interferencia entre radiación en el estado final e inicial cerca del pico es muy pequeña (del orden de 10^{-3}), lo que puede entenderse por la separación espacio-temporal que supone la producción de un bosón intermediario.

I.3.3 La asimetría de carga

Desde el punto de vista experimental, la asimetría de carga *forward-backward* en los procesos $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, adquiere especial relevancia, pues proporciona información sobre los parámetros de la teoría electrodébil, en particular sobre las constantes de acoplamiento axial y vectorial (a_f y v_f) y el ángulo de Weinberg ($\sin\theta_W$). Dicha asimetría tiene su origen en el hecho de que el Z^0 se acopla de forma diferente a los fermiones según la helicidad de éstos.

La asimetría de carga se define como:

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \quad (\text{I.55})$$

donde:

$$\sigma_F = 2\pi \int_0^1 d(\cos\theta) \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad ; \quad \sigma_B = 2\pi \int_{-1}^0 d(\cos\theta) \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{I.56})$$

La asimetría a nivel árbol viene dada por:

$$A_{FB}^0 = \frac{3}{4} \frac{G_3(s)}{G_2(s) + 2\mu_f G_2(s)} \sqrt{1 - 4\mu_f} \quad (\text{I.57})$$

donde las funciones $G(s)$ son las dadas en (I.32).

Despreciando el efecto de las masas y los términos en $(\Gamma_Z/M_Z)^2$, la asimetría en el pico de la resonancia queda como:

$$A_{FB}^0 = 3 \frac{a_e v_e}{(a_e^2 + v_e^2)} \frac{a_f v_f}{(a_f^2 + v_f^2)} = \frac{3}{4} A_e A_f \quad (\text{I.58})$$

con:

$$A_f = \frac{2 a_f v_f}{(a_f^2 + v_f^2)} = \frac{2(1 - 4|Q_f|s_W^2)}{1 + (1 - 4|Q_f|s_W^2)^2} \quad (\text{I.59})$$

Los resultados anteriores han de ser corregidos, al igual que en el caso de la sección eficaz, por los efectos de las correcciones radiativas. Respecto a las correcciones débiles, se sigue la misma filosofía, que consiste en absorber las correcciones en cantidades efectivas. La asimetría en el pico se expresa entonces como:

$$A_{FB} = \frac{3}{4} \bar{A}_e \bar{A}_f + \Delta A_{FB}^{imag} + \Delta_{FB}^{vertex,box} \quad (\text{I.60})$$

donde \bar{A}_e y \bar{A}_f se obtienen a partir de (I.59) sustituyendo s_W^2 por \bar{s}_W^2 . Ambas correcciones son muy pequeñas (~ 0.002), llegando en algunos casos a cancelarse mutuamente. La contribución $\Delta_{FB}^{vertex,box}$ no es universal, pues depende de los fermiones producidos.

Las correcciones de QED más importantes son, al igual que en la sección eficaz, las debidas a la emisión de fotones en el estado inicial, siendo las correcciones del estado final y la interferencia entre ambas muy pequeñas para cortes no muy estrictos en las variables de los fermiones salientes. Puesto que la asimetría es una función que varía rápidamente con la energía, la emisión de fotones en el estado inicial la modifica notablemente. El efecto neto es una reducción global de la asimetría llegando a alcanzar en el pico un valor $\delta A_{FB} \simeq -0.025$, que es del mismo orden que la propia asimetría. El tratamiento que se sigue es similar al que vimos en la sección anterior, convolucionando mediante una función que tiene en cuenta los efectos de la radiación:

$$A_{FB}(s) = \frac{1}{\sigma_T(s)} \int_{z_0}^1 dz \frac{4z}{(1+z)^2} H(z) \sigma_{FB}(zs) \quad (\text{I.61})$$

donde $\sigma_{FB} = \sigma_F - \sigma_B$, $H(z)$ es la función radiadora y el factor $4z/(1+z)^2$ tiene en cuenta el cambio de sistema de referencia en la emisión de fotones duros.

Una discusión más detallada sobre las correcciones radiativas en la asimetría de carga *forward-backward* puede encontrarse en [29].

I.3.4 El proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (n\gamma)$

El proceso de colisión $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (n\gamma)$ se denomina también colisión *Bhabha*, puesto que fue originariamente descrito, en el marco de QED, por Homi Bhabha [30]. A diferencia del resto de canales leptónicos, aquí hemos de incluir los diagramas correspondientes al intercambio de bosones en el canal t (véase la figura I.1). El interés de esta reacción en LEP es doble:

- En primer lugar, la medida de la sección eficaz a pequeños ángulos permite determinar la luminosidad del haz con gran precisión. Esto se debe fundamentalmente a dos razones: por una parte, la sección eficaz en esta región viene dominada por el intercambio de un fotón en el canal t , por lo que el proceso puede describirse con gran precisión en el contexto de QED; por otra parte, la sección eficaz aumenta notablemente a medida que disminuye el ángulo, lo cual disminuye el error estadístico en la determinación de la luminosidad.
- Para ángulos de dispersión grandes ($\theta \geq 40^\circ$), la contribución más importante viene dada por la producción de un Z^0 en el canal s ; por lo tanto, el análisis de este proceso a alto ángulo permite realizar estudios de gran precisión de la teoría electrodébil. En particular, permite realizar una medida directa de las constantes de acoplo entre el Z^0 y el electrón, ya que el estado inicial también contiene electrones. En la producción de otro tipo de fermiones en el estado final, para obtener las constantes de acoplo del Z^0 a dichos fermiones es necesario conocer de antemano los acoplos al electrón, o bien suponer universalidad.

Por otro lado, los sucesos de tipo *Bhabha* radiativos constituyen un serio *background* para aquellos canales que también contienen un fotón en el estado final.

Puesto que hay cuatro diagramas en la aproximación de Born, tendremos diez contribuciones a la sección eficaz; cuatro corresponden a las cuatro amplitudes elevadas al cuadrado, siendo las seis restantes términos de interferencia (véase el apéndice A).

Las correcciones radiativas QED se conocen completamente hasta primer orden y se caracterizan por la aparición de factores logarítmicos que proceden de las divergencias infrarrojas y colineales. En la referencia [31] y para energías fuera de la resonancia, se encuentran expresiones analíticas hasta primer orden por la emisión de fotones blandos y para las correcciones virtuales, mientras que la parte *hard* se calcula numéricamente. Estas expresiones sirven de base para el generador de Monte Carlo a bajo ángulo (OLDBAB) [32], el cual contempla la emisión de fotones duros a cualquier ángulo, en particular la emisión de fotones colineales no detectados. En [33] se dan expresiones analíticas que corrigen la sección eficaz para la emisión de fotones

duros colineales, siempre que las resoluciones energética y angular no sean muy altas. En [34], el generador BHLUMI solventa los problemas relacionados con el k_0 mediante las técnicas de exponenciación para fotones blandos y trata también la emisión de un fotón duro incluyendo parte de las correcciones de segundo orden.

Cuando el ángulo de dispersión aumenta, no sólo hay que tener en cuenta las correcciones QED, sino también las correcciones débiles alrededor de la resonancia. Los primeros cálculos de las correcciones radiativas débiles fueron obtenidos en [35] para energías fuera de la resonancia. En [36], para energías en torno a la resonancia, se tienen en cuenta las correcciones QED con ciertas simplificaciones, las correcciones débiles más importantes se contemplan sólo a través de la redefinición de la masa y la anchura del Z^0 , despreciándose, por tanto, los términos de orden $(\alpha/\pi) \ln(s/M_Z^2)$. Además, mediante técnicas de exponenciación, se tiene en cuenta la emisión múltiple de fotones blandos a todos los órdenes. En [37], se consideran las correcciones QED hasta primer orden de forma compacta, sin simplificaciones, incluyendo exponenciación de fotones blandos a todos los órdenes y emisión de fotones duros colineales. En [38], se obtienen de forma numérica todas las correcciones débiles a primer orden y la contribución de fotones blandos se corrige mediante exponenciación. En [39], se incluye, además, la corrección debida a la emisión de fotones duros, aunque la parte *soft* se corrige sólo hasta primer orden (sin exponenciación). En [40], se dan expresiones analíticas que incluyen correcciones electromagnéticas, tanto virtuales como emisión de fotones blandos, y correcciones débiles hasta primer orden. Los resultados ponen de manifiesto la importancia de éstas últimas, en particular la de la autoenergía del Z^0 y en menor medida la corrección de vértice Ze . Las fórmulas analíticas de [40] se utilizan en [41] junto con un tratamiento numérico de la contribución de fotones duros, dando pie a un generador de Monte Carlo que se conoce habitualmente como BABAMC.

Debido a la precisión experimental que puede alcanzarse en LEP, es necesario incluir también las correcciones a segundo orden. Para el caso en que los fermiones finales son muones, dichas correcciones han sido calculadas de manera explícita [22]. En las colisiones *Bhabha*, el cálculo a segundo orden se complica, pues el número de diagramas a tener en cuenta es mayor y la integración del espacio fásico más compleja. Sin embargo, como vimos en la sección I.3.2.4, es posible llevar a cabo una estimación considerando los logaritmos dominantes de las correcciones radiativas haciendo uso del método basado en las funciones de estructura. Dicho método ha sido recientemente aplicado a las colisiones *Bhabha*. Así, para colisiones a bajo ángulo, en [42] se calculan las correcciones QED hasta segundo orden en la aproximación LLA, exponenciándose los fotones blandos a todos los órdenes. Para colisiones a ángulos mayores destacan los resultados de [43], que contiene el cálculo completo de la sección hasta primer orden e incluye las correcciones dominantes de segundo orden, también en la aproximación LLA. Los fotones blandos se exponencian a todos los órdenes y se incluyen las correcciones débiles hasta primer orden en las correcciones de vértice y hasta segundo orden en

la parte imaginaria de la autoenergía del Z^0 . Los métodos de [42] y [43] han dado lugar al programa de ordenador denominado ALIBABA, que permite el cálculo de secciones eficaces en diferentes condiciones experimentales. Teniendo en cuenta la precisión de las integraciones numéricas necesarias, y dado que no se incluyen las correcciones no dominantes a segundo orden, los autores de ALIBABA aseguran una precisión de al menos el 0.5 %.

El formalismo de las funciones de estructura es utilizado también en [44] y [45] para alto y bajo ángulo, respectivamente. En dichas referencias, las funciones de radiación utilizadas [27] contienen las correcciones QED para fotones blandos, a todos los órdenes en los términos dominantes y parte de los no dominantes, y la contribución de los fotones duros, hasta primer orden completamente y hasta segundo en la aproximación LLA. Además, una serie de factores adicionales tienen en cuenta los términos no dominantes y constantes: a primer orden según los resultados de [37], y para emisión de dos fotones blandos según los resultados de [46]. Las correcciones puramente débiles se tienen en cuenta siguiendo las prescripciones de la llamada aproximación de Born mejorada [14], y los efectos de la polarización del vacío para el fotón, tal y como se describen en [47]. Los resultados de [44] y [45] pueden obtenerse mediante el programa de ordenador 40THIEVES.

En [48], los autores de 40THIEVES estudian los efectos de las correcciones puramente débiles desde dos puntos de vista diferentes. Por un lado, se tienen en cuenta todas las correcciones débiles a primer orden, incluyendo además todos los términos dominantes de órdenes superiores. Por otra parte, la aproximación de Born mejorada utilizada en [44] y [45] es sustituida por una versión más completa (40THIEVES 6.1). Tanto para alto como bajo ángulo, la discrepancia entre ambos puntos de vista es, en el peor de los casos, del 0.2 %. Además, las correcciones puramente débiles utilizadas se comparan con otros cálculos recientes en la literatura [49], presentando una discrepancia inferior al 0.2 %. En [48], también se comparan los resultados entre 40THIEVES y ALIBABA, encontrándose diferencias del (0.6-0.7) % en el peor de los casos, con una desviación absoluta máxima inferior al 0.3 % para $\sqrt{s} = M_Z$.

I.4 Programas de cálculo y simulación del proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (n\gamma)$

Acabamos este capítulo describiendo con más detalle los programas de cálculo de secciones eficaces que hemos utilizado en el análisis de la reacción $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (n\gamma)$ a alto ángulo. En primer lugar, para poder simular la respuesta del detector a los sucesos *Bhabha* a alto ángulo es necesario un generador de sucesos Monte Carlo capaz de proporcionar los cuadrimentos de las partículas en el estado final. En el análisis

presentado en esta tesis, hemos utilizado como generador de sucesos Monte Carlo el conocido como BABAMC, puesto que actualmente es el único generador disponible para este tipo de sucesos. El programa contiene expresiones de la sección eficaz que incluyen correcciones débiles hasta orden $\mathcal{O}(\alpha)$, y los efectos debidos a la emisión de un fotón blando virtual o real.

La inclusión de los efectos debidos a la emisión de un fotón duro tiene la complejidad propia de los problemas a tres cuerpos. La sección eficaz depende de cuatro variables, presentando variaciones bruscas en determinadas zonas del espacio de fases, como al producirse la emisión colineal de fotones en el estado inicial o final. Por otra parte, el conjunto de variables que mejor define cada una de estas situaciones es diferente. Para evitar este problema, los autores de BABAMC proponen una integración de la sección eficaz mediante técnicas de Monte Carlo basadas en una aproximación multicanal; es decir, la sección eficaz total es separada en cinco contribuciones o canales, cada uno de los cuales es dominante en una situación cinemática determinada. La división en canales facilita el uso de las variables adecuadas para describir las zonas del espacio fásico donde la sección eficaz cambia bruscamente. La generación de sucesos se realiza eligiendo uno de los diferentes canales según las probabilidades relativas de cada canal, que vienen dadas por las secciones eficaces aproximadas de cada uno de ellos. Una vez elegido el canal, el suceso es generado de acuerdo con la distribución de la sección eficaz correspondiente.

La ausencia de correcciones débiles de orden $\mathcal{O}(\alpha^2)$ y de los efectos de la emisión múltiple de fotones blandos hacen que BABAMC no sea adecuado para realizar ajustes o correcciones a las secciones eficaces medidas experimentalmente, por lo que su utilización en esta tesis se limita a la generación de sucesos para estudiar la respuesta del detector.

Según hemos podido constatar en la sección anterior, la precisión alcanzada durante los últimos años en lo que concierne al cálculo de secciones eficaces para el canal $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (n\gamma)$ es comparable a la del resto de canales leptónicos. Esto es particularmente importante para el análisis de este canal, dado que para medir los parámetros de la resonancia Z^0 se sustrae la contribución de los diagramas en el canal t , así como su interferencia con el canal s . Para evaluar dicha contribución, hemos utilizado los programas ALIBABA y 40THIEVES. Como veremos en el capítulo IV, estos programas han sido utilizados también para evaluar correcciones relacionadas con la aceptación del detector.

ALIBABA es un programa semianalítico capaz de calcular valores de la sección eficaz del proceso *Bhabha* a alto ángulo. Mediante el método de las funciones de estructura, las correcciones QED se calculan hasta segundo orden en la aproximación LLA, incluyendo además exponenciación de los fotones blandos en el estado inicial. Las correcciones débiles más importantes, como la autoenergía del Z^0 , se incluyen hasta

segundo orden. La contribución de los términos no logarítmicos a primer orden se obtiene de forma numérica integrando la sección eficaz mediante técnicas de Monte Carlo.

La sección eficaz puede obtenerse con distintos niveles de correcciones, lo que hace posible estimar la importancia relativa de cada una de ellas. Además, se pueden obtener separadamente la contribución de los diagramas en el canal s , en el canal t y la interferencia entre ambos. No obstante, respecto a los términos de interferencia, los autores previenen que su cálculo no es del todo correcto. La contribución debida al canal t e interferencia se obtiene, por tanto, de forma indirecta a partir de la sección eficaz total al sustraer la parte procedente del canal s .

El programa permite también incorporar cortes experimentales en la región angular, en la acolinearidad y en la energía mínima de las partículas detectadas. El ángulo mínimo que define las direcciones de los leptones finales ha de estar entre 10° y 90° , y el ángulo máximo ha de ser mayor o igual a 90° . El corte en acolinearidad entre los fermiones en el estado final varía entre 0° y 180° . En cuanto al corte en la energía mínima de los fermiones del estado final, puesto que, la resolución del momento en las cámaras de trazas disminuye a alta energía y la energía medida en los calorímetros contiene la contribución de fotones en el estado final, experimentalmente, es difícil determinar si un suceso pasa o no un corte en energía mínima, por lo que dicha corrección se tiene en cuenta mediante la simulación del detector con programas de Monte Carlo.

La figura I.4 muestra la importancia relativa de los diferentes niveles de correcciones según los resultados de ALIBABA. En la figura I.4a) vemos como el efecto de las correcciones a $\mathcal{O}(\alpha)$ modifica la sección eficaz en el pico hasta casi un 30 %. En la figura I.4b) se aprecian los efectos de la exponenciación, así como los de las correcciones a segundo orden en la aproximación LLA, normalizados a la sección eficaz a primer orden.

Dentro del formalismo de las funciones de estructura, el programa 40THIEVES proporciona valores de la sección eficaz *Bhabha* a alto ángulo incluyendo correcciones QED hasta segundo orden. La contribución de fotones blandos se obtiene mediante exponenciación de los términos dominantes y parte de los no-dominantes a todos los órdenes. La radiación de fotones duros se obtiene hasta segundo orden en la aproximación LLA. Mediante factores multiplicativos, se tienen en cuenta también las contribuciones de los términos no dominantes hasta segundo orden.

El programa calcula tanto la sección eficaz total como la sección eficaz diferencial, con una serie de cortes experimentales en la zona angular de los fermiones salientes, la acolinearidad entre ellos y la energía mínima de ambas partículas. Al contrario que ALIBABA, no hay restricciones en los límites angulares de los electrones por lo que 40THIEVES resulta ser más versátil a la hora de calcular la sección eficaz en

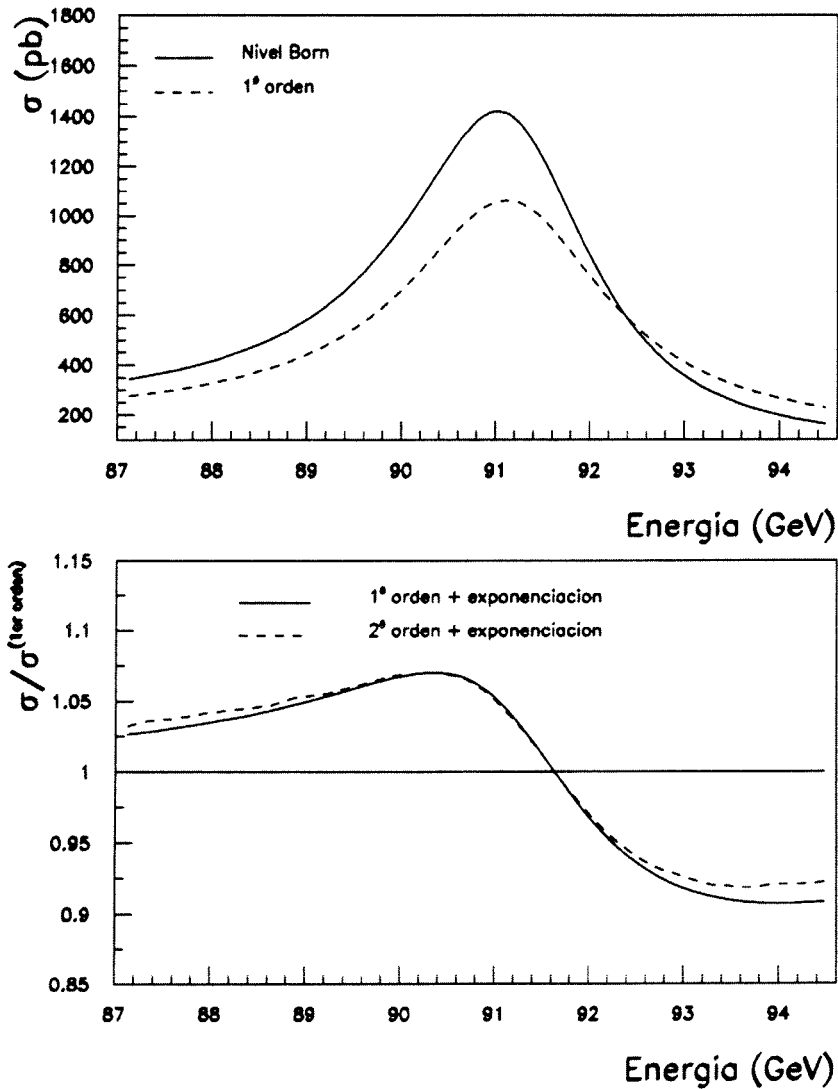


Figura I.4: Sección eficaz *Bhabha* integrada en la región angular $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$ con un corte en acolinearidad de 10° , según el programa ALIBABA. En la figura a) se muestran las contribuciones en la aproximación de Born y hasta primer orden. En la figura b) se muestran los efectos de la exponenciación y de las correcciones a segundo orden LLA, normalizadas a la sección eficaz a primer orden.

una determinada zona angular. El programa permite calcular la contribución de los fotones colineales duros con energías comprendidas entre $1 - E^0/E$ y 1, donde E^0 es el umbral de energía mínima de los fermiones salientes. Dicha contribución tiene en cuenta aquellos sucesos en los que los fotones son emitidos en un cono de ángulo δ alrededor del leptón final, y no pueden distinguirse experimentalmente, debido a la resolución finita de los calorímetros. Al igual que en ALIBABA, diversas opciones permiten obtener separadamente la contribución de los diagramas en el canal s , así como la de los diagramas en el canal t y su interferencia con el s .

Referencias

- [1] C.N. Yang y R. L. Mills, Phys. Rev. **96**(1954)191.
- [2] R. P. Feynman y M. Gell-Mann, Phys. Rev, **109**(1957)103.
- [3] E. Fermi, Z. Phys. **88**(1934)161.
E. Fermi, Nuovo Cimento 11 1.
- [4] P.W. Higgs, Phys. Rev. **145** (1966) 1156.
G.S. Guralnik, C.R. Hagen, T.W. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13**(1964)585.
T.W. Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1554.
- [5] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [6] S. Weinberg, Phys. Rev. Letter. **19** (1967) 1264.
- [7] A. Salam. in Elementary Particle Physics, ed. by N. Svartholm, (Almquist and Wiksells, Stockholm 1968), pag. 367.
- [8] G. 't Hooft, Nuclear Phys. **B35** (1971) 167.
- [9] F. J. Hasert et al., Phys. Lett. **46B** (1973) 138.
- [10] The UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Phys. Lett. **B122** (1983) 103.
- [11] The UA2 Collaboration, P. Banner et al., Phys. Lett **B122** (1983) 476.
- [12] The UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Phys. Lett. **B126** (1983) 398.
- [13] The UA2 Collaboration. P. Baquaia et al., Phys. Lett. **B129** (1983) 129.
- [14] M. Consoli, W. Hollik et al., Z Physics at LEP 1, Yellow Report **CERN 89-08** (1989) 7.
- [15] D. A. Ross y J. C. Taylor, Nucl. Phys. **B51** (1973) 25.
- [16] A. Barroso et al., ECFA Workshop on LEP 200 **CERN 87-08** vol. I pag. 157.
Editores A. Böhm y W. Hoogland.

-
- [17] A. Sirlin, Phys. Rev. **D22** (1980) 971.
- [18] D.R. Yennie, S.C. Frautschi y H. Suura, Ann Phys. **13** (1961) 379.
- [19] R. Kleiss, 1989 CERN-JINR School of Physics, Yellow Report, **CERN 91-07** (1991) 103.
- [20] F. Bloch y A. Nordsieck, Phys. Rev. **52** (1937) 54.
- [21] T. Kinoshita, J. Math. Phys., **3** (1962) 650.
T.D. Lee y M. Nauenberg, Phys. Rev. **133** (1964) 1549.
- [22] F.A. Berends, W.L. van Neerven y G.J.H. Burgers, Nucl. Phys. **B297** (1988) 429.
- [23] E.A. Kuraev y V.S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41** (1985) 466.
- [24] G. Altarelli y G. Martinelli, Yellow Report **CERN 86-02** (1986) 47.
- [25] O. Nicrosini y L. Trentadue, Phys. Lett. **B196** (1987) 551.
- [26] F.A. Berends et al., Z Physics at LEP 1, Yellow Report **CERN 89-08** (1989) 89.
- [27] O. Nicrosini, L. Trentadue, Zeit. Phys. **C39** (1988) 479.
- [28] R. Kleiss, Nucl.Phys. **B376** (1992) 145.
- [29] M. Böhm W, Hollik et al., Z Physics at LEP 1, Yellow Report **CERN 89-08** (1989) 203.
- [30] H. J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. **220A** (1935) 159.
- [31] F.A. Berends, K.J. Gaemers, R. Gastmans, Nucl. Phys. **B68** (1974) 541.
- [32] F. A. Berends y R. Kleiss, Nucl. Phys. **B228** (1983) 357.
- [33] M. Caffo, R. Gatto y E. Remiddi, Nucl. Phys. **B252** (1985) 378.
- [34] S. Jadach y B.F.L. Ward, Phys. Rev. **D40** (1989) 3582.
- [35] M. Consoli, Nucl. Phys. **B160** (1979) 208.
- [36] M. Consoli, S. Lo Presti, M. Greco, Phys. Lett. **113B** (1982) 415.
- [37] M. Greco, Phys. Lett. **177B** (1986) 97.
- [38] M. Böhm, A. Denner, W. Hollik, R. Sommer, Phys. Lett. **144B** (1984) 414.
- [39] K. Tobimatsu y Y. Shimizu, Progr. Theor. Phys. **75** (1986) 905.
- [40] M. Böhm, A. Denner y W. Hollik, Nucl. Phys. **B304** (1988) 687.

-
- [41] F.A. Berends, R. Kleiss y W. Hollik, Nucl. Phys. **B304** (1988) 712.
 - [42] W. Beenakker, F. A. Berends y S. C. van der Marck, Nucl. Phys. **B355** (1991) 281.
 - [43] W. Beenakker, F.A. Berends y S.C. van der Marck, Nucl. Phys. **B349** (1991) 323.
 - [44] M. Cacciari, A. Deandrea, G. Montagna O. Nicosini y L. Trentadue, Phys. Lett. **B268** (1991) 441.
 - [45] M. Cacciari, A. Deandrea, G. Montagna O. Nicosini y L. Trentadue, Phys. Lett. **B271** (1991) 431.
 - [46] F. Aversa, M. Greco, G. Montagna y O. Nicosini, Phys. Lett. **B247** (1990) 93.
 - [47] H. Burkhardt, F. Jegerlehner, G. Penso y C. Verzegnassi, Z. Phys. **C43** (1989) 497.
 - [48] M. Cacciari, G. Montagna, O. Nicosini, G. Passarino, Phys. Lett. **B279** (1992) 384.
 - [49] D. Bardin, W. Hollik y T. Riemann, Z. Phys. **C49** (1991) 485.

Capítulo II

Dispositivo experimental

II.1 El acelerador LEP

El acelerador LEP (*Large Electron Positron Collider*) es un anillo de colisiones e^+e^- construido en el CERN y diseñado para producir choques de partículas con una energía en el centro de masas de hasta 100 GeV en una primera fase (LEP 100) y hasta 200 GeV en una fase posterior (LEP 200). Una descripción más detallada puede encontrarse en [1]. En la tabla II.1 se encuentran resumidos los parámetros del diseño y funcionamiento de LEP.

El anillo, con una circunferencia de aproximadamente 26.7 km, se encuentra situado a una profundidad media de 100 m, en las cercanías de Ginebra. Tiene forma de polígono octogonal con ocho secciones rectas de 500 m de longitud, y otros tantos arcos circulares con un radio de curvatura de 3096 m. En mitad de las secciones rectas se encuentran las áreas experimentales, cuatro de las cuales albergan los experimentos: ALEPH, DELPHI, L3 y OPAL.

Los haces están concentrados en cuatro paquetes (*bunches*) equiespaciados, que colisionan cada $23 \mu\text{s}$ en el interior de los cuatro detectores. Dichos paquetes viajan por un tubo de vacío donde la presión es de 10^{-10} Torr. Las dimensiones típicas de los paquetes son de $\simeq 1.5$ cm de longitud, con una dispersión horizontal y vertical de $\simeq 250 \mu\text{m}$ y $\simeq 10 \mu\text{m}$, respectivamente.

Las partículas se introducen en LEP a través de un sistema inyector formado por la infraestructura de aceleradores y anillos de almacenamiento instalados en el CERN (véase la figura II.1). Los positrones se obtienen a partir de colisiones de electrones contra un blanco fijo. En una primera fase, los electrones y los positrones se aceleran mediante un acelerador lineal (LINAC) y se almacenan en el EPA (*Electron Positron*

Acelerador), antes de ser enviados al acelerador PS, el cual inyecta las partículas al SPS con una energía de 3.5 GeV. Finalmente, el SPS acelera los electrones y positrones hasta que alcanzan una energía de 20 GeV antes de entrar en LEP, donde pueden ser aceleradas hasta un máximo de 60 GeV.

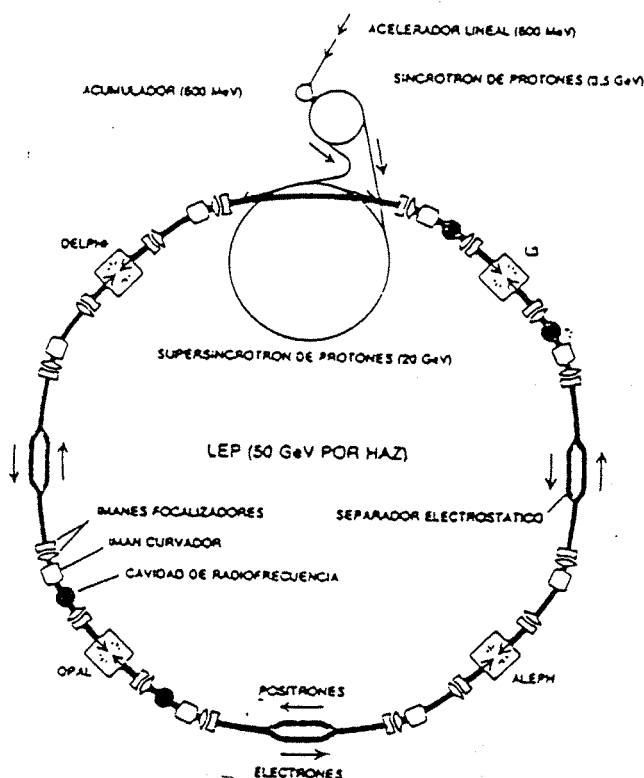


Figura II.1: Esquema simplificado del sistema de inyección y de los elementos de LEP.

Una vez en LEP, las partículas se mantienen en sus trayectorias merced a un complejo sistema de imanes dispuestos a lo largo del túnel. En dos de las ocho secciones rectas, las unidades de aceleración proporcionan la energía a las partículas y reponen las pérdidas debidas a la emisión de radiación de sincrotrón¹. Cada unidad de aceleración contiene 16 cavidades de radiofrecuencia y es alimentada por un par de *klystrons* de 1 MW de potencia. El sistema total de aceleración está formado por ocho unidades, con lo que el número total de cavidades aceleradoras es de 128 y la potencia de radiofrecuencia 16 MW. En las zonas de curvatura, un conjunto de dipolos, cuadrupolos y sextupolos se encargan de curvar, focalizar y dirigir los haces en sus órbitas. Un sistema de

¹La energía perdida por emisión de radiación de sincrotrón en LEP para una partícula acelerada a 45.625 GeV es de ~ 130 MeV/vuelta.

separadores electrostáticos controla el cruce de los haces en las áreas experimentales. En [2] puede encontrarse información más detallada sobre el funcionamiento de LEP.

Los periodos de toma de datos en LEP se dividen en ciclos o *fills*. Una vez alcanzada la energía nominal se preparan los detectores y los sistemas de enfoque teniendo lugar las primeras colisiones en los puntos experimentales, con lo que comienza la toma de datos. Durante este periodo la intensidad de los haces disminuye hasta alcanzar un valor mínimo, momento que define el final del ciclo, los haces se destruyen y comienza a prepararse el siguiente ciclo.

Parámetros de LEP 100	
Circunferencia	26658.883 m
Radio medio	4242.893 m
Radio de curvatura en los dipolos	3096.175 m
Profundidad	80-130 m
Puntos de interacción	8
Áreas experimentales	4
Energía de inyección	20 GeV
Energía máxima (fase I)	55 GeV
Campo dipolar	0.0645 Tesla
Pérdida radiación sincrotrón	127 MeV/vuelta
Frecuencia	353 MHz
Longitud de las 128 cavidades	272 m
Potencia por <i>klystron</i>	1 MW
Posición cuadrupolos	± 3.5 m
Función β_V^*	5 cm
Función β_H^*	$25 \times \beta_V^*$ cm
Corriente por paquete	$\sim 300-400 \mu\text{A}$
Luminosidad nominal	$1.6 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Longitud del paquete	~ 14 mm
Anchura vertical	$\sim 12 \mu\text{m}$
Anchura horizontal	$\sim 200 \mu\text{m}$

Tabla II.1: Principales parámetros de LEP 100.

II.1.1 Luminosidad

La operatividad de un colisionador se mide en términos de su luminosidad que es una medida del flujo de partículas disponibles para las colisiones. Por definición, para

cualquier suceso físico la luminosidad se define como:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \times \sigma \quad (\text{II.1})$$

donde σ es la sección eficaz del proceso y dN/dt representa el ritmo de producción de sucesos de dicho proceso. Para haces de colisión frontal, la luminosidad puede expresarse como:

$$\mathcal{L} = \frac{N_+ N_- K_b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (\text{II.2})$$

donde N_+ y N_- son el número de partículas por paquete, K_b es el número de paquetes por haz y f la frecuencia de revolución. Las cantidades σ_x y σ_y son una medida de las dimensiones transversales del haz (véase la tabla II.1). Con dichos parámetros, la luminosidad de diseño es de $1.6 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Las luminosidades máximas alcanzadas en LEP hasta el periodo 1991 oscilaron alrededor de $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Actualmente, la luminosidad es mayor debido a que el número de paquetes por haz ha sido aumentado hasta ocho. El cálculo de la luminosidad integrada mediante la expresión (II.2) es muy complicado, dada la no uniformidad de los paquetes de partículas, por lo que, en la práctica, se obtiene a partir del ritmo de producción de sucesos *Bhabha* a bajo ángulo, puesto que la sección eficaz teórica de este proceso se conoce con gran precisión. En el apéndice B explicamos con más detalle cómo se lleva a cabo la medida de la luminosidad en DELPHI.

II.1.2 La medida de la energía

La estimación de los parámetros de la resonancia Z^0 a través de la medida de las correspondientes secciones eficaces depende sensiblemente del grado de precisión con que se conocen las energías a las que se han hecho colisionar los haces. En particular, el error en la masa del Z^0 viene dominado por la incertidumbre en la escala absoluta de la energía, mientras que, gran parte del error en la medida de la anchura total, Γ_Z , procede de los errores en las diferencias entre los distintos puntos de energía en el centro de masas.

La energía de los electrones y positrones de los haces en LEP es proporcional a la integral de línea del campo magnético dipolar sobre la longitud que recorren las partículas. Por tanto, la energía de las partículas que recorren la órbita central de LEP viene determinada por el campo de los imanes de curvatura y por pequeñas

contribuciones procedentes del campo magnético terrestre, posibles campos remanentes en el tubo de vacío, etc.

La referencia básica para la medida del campo magnético la constituyen las llamadas medidas de muestreo del campo, *field display*. Se trata de medidas obtenidas en un dipolo de referencia conectado en serie con los imanes del anillo. A partir de esta medida es posible obtener el valor de la energía del haz en cualquier momento. No obstante, el dipolo de referencia es distinto a los del anillo y además, está situado bajo diferentes condiciones de humedad y temperatura, por lo que para medir la escala absoluta de la energía se necesitan otros métodos. La energía estimada de esta forma se utiliza como un valor de referencia de cada *fill*, el cual se modifica posteriormente de acuerdo con correcciones obtenidas a partir de otras técnicas de calibración.

Una medida directa del campo generado por los dipolos viene dada por los medidores de flujo (*flux loop*) insertados en cada uno de los 3280 dipolos. Dicho método consiste en conectar los imanes de cada octante de LEP en serie y medir la corriente inducida en los medidores de flujo. Las medidas obtenidas a partir de los *flux loops* son bastante precisas, $\pm 10^{-4}$, sin embargo no pueden realizarse durante los periodos de toma de datos. Además, de este modo sólo se mide la influencia de los dipolos y no la del resto de campos que influyen en el haz (el campo magnético terrestre, los campos remanentes del tubo de vacío, los correctores de la órbita, etc), por lo que este método también necesita correcciones.

Otra forma de medir la energía consiste en comparar las frecuencias de revolución de protones y positrones circulando en la misma órbita a las energías de inyección. Así, para 20 GeV, el método proporciona una calibración con una precisión de $\pm 3 \times 10^{-5}$. Sin embargo, al extrapolar a 45 GeV, mediante las medidas de los medidores de flujo, la incertidumbre aumenta debido a los campos no lineales mencionados anteriormente. Los tres métodos citados fueron combinados tal y como se describe en [3] para obtener las energías correspondientes al periodo 1990. El valor estimado del error en la escala absoluta de energías durante 1990 fue de 26 MeV.

La observación de polarización en el haz durante 1990 y 1991 ha permitido obtener medidas más precisas de la energía a partir de las técnicas de depolarización resonante [4]. Mediante un campo magnético radial de frecuencia controlada es posible inducir movimientos de precesión en el espín de las partículas que lo alejan de su posición vertical. Cuando la frecuencia del campo magnético y la frecuencia de precesión coinciden tiene lugar una depolarización resonante, desapareciendo la polarización del haz. Puesto que la frecuencia de precesión de espín es proporcional a la energía del haz, es posible obtener una medida de ésta última. Dicho método es mucho más preciso que cualquiera de los métodos empleados durante 1990. Por otra parte, se ha conseguido entender gran parte de las variaciones de las medidas de calibración del haz (*flux loop*) en función del tiempo (envejecimiento de los dipolos), de la humedad, de la

temperatura, de los errores de alineamiento en el sistema RF e incluso de las mareas lunares [5].

Las medidas basadas en el método de la depolarización fueron realizadas a partir del 16 de septiembre de 1991 y para el punto de energía en el centro de masas de 93 GeV. La incertidumbre en esta escala de energía es de ± 5.3 MeV (cuatro veces más pequeña que en 1990). Mediante una corrección no lineal, obtenida con los medidores de flujo, se determinan las diferencias energéticas del resto de puntos experimentales. Los errores punto a punto varían, siendo máximos en el punto a 88.5 GeV, donde alcanzan un valor de ± 7 MeV. Durante el periodo de 1991, anterior a las medidas basadas en la depolarización, los errores punto a punto son idénticos, pero el error en la escala absoluta de la energía fue estimado en ± 18 GeV.

II.2 El detector DELPHI

El detector DELPHI (*DEtector with Lepton Photon and Hadron Identification*) es uno de los cuatro detectores que operan actualmente en LEP. Se encuentra ubicado en el punto n^o 8 del túnel, a una profundidad de 100 m. Consiste en un detector con arquitectura convencional en colisionadores e^+e^- , que combina una buena reconstrucción tridimensional con alta granularidad en todos sus componentes, con un gran capacidad en lo que respecta a identificación de partículas. En la figura II.2 se muestra una vista general del detector, y en las figuras II.3 y II.4 se muestran las secciones longitudinal y transversal, respectivamente.

El detector posee simetría cilíndrica y se subdivide en dos regiones: la llamada región de barril (*barrel region*) y las zonas hacia delante (*end-caps*). La zona de barril subtende un ángulo de $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$. El sistema de coordenadas empleado tiene la dirección z definida por la dirección del haz de electrones, la dirección x apunta al centro de LEP y la dirección y coincide con la vertical. El ángulo polar, θ , se mide a partir del eje z , y el ángulo azimutal ϕ a partir del eje x . Los puntos espaciales se expresan en coordenadas cartesianas (x, y, z) o cilíndricas $(R, R\phi, z)$. La parte central del detector está rodeada por un solenoide superconductor que proporciona un campo magnético homogéneo de 1.2 Teslas (5000 A), y permite la medida del momento de las partículas cargadas. A ambos lados del detector se encuentran las instalaciones de control, suministro de gases, potencia, criogenia, etc. Los datos recogidos se envían mediante fibra óptica a la sala de control, situada en la superficie, donde se supervisa el funcionamiento del aparato y se graban los datos en soporte magnético para su posterior análisis. A continuación damos una breve descripción de los distintos componentes de DELPHI, haciendo hincapié en los detectores más relevantes para el análisis de la reacción $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$. En la referencia [6] y las allí mencionadas se puede

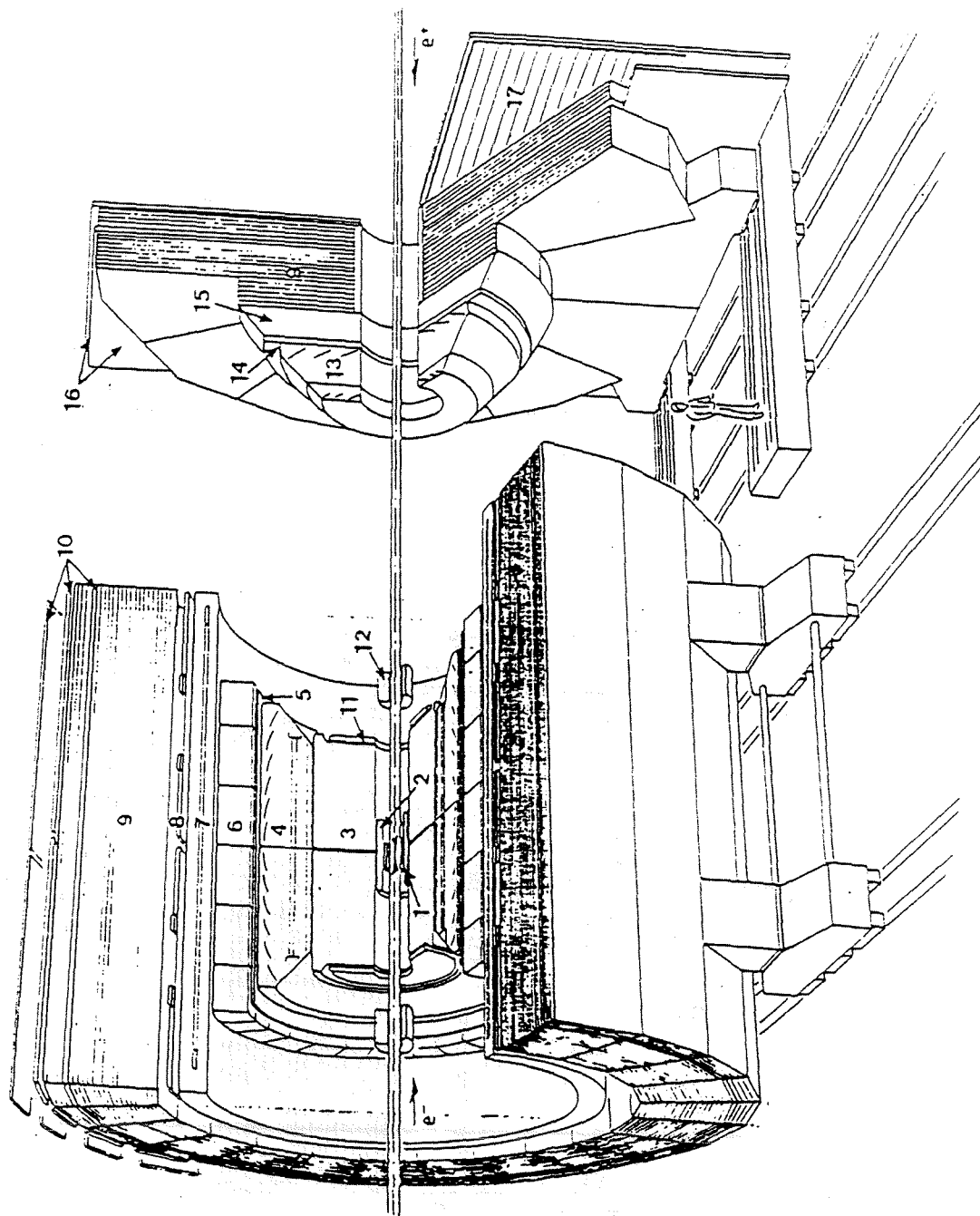


Figura II.2: Vista general del detector DELPHI. 1=Detector de microvértice, 2=Detector interior, 3=Cámara de proyección temporal, 4=Detector Cherenkov en la zona de barril, 5=Detector exterior, 6= Cámara de proyección de alta densidad, 7=Imán superconductor, 8= Detector de tiempo de vuelo, 9=Calorímetro hadrónico, 10=Cámaras de muones en la zona de barril, 11=Cámara A de trazas hacia delante, 12= SAT, 13= RICH en la zona delantera, 14=Cámara B de trazas hacia delante, 15= Calorímetro eletromagnético hacia delante, 16= Cámaras de muones hacia delante, 17=Hodoscopio hacia delante.

encontrar una descripción más detallada.

II.2.1 Detectores de traza

Los detectores de traza son los encargados de la reconstrucción de las trayectorias de las partículas cargadas. Se sitúan en la zona más próxima al punto de interacción para disminuir los efectos producidos por el material del detector. La información combinada de todos ellos es fundamental tanto para la precisa determinación del momento como para el funcionamiento del sistema de *trigger*.

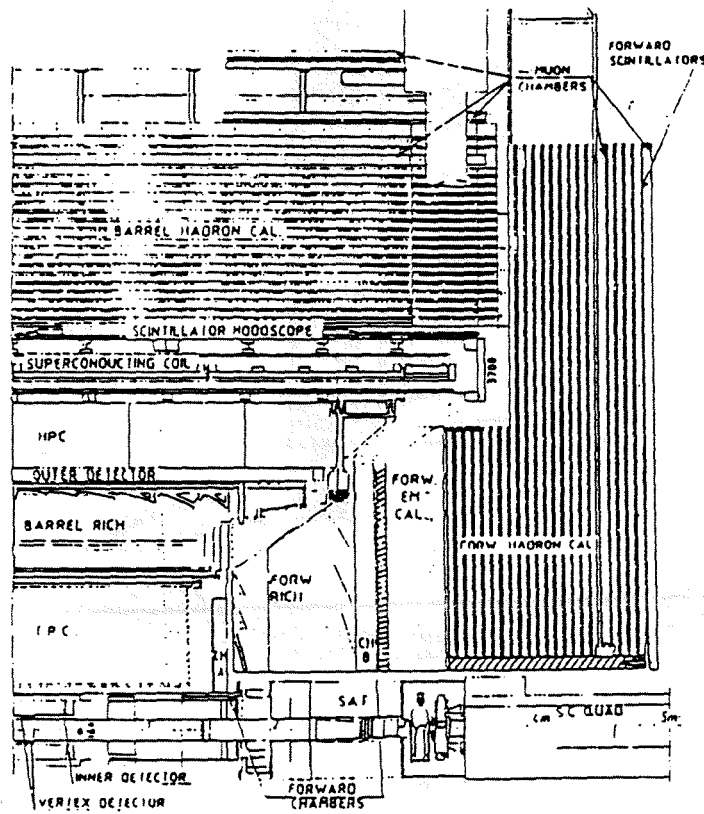


Figura II.3: Vista longitudinal del detector DELPHI.

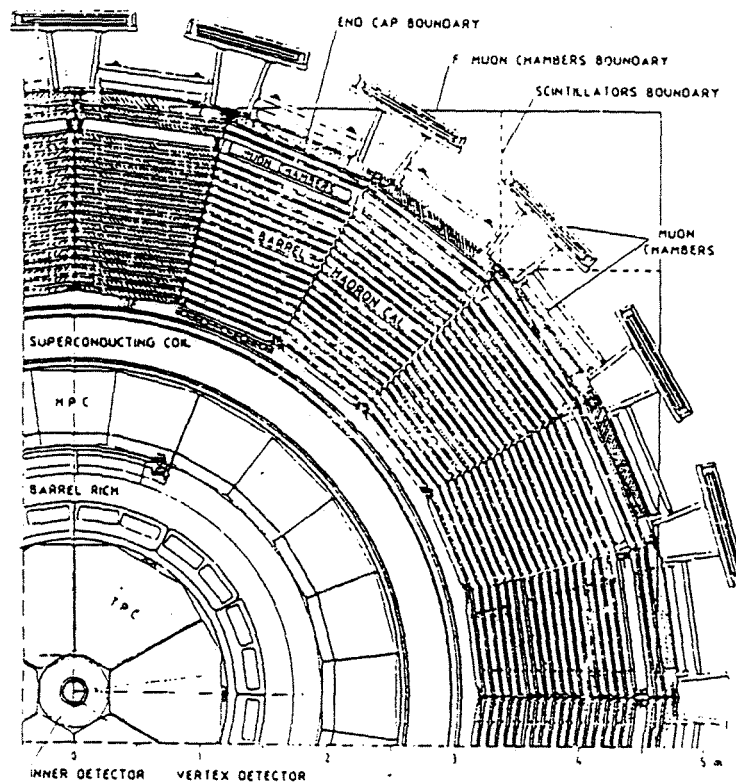


Figura II.4: Vista transversal del detector DELPHI.

II.2.1.1 El detector de microvértice, VD

El detector de microvértice (*Vertex Detector*) es el más cercano al punto de interacción. Consta de tres capas concéntricas de 6.3, 9 y 11 cm de radio respecto a la dirección del haz, que cubren una región angular de $37^\circ \leq \theta \leq 143^\circ$. La capa más interna tiene una longitud de 20.8 cm mientras que la longitud de las otras dos es de 23.6 cm. Cada capa está segmentada en 24 módulos de detectores *microstrip* de silicio, los cuales se hallan superpuestos en promedio un diez por ciento en la dirección ϕ . Cada uno de estos módulos consta a su vez de cuatro detectores en la dirección z con láminas paralelas a la dirección del haz (véase la figura II.5). A pesar de su pequeño tamaño, contiene más de 50000 canales. La capa más interna se instaló durante la parada de LEP entre 1990 y 1991, y ha venido operando desde entonces. En un futuro próximo está previsto ampliar el detector en las regiones hacia delante, añadiendo módulos con *microstrips* cruzados capaces de medir la coordenada z .

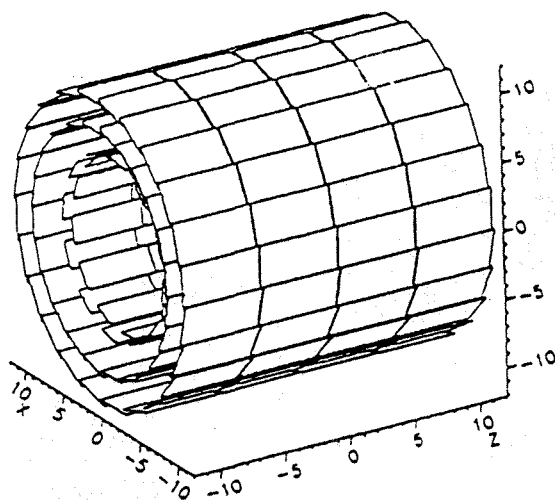


Figura II.5: Detector de microvértice. La figura muestra la estructura en tres capas con el solapamiento azimuthal del 10 % entre sectores.

El objetivo del detector de microvértice es proporcionar la máxima resolución posible en $R\phi$ para la localización del punto de interacción y de los vértices secundarios próximos. La resolución intrínseca alcanzada en $R\phi$ es de $8 \mu\text{m}$ para los impactos de las trazas. El detector permite distinguir trazas separadas $120 \mu\text{m}$ con una probabilidad del 50 %, y del 90 % si las trazas están separadas más de $300 \mu\text{m}$. La resolución en la medida del parámetro de impacto de la traza en el plano perpendicular al haz viene dada por $\sqrt{69^2/p_t^2 + 24^2} \mu\text{m}$ (p_t en GeV/c). Por otra parte, el poder medir las coordenadas transversales a pocos centímetros de la región de interacción permite mejorar sustancialmente la resolución en momento y ángulo cuando dichas medidas se combinan con la información proporcionada por el resto de los detectores de traza.

II.2.1.2 El detector interior, ID

El detector interior (*Inner Detector*) proporciona puntos para la reconstrucción de vértices e información para el sistema de *trigger*, además de mejorar la resolución en la medida del momento. Consta de dos cámaras con características diferentes (véase la figura II.6):

- Una cámara de tipo *jet* para medir con precisión la trayectoria de las partículas en el plano $R\phi$ que, comenzando a un radio de 11.8 cm del punto de interacción, cubre una región angular de $17^\circ \leq \theta \leq 163^\circ$ y un rango en z de $-40 \text{ cm} \leq z \leq 40 \text{ cm}$. Está segmentada en 24 sectores en $R\phi$ de 15° cada uno. En el centro de cada uno de los 24 sectores hay una columna de 24 hilos sensibles que producen un campo de deriva en la dirección perpendicular al campo magnético. La medida de los tiempos de deriva a cada hilo permite determinar en promedio 20 puntos a lo largo de la dirección de la traza. La precisión en $R\phi$ por punto es de $100 \mu\text{m}$.
- Una cámara de *trigger*, que cubre la región de $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$. Comenzando a $R = 23 \text{ cm}$ del punto de interacción, consta de 5 cámaras proporcionales cilíndricas con 192 hilos cada una, distribuidos uniformemente en ϕ , operando en modo proporcional (MWPC) con 192 bandas catódicas. Los hilos proporcionan información para el *trigger* rápido del detector y permiten una medida de la coordenada $R\phi$, resolviendo la ambigüedad izquierda-derecha de la cámara de tipo *jet*. Las bandas catódicas proporcionan una medida de z tal que $\sigma_z < 1 \text{ mm}$.

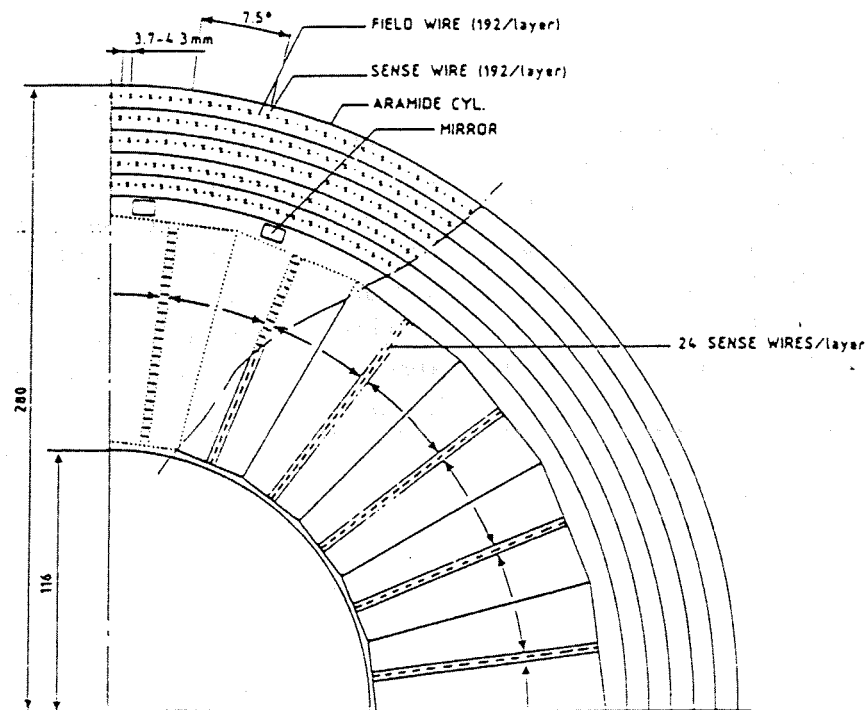


Figura II.6: Sección transversal de un cuarto del detector interior (ID).

II.2.1.3 La cámara de proyección temporal, TPC

La cámara de proyección temporal (*Time Projection Chamber*) es el elemento principal en la reconstrucción de trazas y, por tanto, en la medida del momento. De hecho, el estudio y la selección de las trazas de los sucesos comienza a partir de la información que este detector proporciona.

Consiste en una cámara de deriva que consta de dos mitades cilíndricas de 150 cm de longitud y con radios interior y exterior de 30 y 120 centímetros, respectivamente. Cada hemisferio está dividido azimutalmente en 6 sectores. Las paredes interiores tienen un espesor equivalente a $0.1 X_0$ mientras que las paredes externas alcanzan $0.45 X_0$. Contiene una mezcla gaseosa de argón (80 %) y metano (20 %), y opera a una presión de 1 atm.

Cuando una partícula cargada cruza el volumen del detector, los iones creados derivan a los planos de detección, impulsados por un campo eléctrico uniforme en la dirección del eje z , con una velocidad de deriva típica de $6.7 \text{ cm}/\mu\text{s}$. El campo magnético de DELPHI, paralelo al campo eléctrico, además de curvar las partículas ayuda a confinar los electrones de deriva, reduciendo la difusión en la dirección perpendicular.

En los planos de detección cada sector tiene 192 hilos anódicos, que actúan como en una cámara proporcional. En el extremo final existe una placa metálica de cobre sobre la que se han implantado 16 anillos equidistantes compuestos por pequeños inductores capacitivos llamados *pads* ($7.5 \times 8 \text{ mm}^2$), fijados con una precisión de $10 \mu\text{m}$. El número de *pads* por anillo varía con el radio hasta un total de 1680 *pads* por sector. El elevado voltaje en los hilos anódicos hace que los electrones de ionización se precipiten hacia ellos en forma de avalancha. El movimiento del gran número de iones induce una señal en los *pads* por acoplamiento capacitivo. Interpolando la altura del pulso entre varios *pads* se obtiene la posición en $R\phi$ con una precisión de $180\text{-}280 \mu\text{m}$ (dependiendo de ϕ y z), es decir, 30 veces más precisa que la propia dimensión de los *pads*. El radio viene dado por la posición del anillo de *pads*, y midiendo el tiempo de deriva de los electrones se obtiene la coordenada z .

El número de puntos medidos por la TPC (máximo 16) a lo largo de la trayectoria de la partícula depende del ángulo polar. Permite una reconstrucción tridimensional de las trazas y se usa como pivote para comenzar la reconstrucción de trazas en la región $22^\circ \leq \theta \leq 158^\circ$, donde se miden al menos 4 puntos de la trayectoria. La pared central ($z = 0$), de pocos centímetros de grosor, representa una región ineficiente de cuatro grados en θ . Las zonas de separación de los 6 sectores en ϕ son otra fuente de ineficiencias de dos grados cada una, y donde las trazas sólo pueden ser reconstruidas mediante los datos combinados del ID y el OD.

Las amplitudes de las señales de cada uno de los 192 hilos anódicos proporciona información sobre la energía depositada por ionización (dE/dx). Las resoluciones obtenidas de esta medida son del 6.2 % para partículas de mínima ionización, 5.7 % para electrones y 6.2 % para muones de 45 GeV. Estas resoluciones permiten la identificación de partículas en determinados casos y la posibilidad de distinguir entre electrones y piones de hasta 8 GeV, como veremos en el capítulo siguiente.

Algunos valores típicos de resolución son:

$$\begin{aligned}\sigma_{R\phi} &\simeq 250 \mu m \\ \sigma_z &< 0.9 mm\end{aligned}\tag{II.3}$$

y la separación de dos trazas:

$$\begin{aligned}\Delta(R\phi) &\simeq 2 cm \\ \Delta(Z) &\simeq 1 cm\end{aligned}\tag{II.4}$$

II.2.1.4 El detector exterior, OD

Dado que la TPC se encuentra limitada por el espacio ocupado por el RICH, es necesario un detector de traza que proporcione puntos para radios mayores que el radio de la TPC con el fin de mejorar la resolución del momento. Con este objeto fue diseñado el detector exterior (*Outer Detector*), que está situado inmediatamente a continuación del RICH a una distancia radial de 198 cm y cubriendo la región angular $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$.

El OD consta de 24 módulos o planchas de 4.7 metros de longitud en la dirección z . Cada plancha contiene 145 tubos de deriva ($1.75 \times 1.75 \text{ cm}^2$) dispuestos al tresbolillo en cinco capas. En el centro de cada tubo hay un hilo de $110 \mu\text{m}$ de diámetro. Entre las paredes y el hilo se establece una diferencia de potencial de 4.5 kV, estando la mezcla gaseosa compuesta de argón (51 %), isobutano (48 %) y metilal (1 %). Las capas de módulos adyacentes están distribuidas de tal forma que haya solapamiento, proporcionando una total aceptación en la coordenada azimutal (véase la figura II.7). Por otra parte, frente a cada zona muerta de la TPC hay un módulo del OD, lo que mejora la aceptación global de DELPHI.

Todas las capas proporcionan información en $R\phi$ a partir del tiempo de deriva de cada tubo, y las tres internas dan una información rápida sobre z a partir de las diferencias de tiempo entre las señales en los extremos de los tubos. Las resoluciones típicas medidas en LEP son $\sigma_{R\phi} = 110 \mu\text{m}$ y $\sigma_z = 4.4 \text{ cm}$.

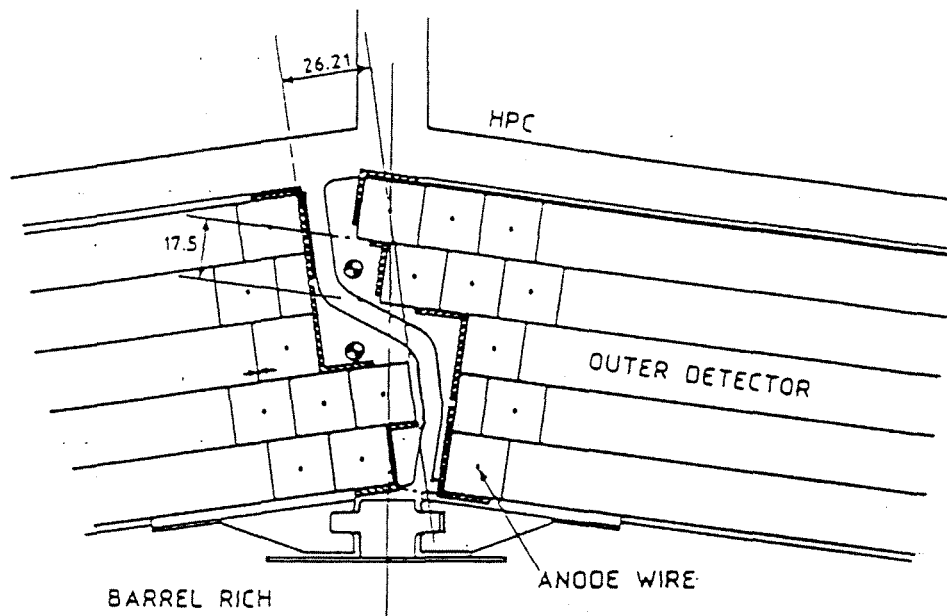


Figura II.7: Detalle de la zona de solapamiento entre dos planchas del OD.

II.2.1.5 Cámaras hacia delante A y B

Dos cámaras de hilos, denominadas cámaras hacia delante A y B (*Forward Chamber A, B*), cubren las regiones hacia delante, mejorando la reconstrucción de trazas en aquellas regiones donde la TPC no es eficiente.

Las cámaras FCA se sitúan a continuación de los planos extremos transversales (*end-plates*) de la TPC, perpendicularmente a la dirección del haz. Cubren las regiones angulares $11^\circ \leq \theta \leq 33^\circ$ y $147^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$. Cada extremo consta de tres cámaras rotadas entre ellas 120° en ϕ y construidas como dos semidiscos con radios interior y exterior de 30 y 103 cm, respectivamente. El primer disco comienza en $z = \pm 155$ cm. Cada semidisco contiene dos planos de 64 hilos. A partir de la medida de los tiempos de deriva se obtiene $\sigma_x \simeq 150 \mu\text{m}$ por plano y una eficiencia del 95 %.

Las cámaras FCB consisten en dos hemisferios ($x > 0$, $x < 0$) perpendiculares al eje del haz en la región $|z| \simeq 267 - 283$ cm y separados por una zona muerta de pocos centímetros en torno a $x = 0$ ($\phi = 90^\circ$ y $\phi = 270^\circ$). Cubren las regiones angulares $11^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$ y $145^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$. Cada disco completo es un dodecágono regular con un radio interior de 48 cm y exterior de 211 cm. En ellos se sitúan 12 planos de hilos separados 1.1 cm, con tres orientaciones distintas, rotados entre sí 120° . Las cámaras FCB proporcionan 4×3 coordenadas por traza y, junto con la TPC y las cámaras

FCA, participa en el *trigger* de trazas de las zonas delanteras. Su resolución espacial medida en LEP combinando la información de los 12 planos es de: $\sigma_{x,y} \simeq 130 \mu\text{m}$, con una eficiencia promedio del 80 % por plano.

II.2.2 Calorímetros

En DELPHI los calorímetros electromagnéticos se sitúan tanto en la zona de barril (cámara de proyección de alta densidad, HPC) como en las regiones hacia delante (calorímetro electromagnético hacia delante, FEMC). Entre éstos existe una zona muerta que abarca las regiones angulares $35^\circ \leq \theta \leq 42^\circ$ y $138^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$, debido al espacio ocupado por cables y conductos de los sistemas de gases y refrigeración. La detección de las partículas hadrónicas se lleva a cabo mediante el calorímetro hadrónico (HAC), que cubre tanto la zona de barril como las zonas hacia delante.

II.2.2.1 La cámara de proyección de alta densidad, HPC

La Cámara de proyección de alta densidad (*High Projection Chamber*) es una de las primeras aplicaciones del principio de proyección temporal en el ámbito de la calorimetría. El objetivo del detector es la medida tridimensional de distribuciones de carga inducidas por las cascadas electromagnéticas y por los hadrones, con una alta granularidad en todas las coordenadas. Cubre la región angular $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$ y consta de 144 módulos distribuidos en 6 anillos según la dirección z (tres anillos en cada hemisferio), con 24 módulos en cada anillo según el ángulo ϕ . La zonas muertas entre módulos (*cracks*) son de 1 cm, tanto en z como en ϕ , salvo en los módulos que se unen en $z = 0$, que están separados por 7.5 cm. Los módulos se encuentran a una distancia radial de 208 cm a partir de la línea del haz, y se extienden hasta 260 cm, lo que significa una anchura electromagnética de $18.0 X_0$, aproximadamente. Dicha anchura se halla dividida radialmente en 9 capas. Después de las tres primeras capas ($4.5 X_0$) hay un hueco de 15 mm para permitir la inserción de contadores de centelleo. Estos contadores proporcionan un *trigger* rápido al muestrear la cascada cerca de su máximo.

La HPC es un calorímetro tipo *sandwich*. En cada módulo (véase la figura II.8), el material conversor lo forman 41 capas de plomo, que están separadas por un espacio de 8 mm lleno de una mezcla gaseosa de argón (80 %) y metano (20 %) a la presión atmosférica. Cada capa está formada por hilos trapezoidales de plomo, pegados por ambos lados a un sustrato de fibra de vidrio-epoxy, con lo que se consigue una cinta de $0.5 X_0$ de material conversor. Esta cinta se dobla formando una estructura de acordeón que se denomina submódulo. Los módulos completos constan de 16 submódulos (12 en las unidades de los extremos). El principio de proyección temporal se realiza creando

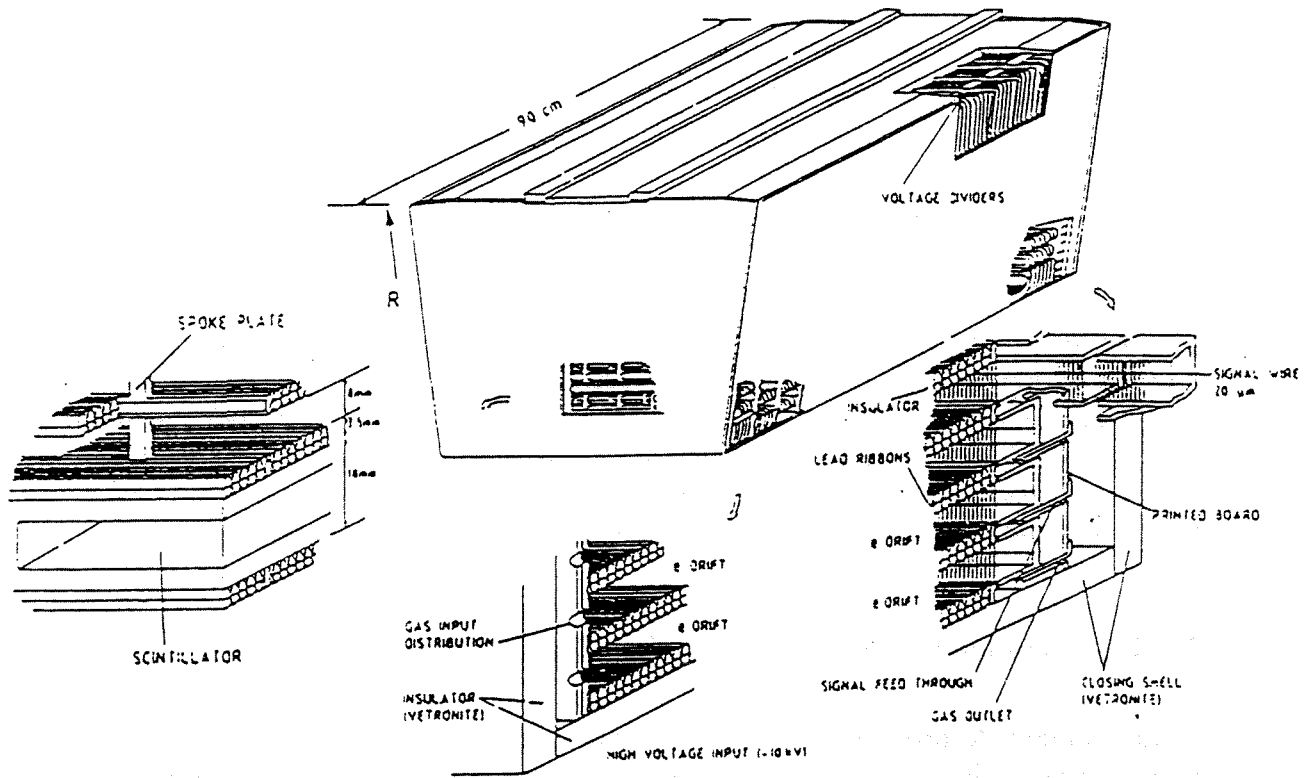


Figura II.8: Detalle de la estructura de un módulo de la HPC.

el campo de deriva con el material conversor. Entre los hilos de plomo se establece una diferencia de potencial que proporciona un campo de deriva a lo largo del eje z de unos 100 V/cm . La velocidad de deriva, $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ a 100 V/cm , permite que cada módulo pueda vaciarse entre dos cruces del haz ($23 \mu\text{s}$). Al igual que en la TPC, los electrones procedentes de las capas de material conversor (plomo), una vez en las zonas donde se halla el gas, derivan hacia una cámara proporcional colocada en el plano exterior del módulo, perpendicular a la dirección z . Allí, una estructura bidimensional de inductores capacitivos, *pads*, recogen la carga a intervalos temporales de 70 ns , lo que permite la reconstrucción de la coordenada z . El tamaño de los *pads* define la granularidad de las coordenadas radial y azimutal. Esta técnica aplicada a la calorimetría permite la reconstrucción con gran precisión de la posición de la cascada $(R, R\phi, z)$. Además, el muestreo radial en las 9 capas de la HPC permite su

reconstrucción longitudinal. Valores típicos para la granularidad de este detector son:

$$\begin{aligned} z &\simeq 4.0 \text{ mm} \\ R &\simeq 4.5 \text{ cm} \\ R\phi &\simeq 4.0 \text{ cm} \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

A partir de datos basados en la reconstrucción del eje de las cascadas, la resolución angular espacial, medida en las áreas experimentales, es de $(36/\sqrt{E} + 2.5)$ mrad en θ y $(97/\sqrt{E} + 10)$ mrad en ϕ . La resolución energética medida durante su operación en LEP ha sido [7]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(25 \pm 11) \%}{\sqrt{E}} + (6.3 \pm 1.7) \% \quad (\text{II.6})$$

En el capítulo siguiente estudiaremos con más detalle las peculiaridades de este detector, dada la importancia del mismo en el estudio de los sucesos *Bhabha* a alto ángulo.

II.2.2.2 Calorímetro electromagnético hacia delante , FEMC

El calorímetro electromagnético hacia delante (*Forward Electromagnetic Calorimeter*) cubre las regiones angulares $10^\circ \leq \theta \leq 36.5^\circ$ y $143.5^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$. El FEMC consiste en dos discos de 5 m de diámetro con radios interior y exterior de 46 cm y 240 cm, respectivamente ($z = \pm 284 \text{ cm}$). Cada disco está formado por 4500 bloques de vidrio de plomo con forma de pirámide truncada y dispuestos en una geometría casi proyectiva (3°) hacia el punto de interacción (véase la figura II.9). Los contadores de vidrio de plomo tienen unas dimensiones transversales de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ en la cara frontal, lo que proporciona una granularidad del orden de 1° . La longitud de los bloques (40 cm) equivale a unas $20 X_0$, lo suficiente para contener cualquier cascada electromagnética iniciada por electrones de 45 GeV. La resolución energética obtenida durante los periodos de funcionamiento en LEP viene dada por [7]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{(20 \pm 9) \%}{\sqrt{E}} + (4.7 \pm 1.5) \%\right)^2 + \left(\frac{0.2}{E}\right)^2} \quad (\text{II.7})$$

La diferencia respecto a los resultados previstos se debe a la degradación de la energía por el material situado en frente del calorímetro (unas $2 X_0$). La precisión en θ en la posición de la cascada es de $\sigma_\theta = 0.3^\circ$.

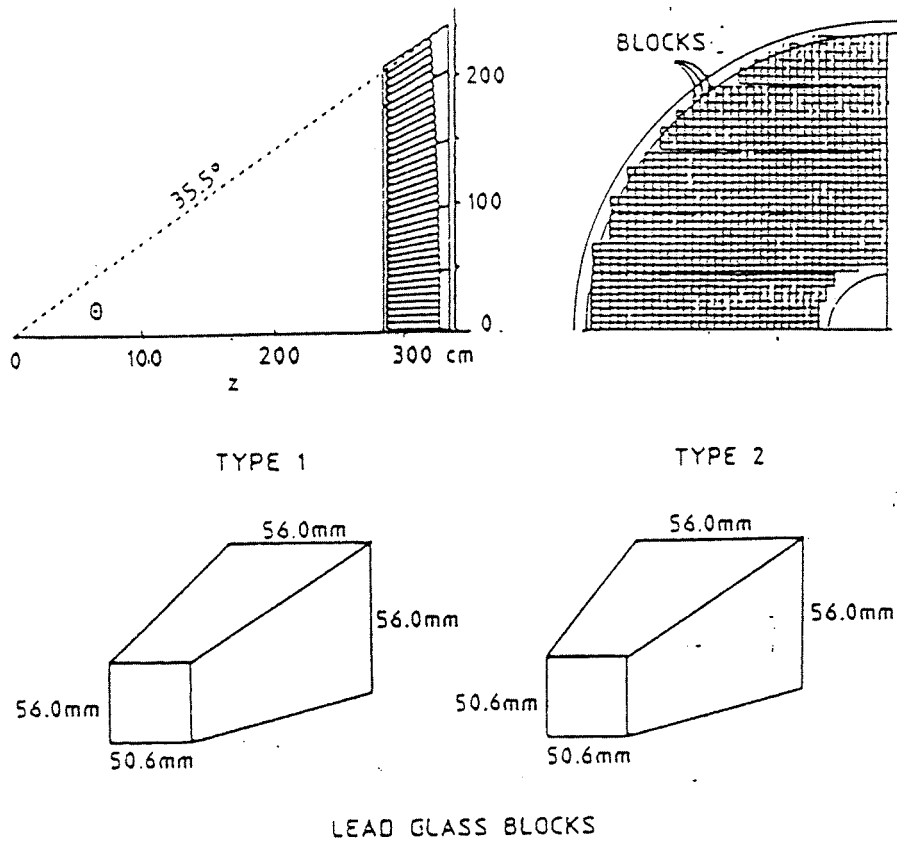


Figura II.9: Estructura del calorímetro electromagnético hacia delante, FEMC.

II.2.2.3 Calorímetro hadrónico, HAC

El calorímetro hadrónico (*Hadron Calorimeter*) es un detector gaseoso de muestreo que cubre tanto la región de barril $42.6^\circ \leq \theta \leq 137.4^\circ$, como las zonas hacia delante, $11.2^\circ \leq \theta \leq 48.5^\circ$ y $131.5^\circ \leq \theta \leq 168.8^\circ$.

La zona de barril consiste en un cilindro de 8 m de longitud, segmentado azimutalmente en 24 módulos. Cada uno de los 24 módulos tiene forma trapezoidal con una pequeña zona muerta entre módulos adyacentes. Al tener la misma modularidad en ϕ que la HPC y estar rotados respecto a éstos 7.5° , se evitan completamente las zonas muertas. Cada módulo contiene 19 placas de hierro de 5 cm de espesor, 2 placas de hierro de 2.5 cm y, cubriendo la cámara de muones interna, una placa de hierro de 10 cm. La anchura es de 110 cm de hierro, lo que equivale a 6 longitudes de interacción para piones.

En las zonas hacia delante se encuentran dos discos (uno en cada extremo) de 4.6

m de radio y 105 cm de grosor. Cada extremo está segmentado en 12 sectores iguales con 21 placas de hierro de 5 cm de espesor, espaciadas 17 mm.

En ambos casos, los detectores situados entre las piezas de hierro son cámaras de hilos que funcionan en el modo de corriente limitada. Con objeto de facilitar la lectura y análisis de los datos, el calorímetro está dispuesto en torres que apuntan a la región de interacción ($\Delta\phi \sim 3.75^\circ$, $\Delta\theta \sim 2.96^\circ$ en la región de barril y $\Delta\theta \sim 2.62^\circ$ en las zonas delanteras). El conjunto de 16 torres adyacentes en un plano define una supertorre. Las supertorres que están en un mismo intervalo angular en θ se denominan hipertorres (véase la figura II.10).

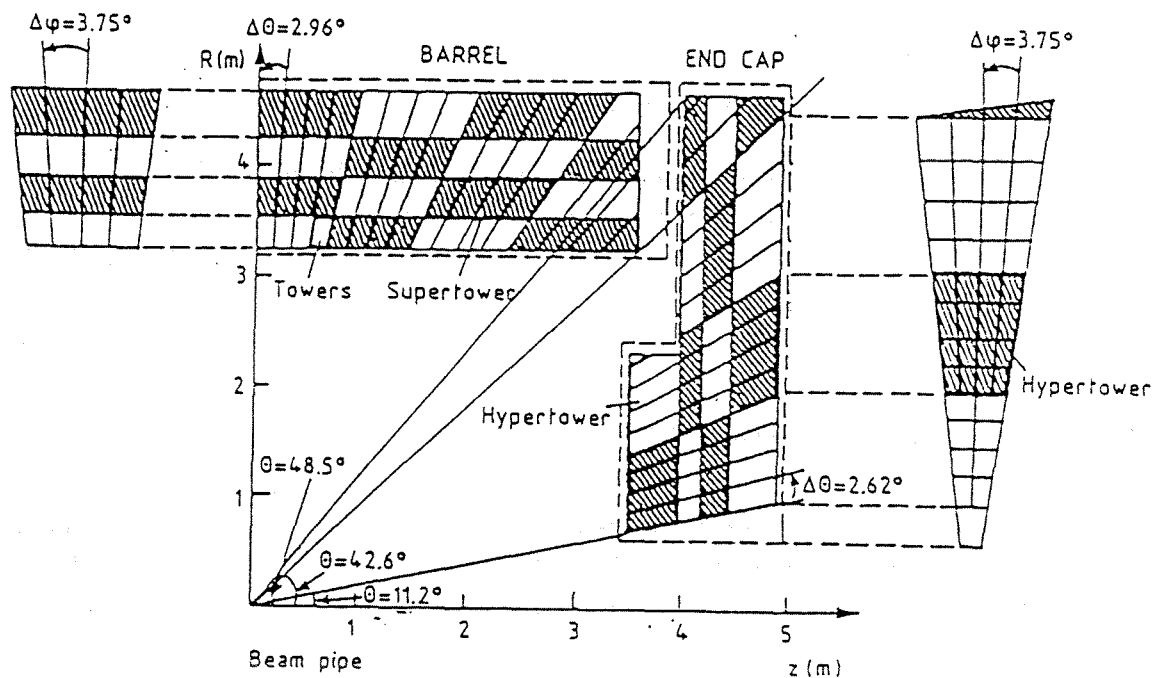


Figura II.10: Estructura en torres, supertorres e hipertorres del calorímetro hadrónico.

La resolución obtenida en LEP es :

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{120}{\sqrt{E(\text{GeV})}} (\%) \quad (\text{II.8})$$

II.2.3 Detectores de centelleo

Las zonas de barril y hacia delante están cubiertas por dos detectores de centelleo que participan en las decisiones rápidas del sistema de *trigger*, miden el tiempo de vuelo en la zona de barril y permiten estudiar los muones cósmicos empleados en la calibración y alineamiento de los detectores.

II.2.3.1 Contador de tiempo de vuelo, TOF

El TOF (*Time of Flight*) se halla situado detrás del solenoide, a una distancia radial de 310 cm de la dirección del haz. Está compuesto por 172 contadores de material centelleador de $355 \times 19 \times 2 \text{ cm}^3$ de dimensión, distribuidos en dos hemisferios (véase la figura II.11). Cubren la región angular de $41^\circ \leq \theta \leq 139^\circ$, con un espacio muerto en $\theta = 90^\circ$ y en las zonas de soporte del solenoide superconductor ($\phi \simeq 30^\circ$). Cada contador está conectado mediante guías de luz a un fotomultiplicador en cada extremo.

La rapidez de respuesta proporciona un *trigger* rápido y la medida de tiempos en los sectores diametralmente opuestos permite la identificación de muones cósmicos. La longitud de atenuación es de $\lambda_{att} = 135 \text{ cm}$, con una respuesta de 40 fotoelectrones para una partícula de ionización al mínimo, una resolución temporal de 2.6 ns y una resolución espacial de $\sim 20 \text{ cm}$.

II.2.3.2 Zona hacia delante, HOF

Los centelleadores en la zona hacia delante (*Hodoscope Forward*) están formados por láminas de plástico centelleador de $450 \times 20 \times 2 \text{ cm}^3$, con un fotomultiplicador en uno de los extremos. Dichas láminas están distribuidas en cuadrantes de 28 contadores cada uno.

La misión del HOF es mejorar el *trigger* de muones a bajo ángulo. Su resolución temporal es de 5 ns, con una longitud de atenuación de 150 cm.

II.2.4 Cámaras de muones

Las cámaras de muones se encargan de la detección de partículas penetrantes capaces de atravesar el hierro alojado en el HAC. Cubren tanto la zona de barril como las zonas hacia delante, aunque la cobertura angular no es completa, pues además de las zonas muertas a bajo ángulo, las zonas $45^\circ \leq \theta \leq 53^\circ$ y $127^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$ no están cubiertas por dichas cámaras.

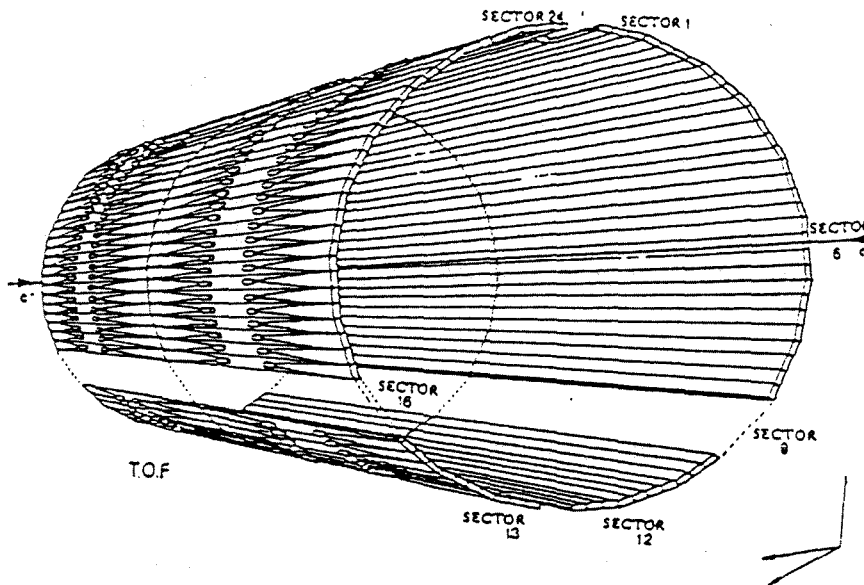


Figura II.11: Contadores de centelleo del TOF.

II.2.4.1 Cámara de muones en la zona de barril, MUB

Consisten en tres capas de 2×24 sectores en $R\phi$ de cámaras de deriva de aproximadamente 4 m de longitud, con una máxima distancia de deriva al único hilo anódico central de 10 cm. Abarca la zona angular de $52^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$.

La capa más interna se encuentra insertada en el hierro del imán y contiene 3 planos de cámaras de deriva dispuestas al tresbolillo. La segunda capa está situada tras la superficie exterior del soporte del imán y está formada por dos capas superpuestas de cámaras de deriva. Por último, la capa más externa está situada a 50 cm del soporte del imán, consta de dos capas de cámaras y cubre las zonas muertas de las dos anteriores.

En todos los casos, se trata de cámaras que operan en modo proporcional con una mezcla gaseosa de argón (85.5 %), metano (8.5 %) y CO_2 (6 %), en las que la coordenada z se mide por la diferencia de tiempos de llegada de los pulsos entre los extremos de la línea de retraso que hace de cátodo. La coordenada $R\phi$ viene dada por el tiempo de deriva al hilo. Por término medio un muón atraviesa entre 2 y 4 cámaras, produciendo entre 4 y 6 pares de coordenadas $R\phi$ y z , que se denominan impactos (*hits*). Las resoluciones conseguidas en LEP a partir de trazas extrapoladas son $\sigma_{R\phi} = 4 \text{ mm}$ y $\sigma_z = 2.5 \text{ cm}$.

II.2.4.2 Cámara de muones en la zona hacia delante, MUF

En cada extremo de DELPHI se encuentran dos capas de cámaras de deriva: una dentro del soporte del imán tras 85 cm de hierro y otra más exterior a 30 cm de la primera, en la dirección z . Cada capa consta de cuatro cuadrantes dispuestos en dos subcapas ortogonales con 22 detectores o celdas de deriva, las cuales operan en el modo de deriva limitada. Las coordenadas x e y se determinan mediante el tiempo de deriva a un hilo central y la diferencia de tiempos en los extremos del cátodo. Su resolución es $\sigma_{xy} \sim 3$ mm con una eficiencia por plano del 90 %.

II.2.5 Monitores de luminosidad

Con el fin de medir la luminosidad, DELPHI dispone de dos monitores capaces de medir la sección eficaz *Bhabha* a bajo ángulo.

II.2.5.1 Monitor a bajo ángulo, SAT

A ambos lados del punto de interacción, el SAT (*Small Angle Tagger*) consta de un detector de trazas (*tracker*) y un calorímetro.

El calorímetro está situado a $|z| = 233$ cm y cubre la región polar entre 43 y 135 mrad (2.5° a 7.7°). Con un espesor de $28 X_0$, consiste en capas alternadas y concéntricas de láminas de plomo de 0.9 mm de espesor y fibras de plástico centelleador de 1 mm de diámetro alineadas paralelamente al haz. Detrás del calorímetro, las fibras se agrupan en 288 conjuntos que se conectan a unos fotodiodos mediante guías de luz cónicas. Los cuatro anillos centrales se leen segmentados en sectores de 15° y los exteriores en sectores de 7.5°.

Los calorímetros fueron complementados durante 1991 con dos de los tres planos con detectores de silicio (*trackers*), con el fin de medir los puntos de impacto de las partículas. Con la plena operatividad de los *trackers* se espera conseguir una precisión de $\sigma_\theta = 1.5$ mrad y una definición del radio menor de $40 \mu\text{m}$. Antes de la instalación de los *trackers* se instaló en uno de los extremos un anillo de plomo de $12 X_0$ para definir con precisión los límites de aceptación. Por su importancia en el cálculo de las secciones eficaces, se expone con más detalle esta cuestión en el apéndice B.

II.2.5.2 Monitor a muy bajo ángulo, VSAT

El VSAT (*Very Small Angle Tagger*) actúa como monitor tanto de la luminosidad como de las condiciones del haz. Está situado a una distancia de $|z| = 7.7$ m y cubre las regiones entre 5 y 7 mrad. En cada extremo, el detector está compuesto por dos calorímetros rectangulares de capas de W-Si de $24 X_0$, situados horizontalmente a ambos lados de haz y fijos a los cuadrupolos superconductores. La sección eficaz *Bhabha* en el rango del detector es de 400 nb, unas 100 veces mayor que la sección eficaz total de producción en el pico del Z^0 . Está diseñado también para medir la contaminación de electrones y rayos X. Estas medidas permiten controlar el cálculo de las órbitas y la contaminación de los sucesos *Bhabha*.

II.2.6 Detectores Cherenkov: RICH

El objetivo de los detectores RICH (*Ring Imaging Cherenkov*) es mejorar la identificación de hadrones en un amplio rango de momentos. Están basados en la identificación de partículas a partir de la reconstrucción del ángulo de emisión de los fotones emitidos por efecto Cherenkov. Se hallan tanto en la zona de barril (*Barrel RICH - BRICH*) como en las zonas hacia delante (*Forward RICH - FRICH*).

II.2.6.1 Zona de barril , BRICH

Consiste en un cilindro de 3.5 m de longitud con radios interior y exterior de 246 y 394 cm, respectivamente. Se encuentra dividido en dos mitades por una pared central y está segmentado en 24 sectores en ϕ . Cada sector contiene una zona para el radiador líquido en la parte más interior, una zona de deriva, un radiador gaseoso y 6 espejos parabólicos. En la figura II.12 se muestra una sección transversal de dicho detector.

Los fotones Cherenkov producidos en el radiador líquido entran a la cámara de deriva donde son absorbidos por un agente fotoionizante (TMAE). Los electrones producidos en esta ionización derivan impulsados por un campo eléctrico en la dirección del eje z hasta una cámara multihilos (MWPC) colocada en el extremo de la cámara. La coordenada ϕ queda determinada por el hilo al que llega la ionización, el tiempo de deriva proporciona la coordenada z , y el baricentro de las placas catódicas proporciona el radio R . Los fotones producidos en el radiador gaseoso se reflejan en los espejos, dando lugar a los anillos característicos en la cámara de deriva. Al igual que antes, los electrones son detectados por las cámaras multihilos. La coordenada R medida permite distinguir unos fotoelectrones de otros.

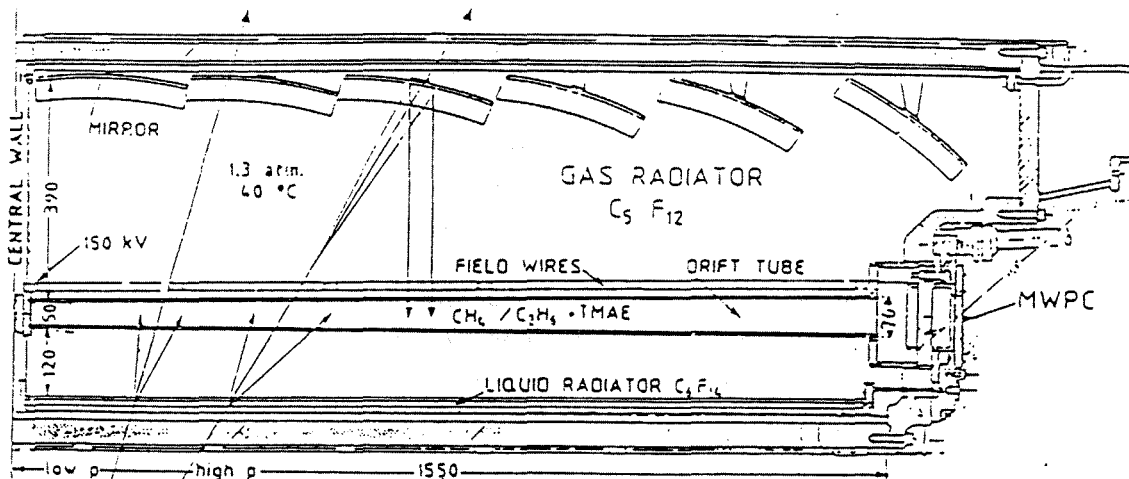


Figura II.12: Sección transversal del BRICH.

El ángulo Cherenkov se calcula a partir de la reconstrucción de los anillos y del punto de entrada de la partícula en el radiador, que se conoce extrapolando la traza reconstruida por otros detectores. Dicho ángulo, junto con el momento, permite obtener las probabilidades para las distintas hipótesis de masas.

El BRICH fue totalmente instalado en agosto de 1991 llegándose a tomar unos 80000 sucesos hasta el final del periodo. Algunos resultados físicos en lo que a identificación de partículas se refiere, pueden encontrarse en [8]. La operatividad del radiador gaseoso es comparable a la inicialmente prevista, mientras que la resolución del radiador líquido es menor que la esperada, debido a problemas con el alineamiento del detector.

II.2.6.2 Zona hacia delante, FRICH

El FRICH consta de dos semiconos truncados divididos azimutalmente en 12 sectores. Cada sector contiene tres capas con radiadores líquidos, cámaras de deriva, dos cámaras MWPC y cinco espejos. Por el momento sólo está instalado uno de los extremos con sólo dos de las cámaras de deriva y la electrónica para un sólo sector.

II.2.7 El sistema de decisión o *Trigger*

La filosofía del sistema de decisión consiste en combinar las diferentes señales de los detectores y proporcionar una respuesta rápida que acepte o veto la adquisición del suceso. En este sentido, el sistema de *trigger* ha de ser rápido, eficiente y redundante, con el fin de detectar la gran variedad de estados finales posibles y evitar las posibles ineficiencias de algunos detectores.

El ritmo de adquisición de datos en DELPHI viene controlado por cuatro niveles de decisión o *trigger*: T1-T4. El sistema se ha diseñado con el fin de aceptar todas las posibles interacciones e^+e^- y reducir en la medida de lo posible la contaminación procedente de las interacciones del haz con el gas residual del tubo (*beam-gas interactions*), las interacciones con las paredes del mismo (*beam-wall interactions*), los rayos cósmicos e incluso el propio ruido de los detectores.

Los dos primeros niveles de decisión, T1 y T2, son sincrónicos con el cruce de los haces (BCO, *Beam Cross Over*), que tiene lugar cada $23 \mu\text{s}$, y sus funciones se realizan a nivel *hardware*. Los dos últimos niveles son asíncronos respecto al BCO, y funcionan a nivel *software*. Durante el periodo 1991 sólo los niveles T1 y T2 han sido totalmente operativos, mientras que los niveles T3 y T4 fueron instalados a lo largo de 1992. Respecto al periodo 1990, los niveles T1 y T2 estuvieron en fase de desarrollo, estando disponibles sólo al final de dicho periodo. Su ausencia se compensó con un sistema de electrónica NIM altamente eficiente denominado *trigger* de B1.

El primer nivel de *trigger* consiste en un sistema rápido de decisión basado en información muy primaria: existencia o no de trazas, depósitos de energía, topología, etc. Su tiempo de respuesta es de $3.5 \mu\text{s}$ después del BCO con el fin de minimizar el espacio de deriva en la TPC. Si la decisión de T1 es positiva se pone en funcionamiento el segundo nivel de decisión, en caso contrario el detector se prepara para el siguiente BCO.

El segundo nivel dispone de $39 \mu\text{s}$ para tomar una decisión, por lo que cuando se activa se pierde un cruce de haces. Dicho nivel dispone de información más depurada procedente de detectores más lentos. Tanto la información relativa a la energía depositada en los calorímetros como la relativa a las trazas, se conocen con más detalle. En caso afirmativo, los detectores completan la digitalización de sus datos y se abre un periodo de 4 ms para leer y almacenar toda la información. Durante 1991, las frecuencias típicas para los dos primeros niveles, T1 y T2, fueron de $\sim 500 \text{ Hz}$ y $\sim 4 \text{ Hz}$, respectivamente.

La idea del tercer nivel de decisión consiste en realizar un procesado rápido del suceso que permita conocer cantidades físicas significativas (número de trazas, energía depositada, tiempo de vuelo) a partir de las cuales poder eliminar la mayor parte de

los sucesos falsos. El tiempo disponible en este nivel es del orden de 30 ms, siendo rechazados alrededor del 50 % de los sucesos aceptados por T2. La función del cuarto nivel de decisión es clasificar los diferentes tipos de sucesos en tiempo real, pero en la actualidad sólo se utiliza para controlar la adquisición.

En la figura II.13 se muestran los detectores que contribuyen a los dos primeros niveles de decisión, así como la aceptación angular en grados. Las señales que envían estos detectores se agrupan en los llamados *sub-triggers*:

- *Sub-trigger* de trazas (TPC + FCA/B + ID/OD + TOF).
- *Sub-trigger* de energía electromagnética (HPC + FEMC).
- *Sub-trigger* de energía hadrónica (HAC).
- *Sub-trigger* de muones (MUB + MUF).
- *Sub-trigger* de *Bhabhas* (SAT + VSAT).
- *Sub-trigger* cósmico (TOF).

En las referencias [9] y [10] se puede encontrar más información más respecto a los diversos aspectos del funcionamiento del *trigger* en DELPHI.

II.2.7.1 El *trigger* de B1

Se conoce como *trigger* de B1 ² al sistema de *trigger* utilizado mientras el sistema originalmente diseñado estuvo en fase de desarrollo (hasta finales de 1990). Dicho sistema funciona todavía en la actualidad, aunque su papel no es tan relevante. Consiste en la combinación, mediante electrónica NIM, de diferentes señales procedentes de la zona de barril y las zonas hacia delante. La respuesta final de B1 es un OR lógico de todas las señales, que es transmitida a todos los detectores.

Las señales de los detectores utilizados se agrupan en octantes o cuadrantes y la lógica con la que se combinan consiste fundamentalmente en coincidencias de sectores opuestos en θ y ϕ entre uno o varios detectores, y las llamadas *majorities-n* (al menos n sectores con señal). En el capítulo IV mencionamos las señales utilizadas y las eficiencias obtenidas para el análisis de los datos de 1990, de la reacción $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$.

²El nombre de B1 procede del lugar físico donde está ubicado: la barraca B1.

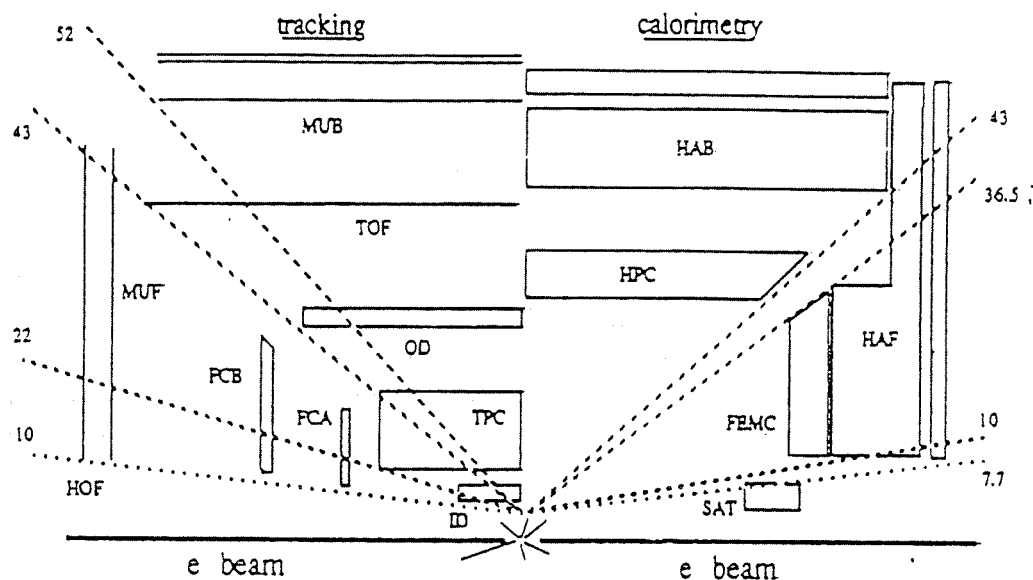


Figura II.13: Esquema de los detectores que participan en los dos primeros niveles del *trigger*, con la aceptación angular en grados.

II.2.8 El sistema de adquisición de datos

El sistema de adquisición de datos (*Data Acquisition System, DAS*) es una combinación de componentes *hardware* y *software* responsable de la lectura (*read-out*) de los sucesos, desde que se cruzan los haces hasta que se almacenan en un soporte magnético para su posterior análisis. En DELPHI la adquisición está basada en una arquitectura estándar FASTBUS que utiliza tarjetas electrónicas (ADCs, TDCs, LTDs, etc) con capacidad para digitalizar y almacenar varios sucesos.

En una primera fase, se controlan los dos primeros niveles de *trigger* y las memorias locales donde se retiene la información (FEB, *Front End Buffers*). Una vez recibida la señal de cruce de los haces (BCO), el sistema lee la información de los detectores rápidos y toma una primera decisión (T1) en $3.5 \mu\text{s}$. Si la decisión es positiva, se abre un periodo de $39 \mu\text{s}$ entrando en funcionamiento el segundo nivel de decisión (T2). En dicho nivel se utiliza la información de los detectores de deriva, como la TPC y HPC,

cuya información está disponible a los 10-20 μ s después de la señal BCO. Si la respuesta de T2 es negativa el sistema emplea 5 μ s en prepararse para el próximo suceso. Si por el contrario, el sistema pasa el filtro de T2, se abre un periodo de 3.5 ms con el fin de liberar las memorias locales y prepararse para el siguiente cruce.

En una segunda fase, los datos contenidos en las FEB se transfieren a las llamadas MEB (*Multi Event Buffers*) y actúa el tercer nivel de *trigger* (T3). En esta fase tiene lugar la estructuración y formateo de los datos en secuencias estándar (*blocklets*), la supresión de ceros, etc, pudiendo además ser inspeccionados vía el llamado SEB (*Spy Event Buffer*). La secuencia completa de transferencia a los MEB y la actuación de T3 se lleva a cabo en 30 ms.

Finalizada la fase principal de lectura, los datos quedan almacenados en 15 MEB (generalmente uno por detector). Posteriormente y de forma asíncrona respecto a las fases previas, los datos se transfieren a los GEB (*Global Event Buffer*). Actúa entonces el cuarto nivel de *trigger* (T4), encargado de identificar los diferentes tipos de sucesos. Finalmente los datos se graban en un soporte magnético (*cartridge 3480*) para su posterior análisis.

Referencias

- [1] "The design, construction and comissioning of the CERN Large Electron collider", S. Myers and E. Picasso, Comtemporary Physics **31** (1990) 387-403
- [2] P. Brown et al., **CERN-LEP-RF 89-22**.
H. Frischholz, **CERN-LEP-RF 89-24**.
J. Billan et al., **CERN-LEP-MA 89-04**.
M. Giesch and J. P. Gourber, **CERN-LEP-MA 89-68**.
- [3] V. Hatton et al., LEP performance note 12 (1990), sin publicar.
- [4] The LEP polarisation coll., Phys. Lett. **B284** (1992) 431.
- [5] L. Arnaudon et al., CERN preprint **CERN-PPE/92-125**, **SL MD** nota 25, Julio 1992.
- [6] P. Aarnio et al.(DELPHI Collaboration), NIM **A303** (1991) 233.
- [7] P. Checchia, Nota DELPHI **DELPHI 91-100 PHYS 145**, Octubre 1991.
- [8] P. Baillon, Nota DELPHI **DELPHI 92-125 RICH 51**, Octubre 1992.
- [9] J. Fuster, C. Lacasta y J. Valls, Nota DELPHI **DELPHI 91-112/DAS-115** Diciembre 1991.
- [10] C. Lacasta, Tesis de licenciatura, Universitat de València, Julio 1992.

CONCLUSIONES

El presente trabajo de investigación se ha desarrollado en el marco de un convenio de colaboración entre el Departamento de Física de la Universidad de Sevilla y el Departamento de Física de la Universidad de Granada. El objetivo principal de este estudio es determinar el coeficiente de absorción de neutrones térmicos en un material de interés para la física nuclear.

Los resultados obtenidos muestran que el coeficiente de absorción de neutrones térmicos en el material estudiado es de 0.0012 ± 0.0001 cm⁻¹. Este valor es consistente con los datos teóricos obtenidos a partir de los cálculos de sección eficaz de absorción de neutrones.

En conclusión, se ha demostrado que el método de absorción de neutrones térmicos es una técnica adecuada para la determinación del coeficiente de absorción de neutrones en materiales de interés para la física nuclear. Los resultados obtenidos en este estudio pueden ser utilizados para el diseño de reactores nucleares y para la investigación en física nuclear.

Capítulo III

Reconstrucción, simulación y detección

En una primera parte de este capítulo describimos la cadena de programas utilizados por la colaboración DELPHI para la simulación y reconstrucción de los sucesos. Posteriormente, en una segunda parte, estudiamos las características de los tres canales leptónicos, haciendo hincapié en la respuesta de aquellos detectores básicos para el análisis de los sucesos *Bhabha* a alto ángulo.

III.1 Programas de reconstrucción y simulación

Tanto para la reconstrucción como para la simulación, los programas están escritos en FORTRAN77. Además, para facilitar el flujo y manejo de la información, los datos se disponen en estructuras ZEBRA [1], que extienden las capacidades del FORTRAN al manejo de listas jerárquicas de longitud variable.

III.1.1 Descripción y constantes de calibración del detector

La descripción del detector se realiza mediante una base de datos administrada por el sistema CARGO [2]. Los ficheros de dicha base de datos son accesibles por los programas de simulación, reconstrucción y visualización mediante un paquete de rutinas de aplicación denominado DDAP (*Detector Description Access Package*). Estos ficheros contienen información detallada sobre el volumen, estructura, soporte, materiales constituyentes, forma y posición de cada detector. Contienen, además, las constantes de

calibración de los diferentes detectores, y parámetros como la presión, temperatura, voltajes, etc, necesarios para calcular velocidades de deriva y tiempos de retardo.

Dicha base de datos se usa tanto en la simulación como en los programas de reconstrucción, por lo que cualquier cambio en la descripción del detector queda implementada en ambos programas a la vez. Las modificaciones realizadas, debidas a cambios en la geometría del detector o alineamiento, se almacenan para su uso posterior. Durante los periodos de toma de datos, la actualización se lleva a cabo mediante un sistema automático denominado *Slow Control Software System*.

III.1.2 Simulación

Los programas de simulación Monte Carlo, partiendo de las partículas producidas por un generador determinado, son capaces de reproducir el comportamiento de dichas partículas y de sus productos de desintegración a su paso por el detector. La comparación entre los datos reales y los simulados es de vital importancia para entender la respuesta del detector. Por otra parte, los sucesos simulados son necesarios para el cálculo de eficiencias, porcentajes de contaminación, factores correctores, etc.

El programa encargado de la simulación en DELPHI se denomina DELSIM (*DELphi SIMmulation*) [3] y consta de una parte de generación de partículas y otra de simulación detallada:

Generación.

En esta fase se generan los cuadrimomentos de las partículas producidas en la interacción e^+e^- . DELSIM incluye generadores para los procesos $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, H^0Z^0 , H^+H^- , $\gamma\gamma$ vía intercambio de un fotón, Z^0 y partículas supersimétricas. Los procesos de fragmentación para quarks se realizan mediante el esquema de LUND [4] con llamadas a rutinas del paquete JETSET [5]. Pueden utilizarse, además, generadores externos mediante el uso de un programa de adaptación o simplemente, leyendo de un fichero los sucesos ya generados. La historia de la generación, es decir, la relación entre las partículas primarias y sus productos de desintegración, se guarda en bancos especiales (*SH banks*) para ser utilizada posteriormente en los análisis físicos.

Simulación detallada.

Tras la generación de las partículas iniciales, un conjunto de rutinas reproduce su comportamiento a través del detector hasta que alcanzan una energía

mínima, se desintegran o lo abandonan. Cada detector tiene sus propias rutinas específicas (o módulos), que simulan los procesos en su interior hasta desembocar en las señales electrónicas creadas en las placas de digitalización. Se tienen en cuenta entonces las posibles eficiencias, así como el ruido o las señales de fondo producidas. Dichas rutinas contemplan procesos secundarios como, conversión de fotones, colisión múltiple, trazas en campos magnéticos, procesos de *bremstrahlung*, dispersión Compton, interacciones nucleares, etc. Las interacciones electromagnéticas se tratan mediante EGS [6] y GEANT3 [7] y las hadrónicas mediante GEISHA [8]. Los datos finales procedentes de cada detector (*raw data*) se almacenan en bancos específicos con estructura ZEBRA, de idéntico formato a los datos reales. La estructura modular de DELSIM y permite realizar la simulación de cualquier detector independientemente del resto.

Existe además la posibilidad de realizar una simulación rápida del detector mediante el programa FASTSIM (*FAST SIMulation*) [9], basado en una descripción simplificada de DELPHI, considerando la respuesta de los detectores y los procesos secundarios en sus rasgos esenciales. Se utiliza para obtener una aproximación rápida o cuando la estadística necesaria impide una simulación más detallada con DELSIM debido al excesivo consumo de tiempo de cálculo.

III.1.3 Reconstrucción

El conjunto de rutinas encargadas de procesar los datos (*raw data*), ya sean reales o simulados, para la reconstrucción y análisis de los sucesos se denomina DELANA (*DELphi ANAlysis*) [10]. Consiste, al igual que DELSIM, en una estructura modular donde se distinguen rutinas generales y rutinas específicas de cada detector. La reconstrucción se realiza en diferentes fases que se detallan más adelante.

Con objeto de facilitar la labor de DELANA se ha creado un paquete de rutinas llamado TANAGRA (*Track ANAlysis GRaphics*), que proporciona una forma sencilla y coherente de manejar los datos. Para cada suceso, TANAGRA construye una estructura organizada en varios niveles jerárquicos, correspondientes a las distintas fases de la reconstrucción. Dicha estructura de datos, denominada VETBAS (*VErtex and Track BASic Structure*), consiste en un conjunto de bancos ZEBRA en gran parte independientes del detector. Tales bancos contienen información sobre trazas, cascadas, vértices, etc, y preservan las relaciones lógicas entre ellos. TANAGRA está provisto, además, de facilidades para transferir, recuperar y modificar los datos de los bancos. El estado de cada banco queda grabado en el propio banco: activo, inactivo, modificado, etc, lo que facilita la resolución de ambigüedades en la reconstrucción. La estructura VETBAS está protegida de tal manera que las modificaciones sólo son posibles según el tipo de intervención y los privilegios del usuario.

El proceso de reconstrucción comienza con la lectura de los datos y las constantes de calibración de la base de datos. Una rutina especial controla las constantes a utilizar según el periodo en que han sido tomados los datos. Posteriormente, tienen lugar cuatro fases de reconstrucción. En la figura III.1 se muestra el flujo jerárquico de la cadena de reconstrucción.

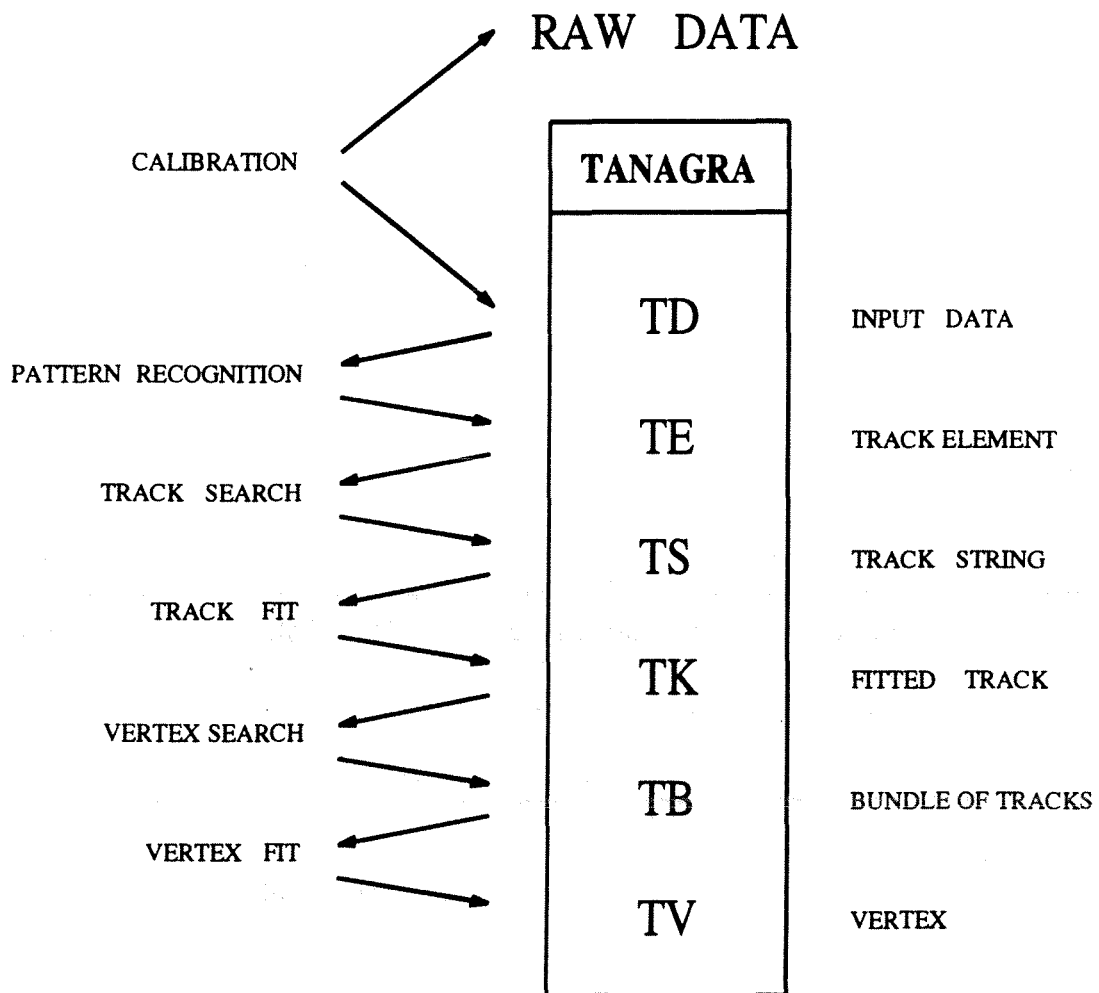


Figura III.1: Diagrama de flujo donde se distinguen las distintas fases de la reconstrucción y los niveles jerárquicos de TANAGRA.

III.1.3.1 Primera fase de reconstrucción

En la primera etapa, cada detector procesa individualmente sus datos en bruto (*raw data*), convirtiendo las señales electrónicas en puntos espaciales, segmentos de traza, depósitos de energía, etc, utilizando las constantes de calibración de cada detector. Dicha información es almacenada en unos bancos especiales llamados TD. Posteriormente, algunas rutinas especiales de cada detector asocian dichos bancos TD en elementos de trazas (TE, *Track Elements*). Quedan, sin embargo, ambigüedades por resolver (VD, ID, OD) y detectores que necesitan datos previos para refinar su análisis (HPC, MUB) o incluso comenzarlos (RICH). A continuación, actúan los programas de búsqueda de trazas (*track search*) y de ajuste de las mismas (*track fit*) y se construyen las posibles trazas o candidatos a ellas (TS, *Track String*). Cada TS se somete entonces a un proceso de ajuste descartándose los candidatos con peor χ^2 . Por otra parte, otro conjunto de rutinas extrapola cada traza a una superficie de referencia (una por detector). Al final del proceso de ajuste se dispone de un conjunto de trazas (TK) libres de ambigüedades. Cada TK contiene los parámetros de la traza ajustada en el punto correspondiente al TE más interno (p_x, p_y, p_z) ó ($q/p, \theta, \phi$) y su correspondiente matriz de error, así como el punto de llegada, longitud, número de TE's asociados, el valor de χ^2 y la carga.

III.1.3.2 Segunda fase de reconstrucción

En una segunda etapa, se intentan asociar los bancos TE que no han sido asociados en la primera. Además, cada detector accede a las predicciones hechas en las superficies de referencia, y las compara con sus propias predicciones. Esto permite eliminar las ambigüedades restantes y mejorar las medidas de posición y dirección. Se activan de nuevo la búsqueda y el ajuste de trazas, combinando la información más depurada de cada detector. Se obtienen así nuevas trazas o se mejoran las ya existentes. En este nivel se obtienen los TK definitivos, que sustituyen los obtenidos en la primera etapa. La extrapolación de estas trazas permite realizar una mejor asociación traza-cascada, y mejorar las medidas de posición y dirección de las cascadas.

III.1.3.3 Identificación de partículas

En una tercera etapa, se desarrollan las diversas técnicas relativas a la identificación de la naturaleza de las partículas. Se obtiene la pérdida de energía por ionización medida en los hilos de la TPC (dE/dx). Se procesan los datos del RICH una vez conocido el momento de las trazas y el punto de entrada en el radiador líquido. A partir de las características de las cascadas electromagnéticas y hadrónicas se obtienen

diferentes probabilidades de que la partícula sea de uno u otro tipo. En la sección III.2 presentamos con más detalle cómo han sido utilizadas estas técnicas para identificar los electrones de alta energía, típicos de los sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (n\gamma)$.

III.1.3.4 Ajuste de vértices

Como última etapa de la reconstrucción en DELANA, se activa la búsqueda de vértices. En principio se crean listas de trazas TB (*Bundle Tracks*) que puedan proceder de un mismo vértice, pudiendo una misma traza ser incluida en más de una lista. Posteriormente, se llevan a cabo ajustes para determinar tanto la posición del vértice como los parámetros de las trazas en dicho vértice. En esta fase se resuelven ambigüedades y contradicciones y, cuando el ajuste es satisfactorio, se utilizan los resultados para mejorar el propio ajuste de las trazas. La información de los vértices se almacena en bancos especiales denominados TV.

III.1.4 PXDST

El volumen de datos producido por DELANA hace difícil su manejo, por lo que es necesaria una última fase de reducción de los mismos. El programa PXDST realiza esta tarea creando un resumen de los resultados de DELANA, que contiene la información relevante de cada suceso de una forma compacta. Dicho resumen se denomina DST (*Data Summary Tape*), y es el punto de partida para los análisis de cada canal. La estructura de la DST consiste en uno o más bancos ZEBRA, que contienen información sobre los vértices primarios y secundarios (*PV banks*). Mediante punteros es posible acceder a los bancos de trazas (*PA banks*) pertenecientes a cada vértice. En los bancos de traza, además de las coordenadas, ángulos, momento y demás características de la traza, se incluye también la información relevante de los detectores relacionados con dicha traza. De este modo, desde un banco PA dado, es posible acceder a diferentes módulos, donde el usuario puede encontrar los detalles más significativos de los detectores que han intervenido en la reconstrucción de la traza: desarrollo longitudinal y transversal de las cascadas, medidas de la pérdida de energía por ionización, tiempo de vuelo, etc.

III.1.5 Visualización Gráfica

DELPHI dispone de un sistema de visualización gráfica de los sucesos basado en el paquete de rutinas DELGRA (*DELphi GRaphics*) [12]. Dicho programa permite visualizar el detector y superponer el suceso tal y como ha sido reconstruido por

TANAGRA. El programa permite seleccionar datos, listar sus contenidos, ampliar y rotar el suceso interactivamente, etc. Contiene también algoritmos para realizar análisis interactivos, como reconstrucción de *jets*, cálculo de momento faltante y de masas invariantes.

La visualización gráfica de los sucesos permite estudiar la calidad de la reconstrucción, el alineamiento de los detectores y la eficiencia de los programas de análisis. En la siguiente sección se pueden ver algunos ejemplos de sucesos obtenidos con este programa.

III.2 Detección y respuesta de DELPHI a los canales leptónicos

En esta segunda parte del capítulo, describimos los medios disponibles en DELPHI para la detección de los sucesos *Bhabha* a alto ángulo. La habilidad para identificar diversos tipos de partículas a partir de la respuesta proporcionada por cada detector permite aumentar la eficiencia de selección y, a la vez, reducir los porcentajes de contaminación. Comenzamos con una descripción de las firmas que caracterizan los estados finales de los tres canales leptónicos, para finalizar con el estudio de la respuesta de los detectores más relevantes en el análisis de la reacción $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (n\gamma)$ a alto ángulo.

III.2.1 Caracterización de los sucesos leptónicos

Los sucesos leptónicos, $Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$, producidos en una aniquilación del tipo e^+e^- , tienen características especiales que permiten separarlos fácilmente de otros canales, como las aniquilaciones hadrónicas o los sucesos producidos en las colisiones a dos fotones. Dichas características son, fundamentalmente, la baja multiplicidad de trazas y una topología colineal de tipo *back-to-back*.

Así, la mayoría de los pares de muones o de electrones aparecen como sucesos con dos trazas muy energéticas y colineales, aunque en algunos casos puede haber más de dos trazas debido a la conversión de fotones en pares electrón-positrón. Los sucesos $\tau^+\tau^-$ se detectan a través de sus productos de desintegración. La mayoría de las veces tales desintegraciones dan lugar a topologías definidas por dos trazas opuestas, sin embargo las desintegraciones hadrónicas del tipo $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\pm n\pi^0$, producen múltiples trazas cargadas.

Básicamente, lo que caracteriza el estado final de un suceso *Bhabha* a alto ángulo

son dos cascadas electromagnéticas de alta energía ($E \sim E_{had}$) en el calorímetro electromagnético en la zona de barril (HPC). En la figura III.2 se muestra un suceso *Bhabha* típico registrado en DELPHI. A su vez, cada cascada tiene asociada una traza de alto momento, de tal modo que el suceso en conjunto presenta una topología del tipo *back-to-back*. Como veremos, dicha asociación traza-cascada se ve afectada por la radiación que sufren los electrones primarios debida al material que atraviesan antes de llegar al

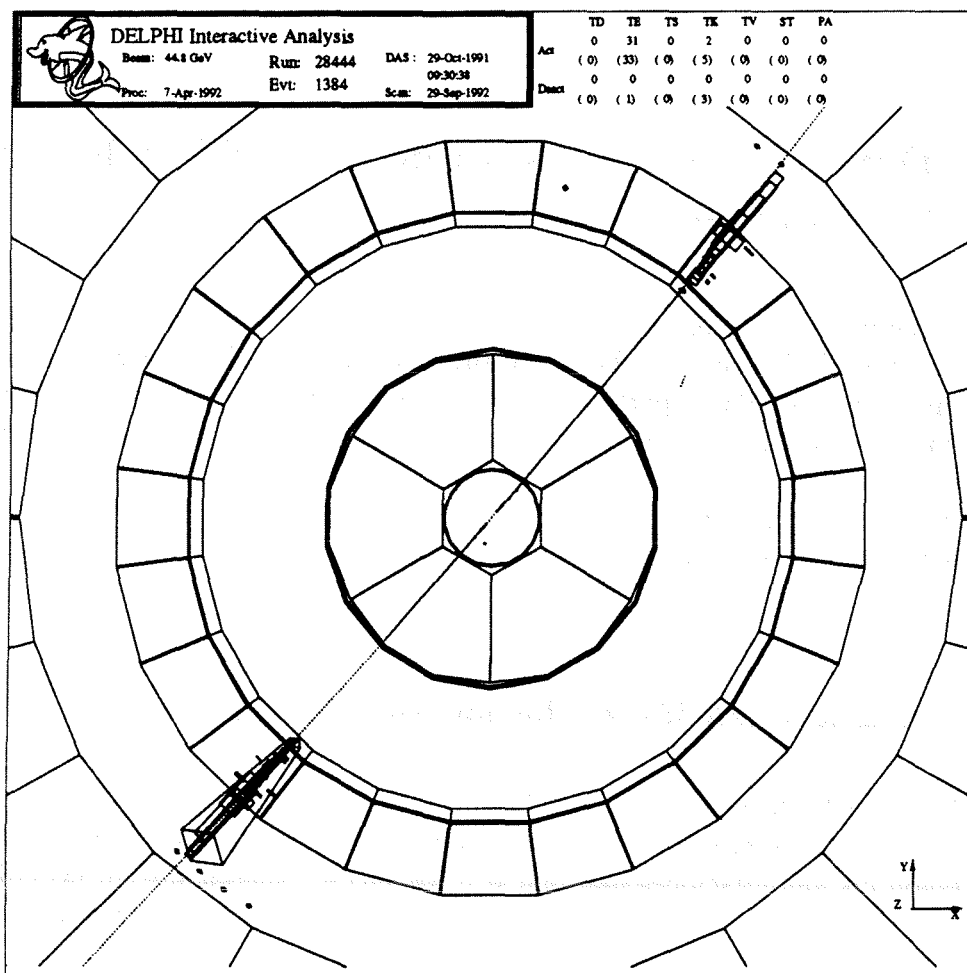


Figura III.2: Vista frontal de un suceso e^+e^- en DELPHI. Se aprecian las cascadas electromagnéticas de alta energía depositadas en la HPC por cada electrón.

calorímetro. Esto dificulta la asociación, pues puede darse el caso de que el electrón primario no apunte a la cascada más energética. Puesto que las partículas finales son electrones y fotones, no debe haber energía en el calorímetro hadrónico, sin embargo, en la práctica, se producen fugas de las cascadas que llegan hasta la primera torre del HAB. Aún así, la señal registrada no supera los 3 GeV, excepto cuando los electrones

inciden en los huecos de la HPC, en cuyo caso se llegan a alcanzar en promedio hasta 15 GeV.

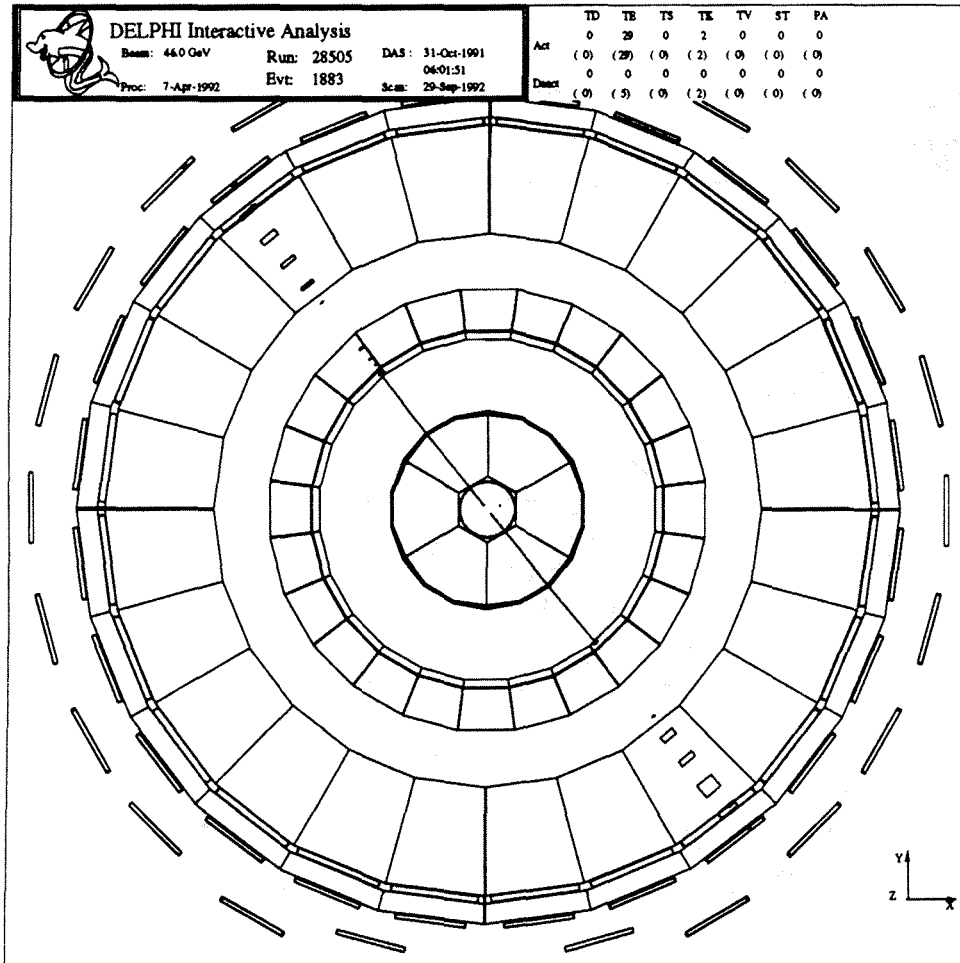


Figura III.3: Vista frontal de un suceso $\mu^+\mu^-$ en DELPHI. Ambos muones reparten uniformemente la energía en los calorímetros y dejan impactos en las cámaras de muones.

Los sucesos del tipo $\mu^+\mu^-$ se caracterizan por la existencia de dos trazas cargadas de alto momento ($P_{track} \sim E_{beam}$) muy colineales entre sí. La señal que dejan los muones en los calorímetros es típica de partículas de mínima ionización. Los muones reparten uniformemente su energía en las diferentes capas de material pasivo, presentando sus distribuciones energéticas un comportamiento de tipo Landau. En los calorímetros electromagnéticos, la energía media depositada oscila alrededor de los 200 MeV, mientras que en el calorímetro hadrónico es de 4 GeV. Por último, antes de abandonar el detector, las trazas atraviesan las cámaras de muones, dejando como señal una serie de

impactos (*hits*), que facilitan la reconstrucción de los muones. En la figura III.3 observamos un suceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ típico en el que se pueden apreciar las características mencionadas. Para más detalles sobre el estudio de este canal en DELPHI remitimos al lector a las referencias [13], [14] y [15].

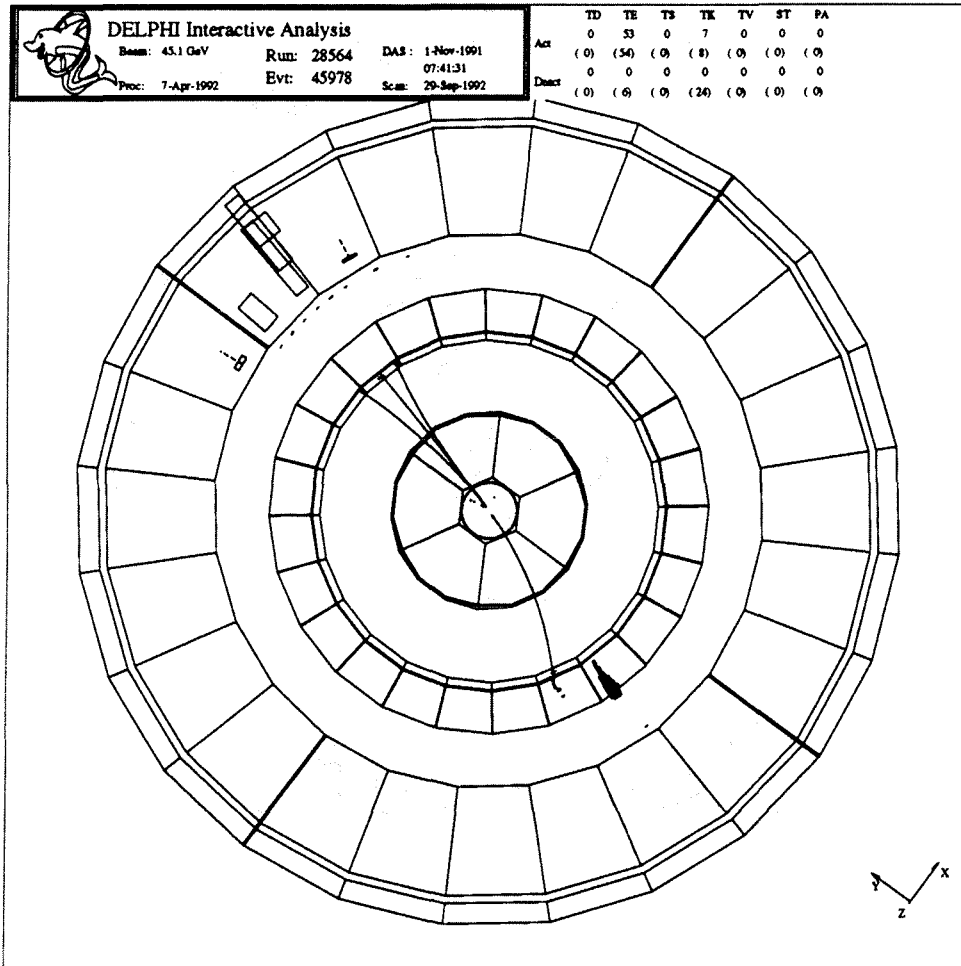


Figura III.4: Vista frontal de un suceso $\tau^+\tau^-$. En uno de los hemisferios tenemos una desintegración a tres piones y en el otro una traza cargada correspondiente a un pión cargado con una cascada electromagnética procedente de piones neutros.

Los sucesos $\tau^+\tau^-$ presentan una signatura menos definida, debido a la gran variedad de canales de desintegración del leptón tau. Además, la energía transportada por los neutrinos producidos en dichas desintegraciones da lugar a que las distribuciones de energía visible sean menos pronunciadas. Como veremos en el siguiente capítulo, la fuente de contaminación más importante en el estudio de los sucesos *Bhabha* a

alto ángulo viene dada por los sucesos $\tau^+\tau^-$ que depositan gran cantidad de energía electromagnética. Tales sucesos corresponden no sólo a las desintegraciones del tipo $\tau^- \rightarrow e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e$, donde el electrón se lleva la mayor parte de la energía, sino también a aquellas desintegraciones hadrónicas acompañadas de piones neutros que simulan el comportamiento de un electrón de alta energía. En la figura III.4 se muestra un suceso $\tau^+\tau^-$, en el que tenemos una desintegración a tres piones en uno de los hemisferios y una desintegración del tipo $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm(n\pi^0)$, donde los fotones del pión neutro se han materializado en forma de cascada electromagnética en la HPC. En [15] y [16] se pueden encontrar más detalles sobre este tipo de sucesos en DELPHI.

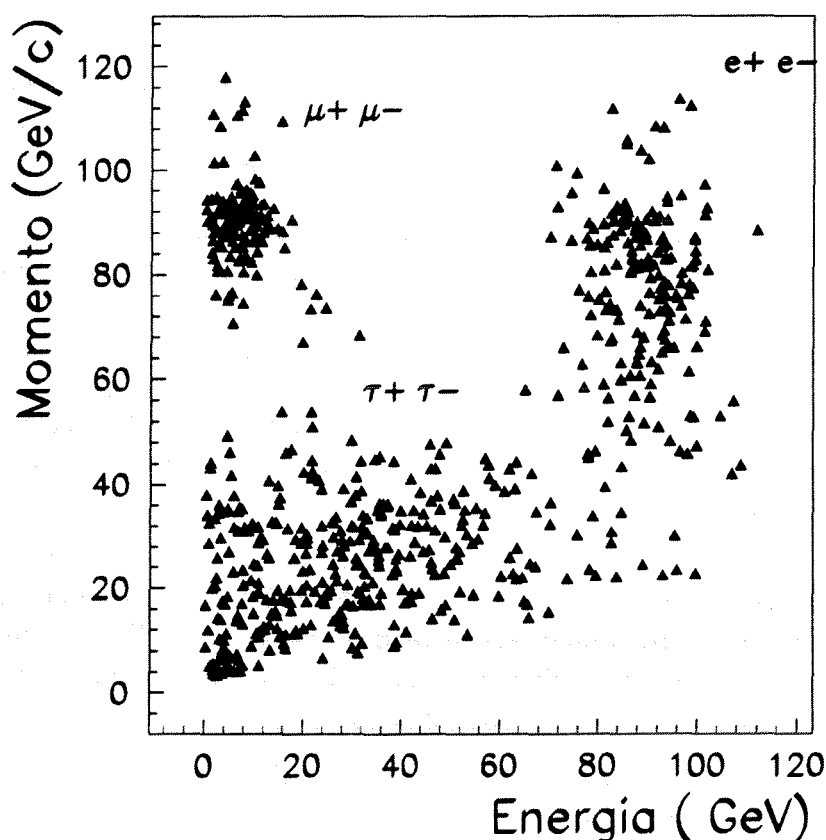


Figura III.5: Momento visible frente a energía total en sucesos leptónicos reales. El eje de abscisas corresponde a la energía total depositada en los calorímetros y el de ordenadas corresponde a la suma de los momentos de las dos trazas más energéticas.

En la figura III.5 se representa la energía total registrada en los calorímetros (electromagnética más hadrónica) frente al momento visible de las dos trazas más

energéticas, para los tres sabores leptónicos. Claramente se distinguen dos concentraciones de sucesos perfectamente separadas, que corresponden a los electrones del canal *Bhabha* (alto momento y alta energía) y a los muones del canal muónico (alto momento y baja energía). Por el contrario, los sucesos $\tau^+\tau^-$ se distribuyen en un amplio rango tanto de energía como de momento visible, llegando a simular en algunos casos el comportamiento de los otros dos sabores leptónicos.

III.2.2 Respuesta de la HPC

Como vimos en el capítulo anterior, la HPC es el calorímetro electromagnético que cubre la zona de barril en DELPHI. Su función principal es medir la energía de las partículas que desarrollan cascadas electromagnéticas en dicha zona, por tanto, dicho detector es esencial para la detección de los sucesos *Bhabha* a alto ángulo. Así pues, antes de entrar en los pormenores del análisis es conveniente estudiar con detalle su funcionamiento y la respuesta a los electrones de alta energía.

La HPC es un calorímetro gaseoso de muestreo (*sampling*), capaz de obtener información tridimensional de la cascada usando las técnicas de proyección temporal. Cada módulo contiene 40 capas de material pasivo (plomo) entre las que se encuentra una mezcla gaseosa de argón y metano. La carga producida por la ionización de las cascadas deriva longitudinalmente en la misma dirección que el campo magnético hacia un plano de *pads* catódicos, que determinan las coordenadas en el plano $R-\phi$ (véase el capítulo anterior para más detalles). La granularidad de la HPC en tres dimensiones es tal que:

- La cascada se muestrea nueve veces longitudinalmente, a diferentes valores de X_0 . Los tres primeros muestreos se realizan cada $\sim 1.4 X_0$, los tres siguientes cada $\sim 1.9 X_0$, y los tres últimos cada $\sim 2.8 X_0$. La profundidad total de la HPC es de unas $18.3 X_0$ para incidencia a 90° .
- A lo largo de la dirección de deriva (la máxima distancia de deriva es de 89 cm), la cascada se muestrea cada ~ 70 ns, que corresponde a 3.5 mm en la mezcla gaseosa de 80 % Ar y 20 % de CH_4 , con un campo de deriva operacional de 100 V/cm.
- En el plano de lectura de la carga de deriva, los *pads* presentan diferentes tamaños a diferentes X_0 , yendo desde 2.3 cm en las primeras filas, hasta 7 cm en las tres últimas.

La información primaria de la HPC consiste básicamente en cadenas de depósitos de carga (*strings*), cuya posición en $R\phi$ viene dada por la posición del *pad* correspondiente,

y donde cada depósito corresponde a cada una de las medidas temporales realizadas en la longitud de deriva (*time slots*). La posición del depósito con el máximo de carga determina la coordenada z . Tales cadenas se agrupan en *clusters* mediante argumentos de contigüidad. Es a partir de estos *clusters* donde comienzan las fases de búsqueda y reconstrucción de las cascadas en el programa DELANA. Una serie de algoritmos basados en la correlación espacial de dichos *clusters*, así como en la información procedente de otros detectores, hace posible la reconstrucción tridimensional de las cascadas [17]. Se reconstruyen los ángulos θ y ϕ que determinan la dirección de la cascada, así como las coordenadas x , y y z del baricentro de la energía depositada en cada una de las nueve capas. Las coordenadas R , $R\phi$ y z del punto inicial de la cascada también se reconstruyen.

III.2.2.1 Reconstrucción de la energía

La reconstrucción de la energía electromagnética en la HPC viene afectada por varios factores. Por un lado, las interacciones secundarias que sufren las partículas antes de llegar a la HPC hacen que la energía se degrade. Tales interacciones se producen debido al material situado entre el punto de interacción y la HPC: el tubo de vacío, los soportes del RICH, los detectores de trazas, etc, y en promedio suponen 0.6 longitudes de radiación. La influencia de dicho material ha sido estudiada con detalle en [18], tanto con datos reales como con sucesos Monte Carlo.

Por otra parte, los huecos o zonas muertas del detector hacen que las cascadas no estén contenidas totalmente en los módulos, con la consecuente pérdida de energía. Podemos clasificar tales zonas del siguiente modo:

- **Huecos en θ** .- Las zonas muertas en θ son cinco. La región centrada en $\theta = 90^\circ$ contiene una región muerta de 7 cm de ancho, espacio usado para los soportes del imán. Además, existen cuatro huecos más cada 90 cm, que separan los 6 anillos en que está constituida la HPC. Estos últimos tienen 5 cm de ancho y no apuntan a la región de interacción, por lo que las partículas que los atraviesan desarrollan cascadas comprendidas en dos módulos adyacentes. Tales huecos se encuentran en las regiones $66^\circ \leq \theta \leq 69^\circ$ y $49^\circ \leq \theta \leq 55^\circ$, así como en los ángulos complementarios respecto a π .
- **Huecos en ϕ** .- Las zonas muertas en ϕ son 24, una cada 15 grados, correspondientes a las zonas de separación de los 24 módulos dispuestos azimutalmente en cada anillo. Tales huecos presentan una geometría proyectiva, es decir, apuntan al vértice de interacción.

El efecto de tales huecos en la selección de electrones de alta energía procedentes

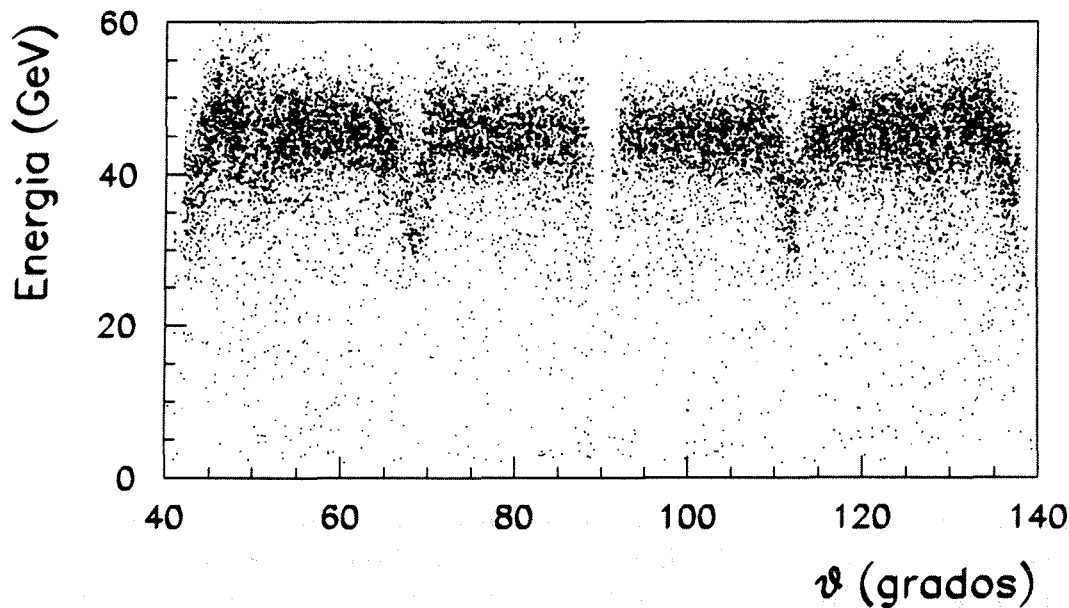


Figura III.6: Distribución energética en función de θ para electrones reales de alta energía. Se distinguen claramente los efectos producidos por los huecos. Los datos corresponden al periodo 1991.

de los sucesos *Bhabha* puede apreciarse en las figuras III.6 y III.7, donde se muestra la energía de estos electrones en la HPC en función de θ y ϕ , respectivamente. En la figura III.6 vemos los efectos debidos a los huecos en θ . La pérdida de energía es menor en los huecos más exteriores aumentando notablemente en el hueco central a 90° . También se aprecia la pérdida de energía debida a los efectos de los extremos en θ de la HPC. En la figura III.7 se muestran las pérdidas ocasionadas por los huecos en ϕ . La distribución va de 0 a 15 grados debido a que hemos superpuesto los 24 módulos en uno, con objeto de apreciar mejor este efecto. Así mismo, la distribución está desplazada 7.5 grados con el fin de que el efecto del hueco se aprecie en el centro de la distribución.

Los efectos de los huecos en θ para los datos de 1990 fueron corregidos en las fases de reconstrucción de DELANA a partir de estudios realizados con sucesos Monte Carlo. Para ello se generaron electrones a diferentes energías que desarrollaban sus cascadas atravesando dos módulos adyacentes, y electrones cuyas cascadas eran totalmente desarrolladas en un sólo módulo. Los factores correctores se obtenían a partir del cociente

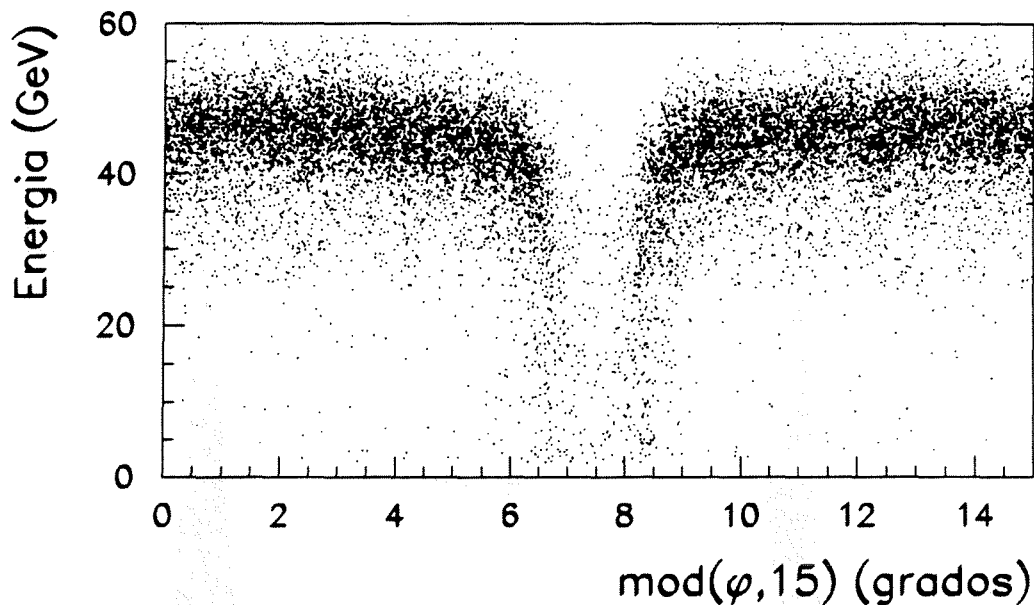


Figura III.7: Distribución energética en función de ϕ para electrones reales de alta energía. Los 24 módulos han sido plegados en uno y la distribución desplazada 7.5 grados para que el efecto del hueco quede en el centro. Los datos corresponden al periodo 1991.

entre las energías reconstruidas en ambos casos. Para los huecos en ϕ , así como para el hueco a 90° , la aplicación de factores correctores es más difícil dado que tales huecos presentan una geometría proyectiva. En el estudio de los datos correspondientes a este periodo se excluyeron del análisis dichas zonas.

Para los datos de 1991, se eliminaron de DELANA los factores correctores anteriores. Los efectos de los huecos en el caso del canal *Bhabha* han sido corregidos, en la medida de lo posible, a partir de una muestra de datos reales. Las funciones se determinaron ajustando el valor medio de la energía en función de z y de ϕ . La función dependiente de z también corrige la pérdida de energía en los extremos de la HPC. La reconstrucción de los huecos en θ es bastante buena. No obstante, el hueco a 90° se excluyó también del análisis en este periodo. La reconstrucción de los huecos en ϕ es menos apreciable debido a la geometría proyectiva que presentan. Aún así, como veremos más adelante, las mejoras en la simulación de la HPC permiten reducir su tamaño.

Por otra parte, se ha llevado a cabo una normalización en la respuesta de todos los módulos, comparando las energías medias en cada uno de ellos para cascadas totalmente contenidas. Tales factores, que dependen del módulo, se aplican tanto a los datos reales como a los simulados.

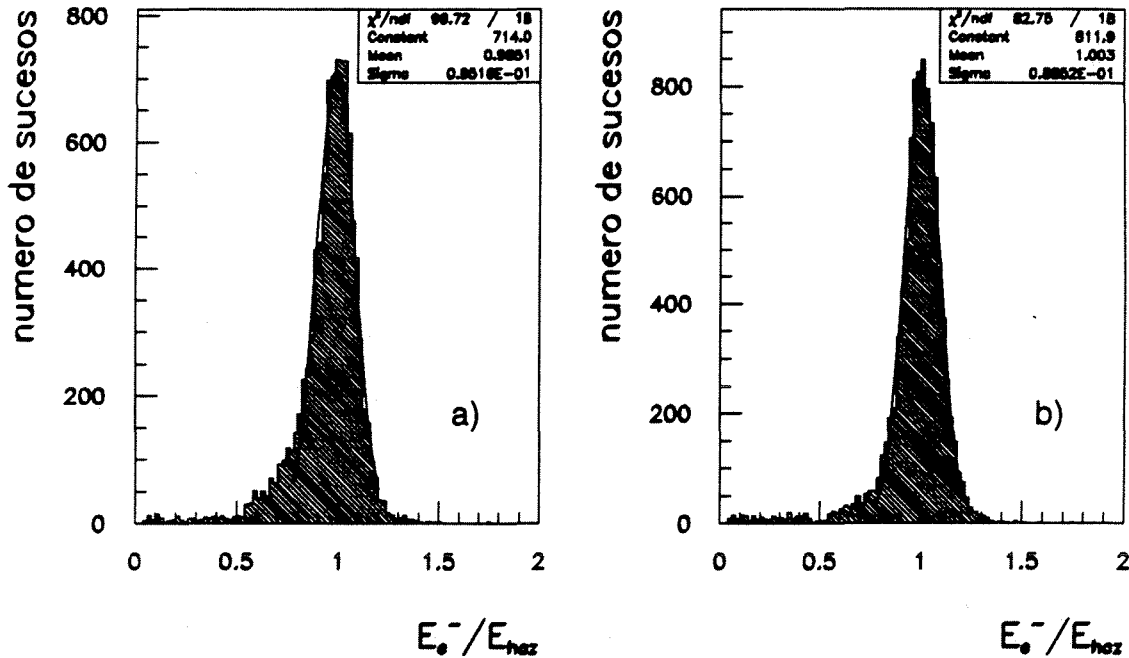


Figura III.8: a) Distribución energética para electrones de alta energía antes de aplicar las correcciones mencionadas en el texto. b) La misma distribución después de aplicar dichas correcciones. Los datos corresponden al periodo 1991.

Las figuras III.8a) y III.8b) muestran la distribución energética para los electrones antes y después de corregir con las funciones anteriormente mencionadas. Después de corregir, la distribución energética muestra una anchura de 8.8%, casi un 1% menos que sin corregir, lo que pone de manifiesto la influencia de los huecos en la resolución de la energía.

Durante 1990 se detectó un proceso de envejecimiento de las cámaras de lectura, proporcional a la ganancia del gas. Dicho proceso de envejecimiento ha sido vigilado y medido mediante un gas radiactivo (kriptón), utilizado para la calibración de los módulos. A partir de la energía total depositada por sucesos *Bhabha* en función del tiempo se ha medido la degradación de la respuesta del detector, encontrándose una pérdida de (0.48 ± 0.07) % por día en 1990 y de (0.11 ± 0.06) % en 1991. Los

datos correspondientes a 1990 fueron corregidos por este efecto módulo a módulo a partir de las calibraciones obtenidas con kriptón. Para el periodo 1991 se decidió reducir el voltaje de lectura de 1300 a 1200 voltios con objeto de reducir el efecto del envejecimiento, encontrándose una gran estabilidad en la respuesta del detector, por lo que este efecto no ha sido corregido. Una descripción más detallada de las correcciones mencionadas en esta sección puede encontrarse en [19].

III.2.2.2 Reconstrucción espacial

Durante la primera fase de reconstrucción de DELANA, una serie de algoritmos reconstruyen los centros de los depósitos de carga a partir de los cuales se calculan el eje de la cascada y las coordenadas espaciales de la misma. En una segunda fase, la trazas

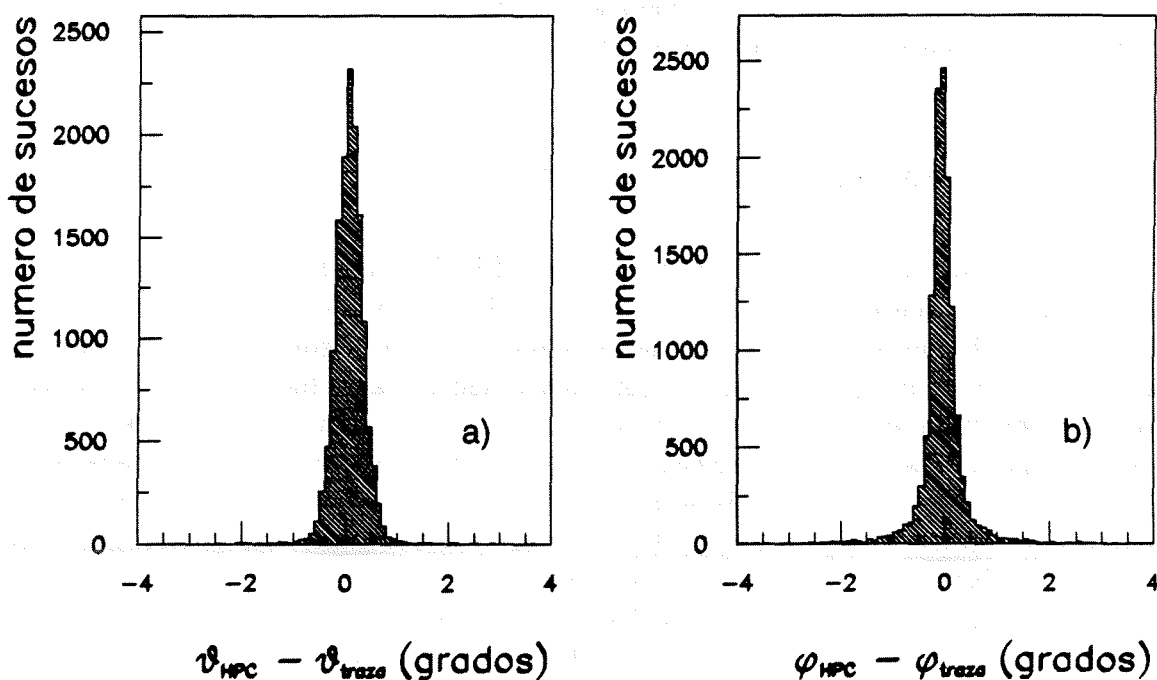


Figura III.9: a) Diferencia entre el ángulo θ de la cascada medida en la HPC y el ángulo θ de la traza extrapolada asociada. b) Diferencia para el ángulo ϕ . En ambos casos los datos corresponden a sucesos *Bhabha* reales tomados en 1991.

encontradas por el sistema de reconstrucción de trazas de DELPHI se extrapolan a la HPC y se asocian a los *clusters* que definen las cascadas. Las cascadas que tienen la

mayoría de sus *clusters* asociados a una misma traza, se asocian a dicha traza. Esto permite determinar la energía depositada por las partículas cargadas e identificar las neutras. La extrapolación de las trazas se utiliza también para crear nuevas cascadas o para recalcular las ya reconstruidas. Los criterios de asociación entre trazas y *clusters* se basan en la estimación de la distancia del *cluster* más energético al punto de impacto de la traza en el plano $z - R\phi$. En la figura III.9 se comparan las medidas obtenidas con la HPC de los ángulos θ y ϕ de las cascadas, con los correspondientes valores de las trazas extrapoladas asociadas para sucesos *Bhabha* reales.

Desde el punto de vista de la reconstrucción de sucesos, es importante tener una buena asociación entre trazas y cascadas procedentes de una misma partícula. La eficiencia de asociación depende del criterio elegido para decidir cuando una traza está asociada a una cascada. Físicamente, se considera que un electrón está mejor reconstruido cuando se consigue asociar la mayor parte de su energía a su traza. Sin embargo, es muy probable que el electrón primario no apunte a la cascada reconstruida más energética debido a la emisión de fotones duros por *bremstrahlung* o a la mala reconstrucción de la carga. La eficiencia global para la asociación de electrones, exigiendo que la cascada más energética esté asociada a la traza, es superior al 85 %.

III.2.3 Reconstrucción de trazas

El sistema de reconstrucción de trazas en DELPHI está formado por varios detectores independientes, cuyos resultados se combinan para realizar el ajuste de su trayectoria y obtener los parámetros que la definen. Así, en la zona de barril los detectores utilizados en el ajuste de trazas son, desde dentro hacia fuera: ID, TPC y OD, todos ellos descritos en el capítulo anterior. El detector principal, utilizado como punto de partida para la búsqueda de trazas, es la TPC. El ID proporciona puntos de la traza cercanos a la zona de interacción, lo cual aumenta la resolución espacial y mejora la medida del momento. La inclusión del detector B-RICH limita las posibilidades de la TPC. No obstante, el OD actúa como brazo de palanca, proporcionando puntos de la traza situados a un radio de dos metros de la zona de interacción. Esto mejora la resolución del momento en un factor considerable, especialmente en aquellos sucesos con trazas de alto momento ($\mu^+\mu^-$), en los que el radio de curvatura es menor. Así, la resolución conseguida para pares de muones a 45.6 GeV en la región de barril es de $\Delta p/p = 7\%$. La resolución mejoró considerablemente durante el periodo 1991, al incluir en el ajuste de las trazas los puntos registrados en las tres capas del detector de microvértice, alcanzándose una resolución del 4 %.

Al igual que la reconstrucción de la energía en la HPC, la reconstrucción de las trazas en la zona de barril viene afectada por la existencia de huecos donde la eficiencia empeora sensiblemente. Tales huecos se encuentran situados en:

- La pared central de la TPC, entre $88^\circ \leq \theta \leq 92^\circ$, siendo θ el ángulo polar.
- Las zonas de separación en ϕ entre los seis sectores de la TPC, $29.5^\circ < \text{mod}(\phi, 60^\circ) < 30.5^\circ$.

En el caso de sucesos *Bhabha* a alto ángulo, la resolución en la medida del momento viene afectada también, por la gran probabilidad de los electrones de interactuar con el material del detector, emitiendo fotones de radiación (*bremsstrahlung*).

Como veremos en el capítulo siguiente, el sistema de reconstrucción de trazas de DELPHI será utilizado fundamentalmente para contar el número de trazas del suceso y establecer la topología del mismo. En las zonas ineficientes debido a los huecos en ϕ de la TPC, utilizaremos un método basado en la información del detector de microvértice, puesto que dicho detector carece de huecos en ϕ . El método viene descrito en [20], y consiste en lo siguiente: mediante un sencillo algoritmo se construyen conjuntos de impactos en las capas del detector, cuyos ángulos azimutales difieran en menos de 0.5° . De dichos conjuntos, sólo se consideran aquellos con impactos en al menos dos capas. Mediante un ajuste lineal se resuelven las ambigüedades dadas cuando un mismo impacto pertenece a varios conjuntos, eligiéndose como buenos aquéllos que tienen un menor valor de χ^2 . Los conjuntos con más de un impacto en una misma capa se vuelven a ajustar eliminándose los impactos más alejados del ajuste. Finalmente, se escogen como trazas los conjuntos que superan un cierto corte en el χ^2 de los ajustes lineales. Para aquellos conjuntos con dos impactos sólo, se realiza un ajuste circular incluyendo la posición del *beam spot* siendo considerados como trazas aquellos cuyo momento radial es superior a $0.6 \text{ GeV}/c$.

Si, finalmente, el suceso sólo contiene una traza reconstruida, se buscan impactos en el hemisferio opuesto en un cono de $\pm 10^\circ$ en ϕ . Si el impacto encontrado está a menos de 2° , se define una nueva traza, mientras que si está entre 2° y 10° debe de tener asociada una señal en el ID que se encuentre a menos de 2° .

Mediante este método es posible detectar las trazas de los sucesos con topologías simples (sucesos leptónicos), independientemente del resto de los detectores de trazas. La eficiencia del método ha sido evaluada mediante una muestra de sucesos *Bhabha* con dos trazas perfectamente reconstruidas siendo superior al 99.0 %.

III.2.4 Identificación de partículas mediante dE/dx

La pérdida de energía por ionización (dE/dx) es medida mediante las 192 amplitudes registradas en los 192 hilos anódicos de la TPC. Para cada traza cargada se toma el valor medio de estas amplitudes, pero truncando previamente la distribución

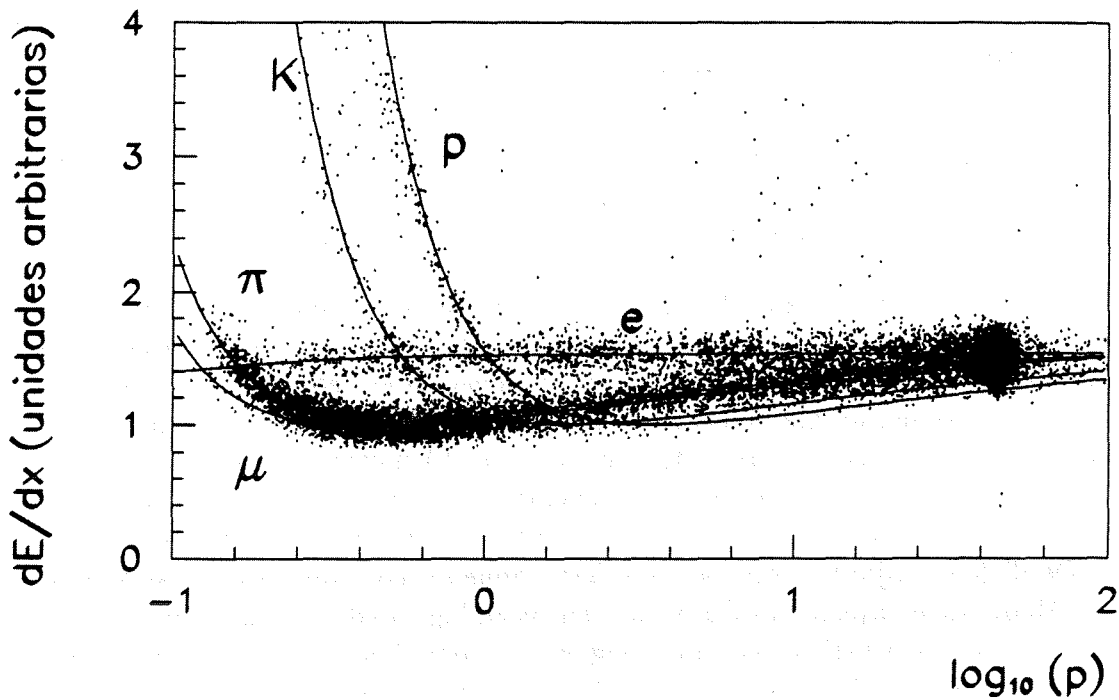


Figura III.10: Pérdida de energía por ionización frente al logaritmo del momento medido para la muestra de sucesos clasificados como leptónicos por DELANA.

al 80 %, con lo que se eliminan las amplitudes más elevadas correspondientes a la cola de la distribución de Landau. De este modo, evitamos problemas de saturación y somos menos sensibles a los errores introducidos por las fluctuaciones de la cola en la media sin trincar. Los valores obtenidos son normalizados a la unidad para partículas de mínima ionización. En los análisis posteriores sólo son utilizados aquellos valores de dE/dx obtenidos con al menos 80 hilos anódicos. En la figura III.10 podemos ver la pérdida de energía por ionización en función del logaritmo del momento. En trazo continuo se muestran también las curvas teóricas predichas para diferentes partículas. A bajo momento se aprecia una separación clara entre electrones y piones. Dado que, en nuestro caso, los piones proceden de las desintegraciones del leptón τ , podemos utilizar este hecho para disminuir la contaminación procedente de dicho canal. Para cada traza disponemos de una medida experimental de la ionización dE/dx . Puesto que conocemos el momento de la traza, podemos calcular una probabilidad para cada una de las posibles asignaciones de masa. El método adoptado es el siguiente. A partir de la medida del momento de la traza, de una hipótesis de masa y de la dependencia teórica de la pérdida de energía con la variable p/mc , obtenemos un valor esperado de

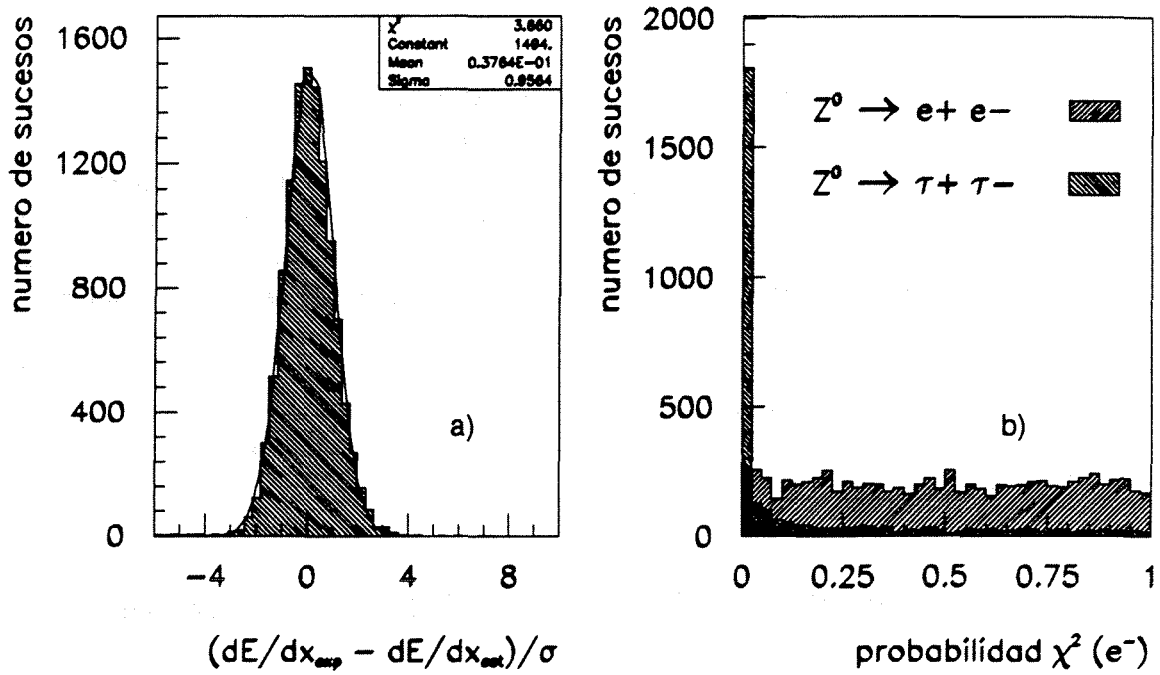


Figura III.11: a) Comportamiento gaussiano de la variable descrita en el texto. b) Probabilidades según el χ^2 en la hipótesis de electrón para una muestra de sucesos reales e^+e^- y $\tau^+\tau^-$.

dE/dx . En base a ello podemos calcular la siguiente variable, z , que tiene un comportamiento gaussiano normalizado para cada hipótesis de masa (véase la figura III.11a):

$$z = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{exp} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{est}}{\sigma} \quad (III.1)$$

siendo σ el error en el valor medido, que es función del número de hilos utilizados:

$$\sigma = \frac{1.05}{\sqrt{N_{hilos}}} \quad (III.2)$$

En la figura III.11a) se puede observar dicho comportamiento para una muestra de sucesos *Bhabha* reales. Elevando al cuadrado y sumando para todas las trazas de un suceso puede obtenerse una variable que estará distribuida según una distribución de χ^2 con n grados de libertad, siendo n el número de trazas:

$$\chi^2 = \sum_{\text{trazas}} \left(\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{exp} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{est}}{\sigma} \right)^2 \quad (III.3)$$

Con dicho estimador podemos calcular la probabilidad de χ^2 y verificar si todas las trazas del suceso corresponden a la hipótesis de partida. En la figura III.11b) podemos ver dicha distribución de probabilidad suponiendo que todas las partículas del suceso son electrones. Cuando el método se aplica a una muestra de sucesos del tipo $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, la probabilidad se distribuye de forma plana. Sin embargo, cuando lo aplicamos a una muestra de sucesos $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ reales, observamos un gran pico para valores próximos a cero, lo que indica que en estos casos la hipótesis de partida es errónea. Tales casos corresponden a sucesos en los que la partícula τ se desintegra al menos a un pión de bajo momento. En el capítulo dedicado a la selección y análisis de los sucesos veremos como empleamos estas características para disminuir el porcentaje de sucesos de fondo.

III.2.5 Pautas de reconocimiento en el detector exterior

El detector exterior (OD) consta de cinco capas de tubos de deriva a una distancia entre 198 y 206 cm de la dirección del haz, entre el detector RICH y la HPC (véase la

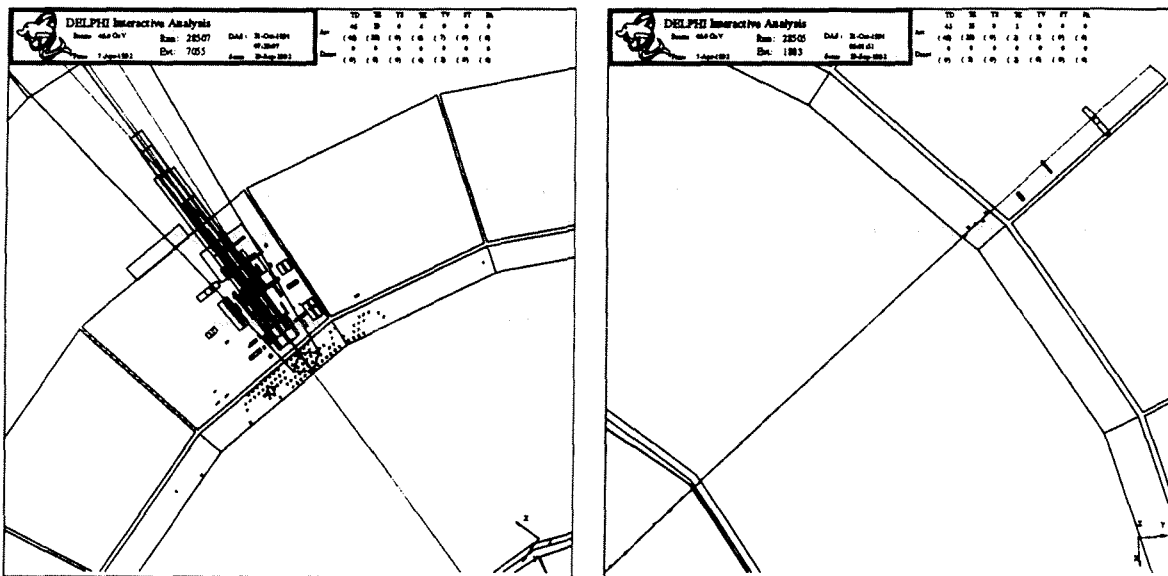


Figura III.12: Respuesta del OD al paso de un electrón (a) y de un muón (a).

figura II.7 del capítulo anterior). Tiene una cobertura angular desde 42° hasta 138° .

Básicamente está diseñado para proporcionar una señal rápida de *trigger* y mejorar la medida del momento de las partículas. Sin embargo, dada su granularidad y su situación, puede utilizarse también para la identificación de partículas. Los electrones

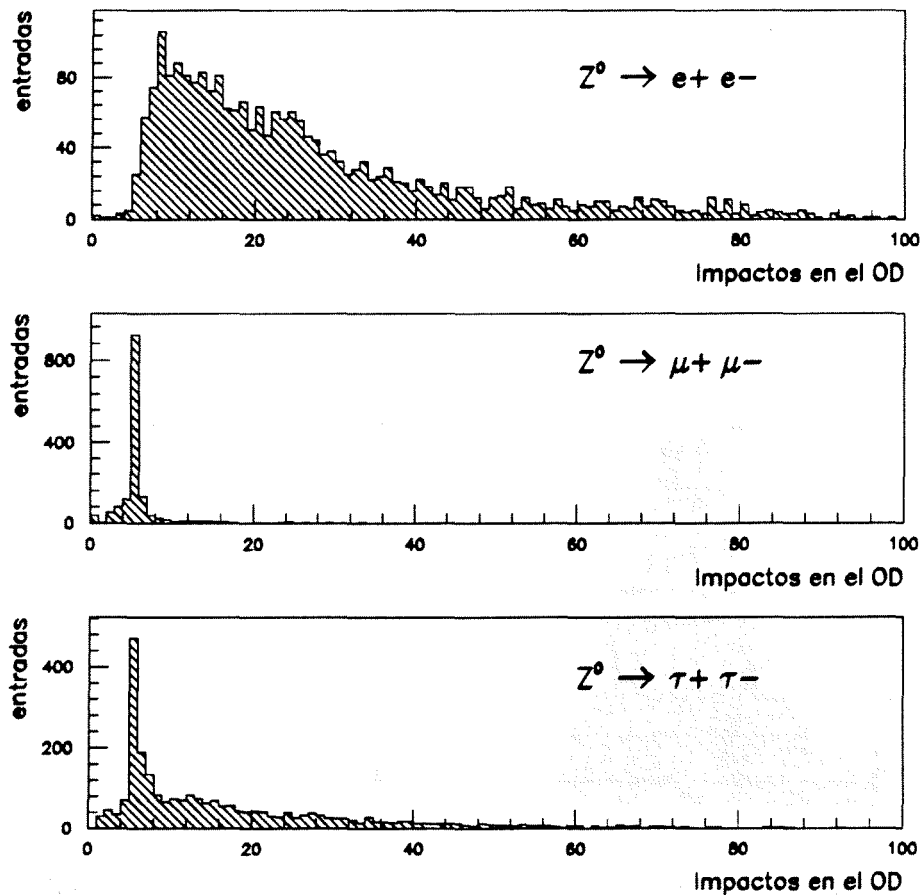


Figura III.13: Distribuciones del número de impactos registrados en el OD en un cono de $\pm 5^\circ$ alrededor de la traza extrapolada, para muestras reales de sucesos procedentes de los tres canales leptónicos.

antes de llegar a la HPC sufren interacciones electromagnéticas secundarias debido a las $0.6 X_0$ de material que han de atravesar (soportes del RICH, paredes de la TPC, ID, etc). Así pues, al llegar a la HPC los electrones van acompañados de multitud de partículas, producto de estas interacciones secundarias, que degradan tanto la resolución energética como la precisión de las medidas espaciales. Sin embargo, dichas partículas dejan su señal correspondiente en los tubos de deriva del OD, bien debido a

dicho efecto (*preshowering*), bien al rebotar en las paredes de la HPC (*backscattering*). No ocurre lo mismo con los muones, pues éstos apenas interaccionan con el material, atravesando el detector limpiamente. Podemos observar este efecto en la figura III.12 donde vemos la respuesta típica del OD al paso de un electrón y de un muón energéticos, respectivamente. En el caso del muón vemos cinco impactos consecutivos correspondientes a cada una de las capas del detector. Para el electrón, en cambio, observamos una acumulación de impactos alrededor de la traza extrapolada. Podemos observar este comportamiento de forma más general viendo las distribuciones del número de impactos encontrados en un cono de $\pm 5^\circ$ alrededor de la traza extrapolada. En la figura III.13 se muestran dichas distribuciones para los tres canales leptónicos con sucesos reales. En el caso de sucesos $\mu^+\mu^-$ distinguimos claramente un pico en cinco impactos, uno por cada capa, como hemos dicho anteriormente. Por el contrario, la distribución para

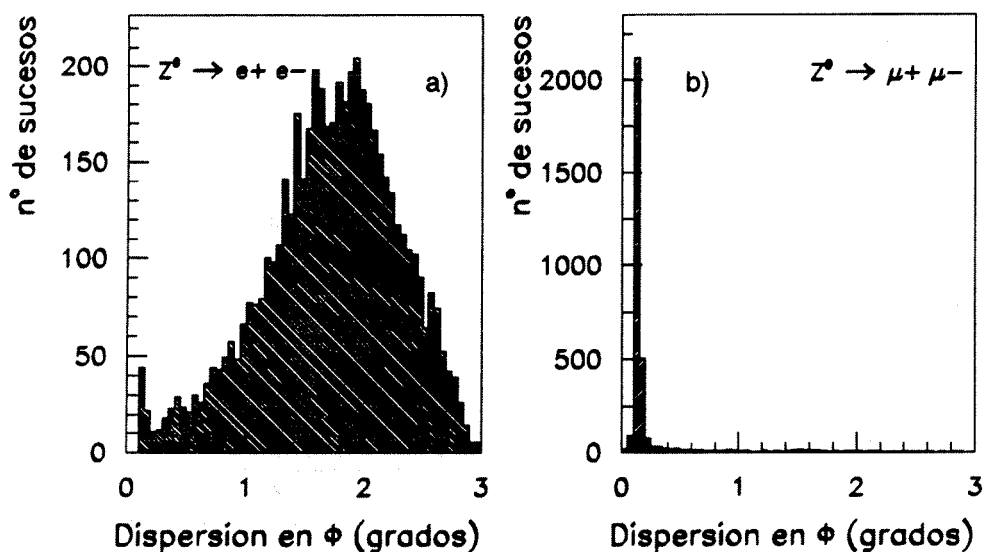


Figura III.14: Distribuciones de la dispersión de los impactos registrados en el OD alrededor del punto de impacto de la traza a) para una muestra de sucesos *Bhabha* reales a alto ángulo, b) para una muestra de sucesos $\mu^+\mu^-$ reales.

electrones es mucho más ancha, sin apenas sucesos con menos de seis impactos. Los sucesos del tipo $\tau^+\tau^-$ ofrecen ambos tipos de comportamiento. Por un lado aquellas desintegraciones en las que la partícula τ se desintegra en piones o muones presentan un comportamiento similar al del canal $\mu^+\mu^-$. Por otro lado, cuando la partícula τ se desintegra en partículas electromagnéticas como electrones o incluso piones cargados

acompañados de piones neutros, simulan un comportamiento más parecido al del canal electrónico.

Otra forma de ver este efecto consiste en medir la dispersión de la acumulación de impactos. Para ello construimos la siguiente variable:

$$D^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\phi_i - \phi_0)^2 \quad (\text{III.4})$$

donde el sumatorio incluye todos los impactos registrados en un cono de $\pm 5^\circ$ alrededor de la traza extrapolada, ϕ_i es el ángulo azimutal de cada impacto y ϕ_0 es el ángulo azimutal del baricentro del conjunto de impactos. En la figura III.14 se muestran las dispersiones tanto para muones como para electrones. Como veremos en el capítulo siguiente, la posibilidad de distinguir los sucesos *Bhabha* a alto ángulo de los sucesos $\mu^+\mu^-$ y de gran parte de los sucesos $\tau^+\tau^-$ mediante las distribuciones anteriores, nos permitirá llevar a cabo un análisis de los sucesos e^+e^- independiente de la HPC.

Referencias

- [1] R. Brun y J. Zoll, "Zebra User Guide", CERN program library - long writeup Q100(1987).
- [2] F. Carena y G. Gopal, "Cargo Database Users' Manual", Nota DELPHI, **DELPHI 86-28 PROG-46**, 8 Julio 1986.
- [3] DELPHI Collaboration, "DELSIM DELPHI event generator and detector simulation", Nota DELPHI, **DELPHI 89-68 PROG-142**, 1 Septiembre 1989.
- [4] B. Andersson et al, Phys Comm, **27** (1983) 31.
- [5] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **27** (1982) 243.
T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **28** (1983) 229.
- [6] R. L. Ford, W. R. Nelson, **SLAC-210, UC-32** (1978).
- [7] R. Brun et al. "GEANT3 users' guide", Data handling division **DD/EE/84-1** (CERN 1985).
- [8] H. C. Feefeldt, **PITHA-report 85-02** (1985).
- [9] J. Cuevas et al., "Fast Simulation for DELPHI, versión 2.0", Nota DELPHI, **DELPHI 87-26 PROG-71**, 31 Marzo 1987.
- [10] DELPHI Collaboration, "DELPHI Data Analysis Program (DELANA). User's guide", Nota DELPHI, **DELPHI 89-44 PROG-137**, 17 Mayo 1989.
- [11] D. Bertrand y L. Pape TANAGRA, "Track analysis and graphics package", Nota DELPHI, **DELPHI 87-95 PROG-98**, 13 Noviembre 1987.
- [12] P. Abreu et al., "Event Viewing Software", Nota DELPHI, **DELPHI 89-06 PROG-126**, 25 Enero 1989.
- [13] J.M. Benlloch, Tesis doctoral, Universitat de València, Diciembre 1990.
- [14] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **260B** (1991) 25.

-
- [15] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Nucl. Phys. **B367** (1991) 511.
 - [16] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Zeit. Phys. **C55** (1992) 555.
 - [17] HPC Group, Nota DELPHI, **DELPHI 91-39 PROG 174 CAL 88**, 9 Marzo 1992.
 - [18] K. Doroba, H. G. Fischer, J. Królikowski, M. Szeptycka y P. Szymánski, Nota DELPHI, **DELPHI 92-61 PHYS 177 CAL 98**, 29 Mayo 1992.
 - [19] M. Calvi y C. Mateuzzi, Nota DELPHI, **DELPHI 92-28 CAL 87**, 9 Marzo 1992.
 - [20] M. Verlató: "VDCOUNTER, package to reconstruct track elements in VD." Nota DELPHI en preparación.

Capítulo IV

Selección de sucesos y análisis

IV.1 Introducción

Para el estudio de la reacción $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$ se han desarrollado dos métodos de análisis independientes. El primero de ellos ha sido aplicado a los datos tomados durante los periodos 1990 y 1991. Dicho método consiste en una serie de cortes diseñados para identificar la mayor parte de los sucesos *Bhabha* a alto ángulo. Tanto las pérdidas como los sucesos de fondo se estiman mediante la simulación de sucesos generados con Monte Carlo. Describimos en este capítulo este análisis aplicado a los datos de 1991, señalando las mejoras introducidas respecto a los datos correspondientes al periodo 1990.

Durante el estudio de los datos correspondientes al periodo 1991 hemos desarrollado un segundo análisis alternativo con objeto de aumentar la eficiencia global de selección y de conseguir un mejor control de los errores sistemáticos. Dicho análisis está basado en dos selecciones independientes de sucesos. Comparando los sucesos detectados por cada selección es posible calcular empíricamente una eficiencia global y realizar así una estimación del número total de sucesos. Este método ha sido aplicado a los datos correspondientes al periodo 1991, únicamente.

La estructura del capítulo es la siguiente. En primer lugar, mencionamos cómo se clasifican los sucesos registrados en DELPHI en distintos grupos: leptónicos, hadrónicos, cósmicos, etc. A continuación, exponemos ambos análisis discutiendo los resultados obtenidos y comparándolos entre sí. Por último, estudiamos cómo se obtienen las secciones eficaces experimentales y las asimetrías de carga *forward-backward*, haciendo especial hincapié en la sustracción del canal t y su interferencia con el canal s .

IV.2 Selección inicial de la muestra

Con objeto de simplificar el trabajo, reduciendo el volumen de datos a muestras más manejables, el programa de reconstrucción DELANA clasifica los sucesos en varios grupos de interés físico: sucesos hadrónicos, leptónicos, cósmicos, *beam gas* y desconocidos [1]. Los datos correspondientes a cada grupo se separan en distintos conjuntos de cintas magnéticas accesibles para el análisis. El punto de partida de este análisis lo constituyen los sucesos clasificados por DELANA como leptónicos.

Por otra parte, antes de comenzar el análisis propiamente dicho, se seleccionan aquellos periodos de la toma de datos en los que los detectores más relevantes del análisis funcionaban correctamente.

IV.2.1 Clasificación de DELANA

En un primer paso, el programa de reconstrucción, DELANA, selecciona aquellos sucesos que puedan ser de interés para el estudio de cualquier proceso. Posteriormente, y a partir de cortes muy sencillos, DELANA obtiene una muestra enriquecida en sucesos leptónicos, siendo rechazados la mayoría de los sucesos hadrónicos, cósmicos y *beam-gas*. Para que un suceso sea considerado de interés por DELANA ha de satisfacer al menos uno de los siguientes criterios:

1. Filtro de trazas

Se consideran sólo aquellas trazas cuyo parámetro de impacto en el plano transversal sea menor de 8 cm y en el plano longitudinal menor de 50 cm. Un suceso ha de cumplir al menos una de las siguientes condiciones:

- El número de trazas cargadas ≥ 3 y al menos una con $p > 0.4$ GeV/c.
- El número de trazas cargadas ≥ 2 y al menos una con $p_T > 1$ GeV/c.
- El número de trazas cargadas ≥ 1 y al menos una con $p > 5$ GeV/c.

2. Filtro de energía electromagnética

El suceso ha de cumplir al menos una de las dos condiciones siguientes:

- La energía total depositada en la HPC ha de ser mayor de 5 GeV.
- Al menos ha de existir una cascada con energía mayor de 4 GeV reconstruida en el FEMC.

Si el suceso supera al menos uno de los filtros anteriores, un sencillo algoritmo lo clasifica en función del número de trazas, energía total y parámetros de impacto. Para

ello, la selección de las trazas es más estricta, exigiéndose que el parámetro de impacto en el plano transversal sea menor de 6 cm y en el plano longitudinal menor de 10 cm. Además, se define la variable energía total (E_t) como la suma de los momentos de las trazas cargadas más la energía depositada en los calorímetros electromagnéticos del siguiente modo:

$$E_t = \sum E_{trazas} + \sum E_{HPC} + \sum E_{EMF}(E > 0.5) \quad (IV.1)$$

Los sucesos que satisfacen el filtro de trazas con el criterio adicional, más estricto, y cuya energía total es tal que $E_t > 5$ GeV se clasifican como leptónicos si tienen menos de 7 trazas cargadas. Aquellos que satisfacen el filtro en energía electromagnética se consideran leptónicos si cumplen una de las siguientes condiciones:

- Existen dos cascadas electromagnéticas en la HPC (EMF) con $E > 5$ (4) GeV y la acolinearidad entre ambas es menor de 25° .
- Existe una cascada con más de 15 GeV en la HPC o en el FEMC.

Evidentemente, la muestra así obtenida contiene un alto porcentaje de contaminación. No obstante, dado que todos los sucesos leptónicos están en ella, constituye la muestra base para el estudio de estos sucesos.

IV.2.2 Selección de periodos

Los periodos de toma de datos se dividen en *fills* y *runs*. Como vimos en el capítulo II, el ciclo mínimo de funcionamiento de LEP se denomina *fill* y comprende el intervalo desde que se consigue la energía deseada hasta que la intensidad del haz alcanza cierto mínimo. Desde el punto de vista del sistema de la adquisición, el periodo mínimo de toma de datos se denomina *run*. Una vez comenzado un *fill*, el sistema de adquisición verifica la disponibilidad de todos los detectores y da comienzo un *run* de toma de datos (*start of run*). Su duración depende de la estabilidad de los detectores, las necesidades de calibración o cualquier incidente que altere el buen funcionamiento del sistema.

Para realizar una correcta selección de sucesos e^+e^- es necesario seleccionar primero aquellos *runs* en los que los detectores relevantes del análisis eran totalmente operativos. Así mismo, han de contemplarse aquellos *runs* en los que se ha podido efectuar una medida precisa de la luminosidad. En este sentido, para que un *run* sea aceptado como válido en nuestro análisis, requerimos las siguientes condiciones:

- Perfecto funcionamiento de la HPC.- Puesto que los sucesos *Bhabha* a alto ángulo se caracterizan por tener cascadas electromagnéticas de alta energía, el buen funcionamiento de este detector es imprescindible para el análisis.
- Perfecto funcionamiento de la TPC.- Dado que la TPC es el principal detector en la reconstrucción de las trazas, la perfecta operatividad de este detector garantiza una mayor calidad de los datos.
- Perfecto funcionamiento del SAT.- Con objeto de normalizar la sección eficaz obtenida es necesario conocer la luminosidad, la cual se obtiene básicamente con los datos procedentes de este detector.

IV.3 Análisis I

Los cortes diseñados para seleccionar los sucesos *Bhabha* a alto ángulo se basan principalmente en la reconstrucción de la energía de los electrones primarios y en el número de trazas reconstruidas. Como vimos en el capítulo anterior, los sucesos *Bhabha* a alto ángulo se caracterizan por tener dos cascadas electromagnéticas de alta energía, estando asociada cada cascada a una traza de alto momento. La topología que presentan es de tipo *back-to-back* con baja multiplicidad en trazas.

El efecto combinado del campo magnético y del material situado antes del calorímetro afecta a la reconstrucción espacial y energética de las cascadas. Con el fin de recuperar la energía procedente de las partículas primarias, se lleva a cabo un proceso de *clustering* [2], entre todas las cascadas reconstruidas por DELANA. Así, partiendo de las cascadas más energéticas, se buscan aquellas cascadas procedentes de la radiación de fotones secundarios que acompañan al electrón inicial. Una cascada es añadida a otra de mayor energía si su energía transversa respecto a ésta es menor de 0.2 GeV o si la separación angular entre ambas no supera los 5°. Las coordenadas de los *clusters* así reconstruidos se obtienen a partir del baricentro de las cascadas que lo componen.

A la hora de contar el número de trazas del suceso y definir la topología del mismo, sólo tendremos en cuenta aquellas trazas con momento mayor de 1.5 GeV y distancia al punto de interacción tal que $|d_0| < 5$ cm y $|z_0| < 5$ cm, donde d_0 es el parámetro de impacto en el plano transversal y z_0 la distancia de máxima aproximación al vértice respecto al eje del haz. Con dichos requisitos sobre las trazas, garantizamos que éstas procedan del punto de interacción y eliminamos gran parte de las trazas procedentes de la conversión de fotones en pares electrón-positrón. En adelante, al hablar de trazas cargadas se sobreentenderá que, en lo que a los criterios de selección se refiere, éstas cumplen los requisitos mencionados.

IV.3.1 Criterios de selección

La muestra de sucesos se seleccionó a partir de los siguientes criterios:

- **Corte en energía.**- Los sucesos seleccionados deben tener al menos un *cluster* electromagnético en la HPC con energía mayor de 30 GeV y otro con energía mayor de 25 GeV en el hemisferio opuesto.
- **Corte de trazas.**- Sólo se aceptan sucesos con topologías del tipo 1 contra 1 ó 1 contra 2. Los sucesos con topologías del tipo 1 contra 3 se rechazan salvo que la energía electromagnética total sea mayor de 70 GeV.
- **Corte electromagnético.**- Todas las partículas cargadas del suceso han de tener un comportamiento acorde con la hipótesis de electrón. En este sentido, el suceso es rechazado si encontramos una partícula que cumple las dos condiciones siguientes:
 1. El cociente entre la energía electromagnética de la partícula y su momento es tal que: $E/p \leq 0.5$.
 2. La energía electromagnética depositada en las tres primeras capas de la HPC es menor de 0.2 GeV.

Los valores del corte en energía corresponden a los sucesos producidos en el pico de la resonancia. Para energías diferentes, dichos valores se normalizan a la energía en el centro de masas del suceso. El corte de trazas se aplica primeramente a las trazas de calidad detectadas por el sistema de *tracking* de DELPHI. Si el suceso es rechazado debido a ineficiencias en la reconstrucción de trazas por los huecos de la TPC, entonces el corte se aplica a los segmentos de trazas registrados por las tres capas del detector de microvértice (véase la sección III.2.3), el cual carece de huecos en ϕ . De esta forma, tenemos una cobertura angular total en el ángulo azimutal.

No obstante, las tres capas del detector de microvértice no eran operativas durante 1990, por lo que en dicho periodo se relajó el corte de trazas hasta aceptar sucesos con topologías 1 contra 0 y 0 contra 0 trazas. Al no poner límite inferior en el número de trazas por hemisferio, evitamos un factor de corrección que tenga en cuenta la ineficiencia del sistema de *tracking* (fundamentalmente los huecos en ϕ de la TPC), pero entonces hemos de tener en cuenta la contaminación procedente de los sucesos $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Ahora bien, la sección eficaz para este proceso puramente QED es un orden de magnitud más pequeña y es bien conocida, por lo que es preferible aceptar tales sucesos y corregir *a posteriori* con la sección eficaz teórica. Estudiaremos con más detalle este punto en la sección dedicada a la sustracción del fondo.

La condición de aceptar sucesos con cuatro trazas si la energía electromagnética total es mayor de 70 GeV, permite recuperar aquellos sucesos en los que un fotón se ha convertido en un par e^+e^- , sin incrementar el nivel de contaminación de sucesos $\tau^+\tau^-$. Por último, el corte electromagnético sirve como veto para disminuir los sucesos de fondo en los que pueda existir una partícula de mínima ionización.

Durante el estudio de los datos de 1990, se encontraron sucesos *Bhabha* con un electrón perfectamente reconstruido en un hemisferio, mientras que en el hemisferio opuesto sólo había sido reconstruida la traza de alto momento correspondiente al otro electrón, pero sin que hubiera señal en la HPC. Tales sucesos (alrededor de un 1.5 % del total) se estudiaron con gran detalle mediante el programa de visualización gráfica DELGRA, encontrándose su origen en ineficiencias en el sistema de lectura de la HPC ocasionadas por problemas de saturación en la electrónica. Esta anomalía no se halla localizada temporalmente, sino que tiene lugar de forma aleatoria. Dada la dificultad de evaluar la magnitud de un factor corrector que tenga en cuenta dichas pérdidas, y de su error asociado, se optó por diseñar una serie de cortes para recuperar dichos sucesos, sin que el porcentaje de sucesos de fondo aumentara apreciablemente. De este modo, para evitar las pérdidas debidas a la mala reconstrucción de las cascadas en la HPC, los sucesos que no pasan los criterios anteriores se aceptan si satisfacen los siguientes cortes:

- **Corte en energía.**- Existe un *cluster* electromagnético en la HPC con energía mayor de 40 GeV.
- **Corte de trazas.**- Existe al menos una traza cargada reconstruida en cada hemisferio.
- **Corte electromagnético.**- No hay energía depositada más allá de 1.5 longitudes de interacción en el calorímetro hadrónico que esté asociada a la partícula cargada en el hemisferio opuesto al *cluster* más energético.

Mientras los dos primeros cortes recuperan los sucesos anteriormente mencionados, la función del tercero es la de evitar que el porcentaje de sucesos $\tau^+\tau^-$ aumente sensiblemente. De esta forma, un veto en la energía depositada en el HAB disminuye sustancialmente la probabilidad de que la partícula reconstruida en el hemisferio opuesto al electrón sea un muón o un pión procedente de un suceso $\tau^+\tau^-$. Las filtraciones (*leakage*) de energía en la HPC impiden aplicar dicho veto en la primera torre del calorímetro hadrónico. Por otra parte, para que un suceso sea rechazado debe haber energía en al menos dos de las tres torres más exteriores del HAB. El hecho de exigir estas coincidencias nos hace menos sensibles a posibles efectos de ruido en los módulos del calorímetro hadrónico.

En los sucesos seleccionados, las dos trazas más energéticas se identifican como los electrones finales. Para decidir si un suceso está o no en la zona de aceptación se utilizan los ángulos medidos de dichas trazas. Si el número de trazas cargadas reconstruidas por el sistema de *tracking* es inferior a dos, entonces se utilizan los ángulos de los dos *clusters* más energéticos. Conocidos los ángulos de los dos electrones salientes aplicamos entonces los siguientes cortes fiduciales:

- Los ángulos polares de ambos electrones han de estar comprendidos en el rango angular $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$.
- La acolinearidad entre ambos electrones ha de ser menor de 10° .
- Los ángulos polares de ambos electrones no deben caer en la región $88^\circ \leq \theta \leq 92^\circ$. Dicho corte tiene por objeto evitar la zona donde la HPC y la TPC son poco eficientes debido a los huecos que tienen ambos detectores a 90° .
- Con objeto de evitar también los huecos que presenta la HPC cada 24° en ϕ , el punto de impacto de uno de los electrones (tomado alternativamente en la dirección positiva o negativa del haz) debe situarse más allá de 0.7° respecto a la zona de separación entre los módulos de la HPC.

Con tales cortes definimos la región angular en θ del análisis (zona de barril), y a la vez, eliminamos aquellas zonas donde la HPC es ineficiente debido a los huecos del detector, tanto en θ como en ϕ . En el análisis de los datos de 1990 se rechazaban los sucesos situados a menos de 1° de los huecos en ϕ de la HPC, en vez de 0.7° . Dicha reducción se debe a las mejoras en la simulación del detector en dichas zonas. Por último, aplicamos un corte en acolinearidad principalmente para reducir los sucesos de fondo.

IV.3.2 Eficiencia de selección

La eficiencia de selección de los cortes anteriores ha sido calculada a partir de una muestra de sucesos $e^+e^-(\gamma)$ obtenidos con el generador BABAMC. La respuesta de DELPHI a dichos sucesos se obtiene mediante el programa de simulación DELSIM. Los datos así obtenidos (*raw data*) se procesan con la misma cadena de programas de reconstrucción y análisis que los datos reales. Aunque el generador de Monte Carlo BABAMC sólo contiene correcciones de orden $\mathcal{O}(\alpha)$, su precisión es adecuada para determinar factores de corrección, dado que los posibles efectos de orden superior son mucho más pequeños que los errores que se derivan de la propia simulación del detector. Podemos ver algunas comparaciones de datos reales frente a Monte Carlo en las

figuras IV.1 y IV.2. En la primera se comparan los sucesos reales y simulados en los que ha habido emisión de un fotón duro. La figura muestra la distribución energética del tercer *cluster* más energético si su energía transversa, respecto al *cluster* de mayor energía más cercano, es superior a 0.6 GeV. Con este requisito se eliminan aquellos sucesos en los que ha habido emisión de fotones producidos por la interacción de los electrones con el material. Ambas distribuciones muestran un buen acuerdo tanto en la forma como en la normalización. En la figura IV.2 se comparan las distribuciones de acolinearidad entre las dos trazas más energéticas después de aplicar el resto de los cortes anteriores. Los sucesos, tanto reales como simulados, corresponden al pico de la resonancia.

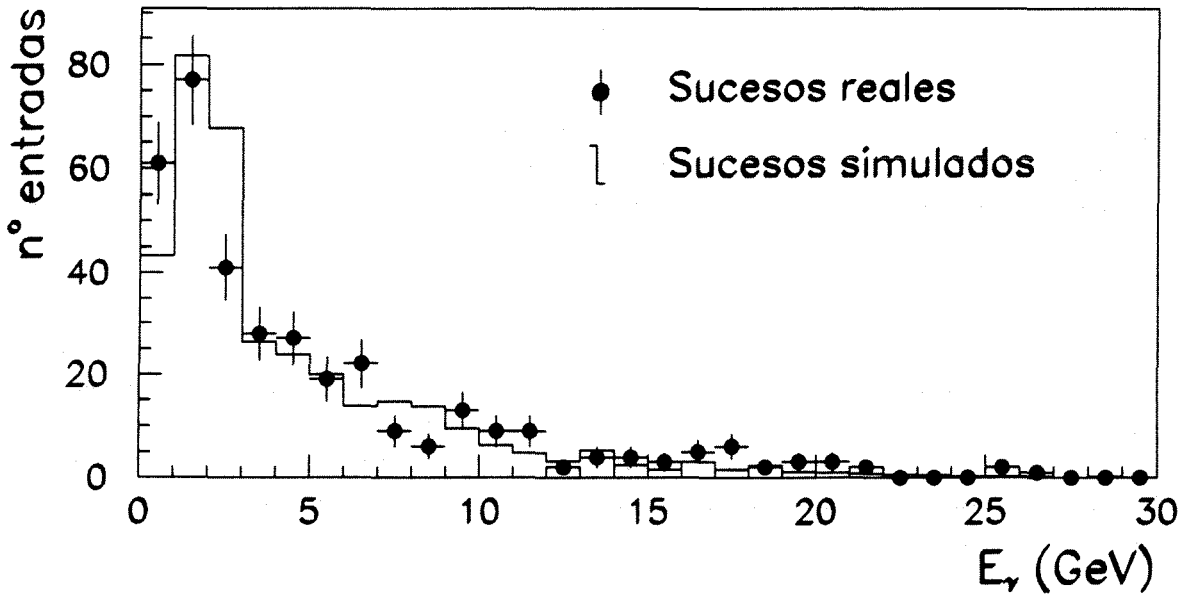


Figura IV.1: Distribución de la energía del fotón en sucesos radiativos. Sólo se tienen en cuenta aquellos sucesos en los que la energía transversa del fotón respecto al *cluster* energético más cercano es superior a 0.6 GeV

La eficiencia de selección se define como:

$$\epsilon_{sel} = \frac{N_{acep}}{N_{fid}} \quad (IV.2)$$

donde N_{acep} es el número de sucesos que superan con éxito todos los cortes, y N_{fid} es el número de sucesos generados con ambos fermiones en la región fiducial, es decir,

cuando el ángulo polar de ambos fermiones está en los intervalos $44^\circ \leq \theta \leq 88^\circ$ ó $92^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$, y la acolinearidad entre ambos es menor de 10° . De esta forma, ϵ_{sel} tiene en cuenta todas aquellas correcciones que sólo dependen de la respuesta del detector a los cortes de selección. Las pérdidas ocasionadas por el hueco en θ a 90° son diferentes para cada punto de energía, por lo que se estiman de forma distinta, como veremos más adelante. En cuanto al corte en aceptación angular y en acolinearidad, el programa de ajuste que utilizaremos, ZFITTER [4], permite tenerlos en cuenta.

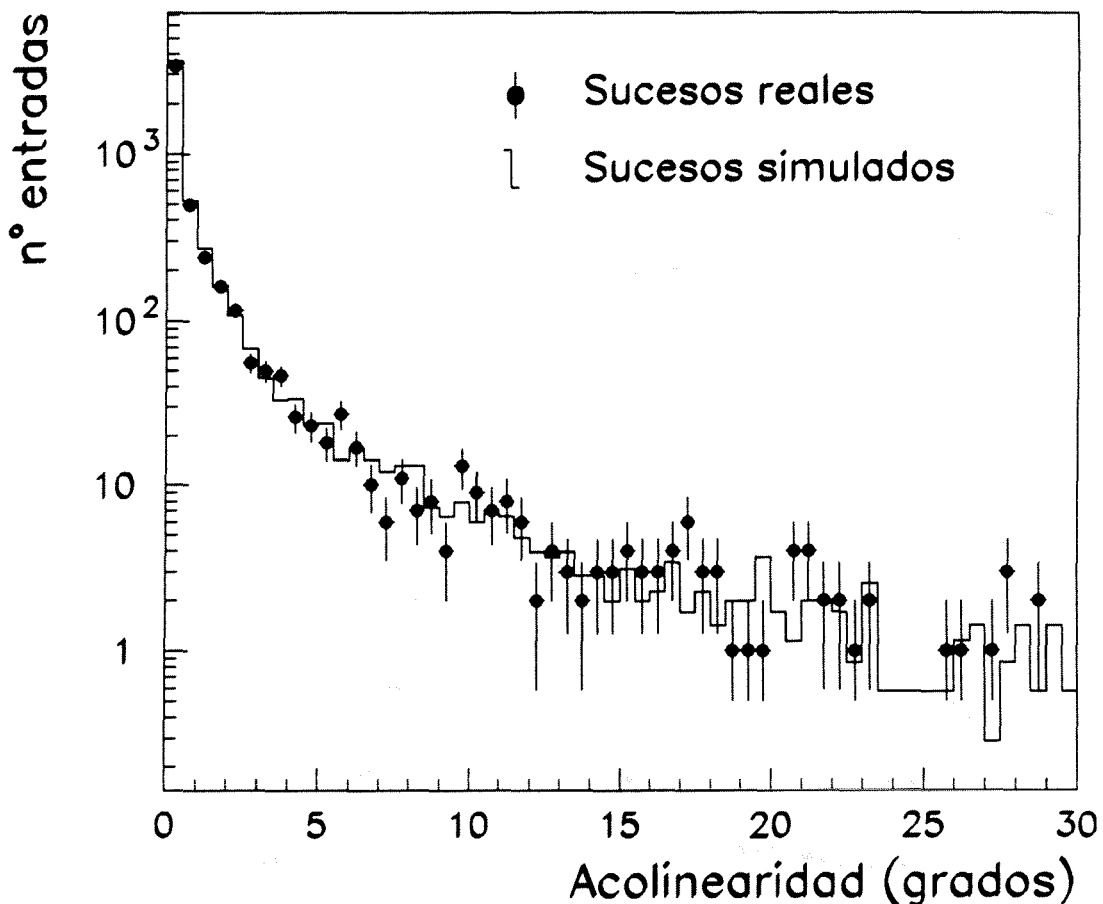


Figura IV.2: Distribución de la acolinearidad entre las dos trazas más energéticas de los sucesos seleccionados por el resto de cortes. Los sucesos simulados han sido obtenidos mediante el generador BABAMC en el pico de la resonancia.

A partir de una muestra de 13000 sucesos *Bhabha* generados en la región de barril, la eficiencia de selección, ϵ_{sel} , para 1990 se estimó en 86.1 ± 0.3 %. Para 1991 se

utilizaron alrededor de 27000 sucesos siendo la eficiencia de selección 89.71 ± 0.23 %. Los errores mencionados son puramente estadísticos. Las eficiencias anteriores no incluyen las pérdidas debidas al hueco a 90° , que en el pico de la resonancia alcanzan un valor del 4.3 %. La mejora en la eficiencia calculada para los datos de 1991 se debe a la reducción del corte que tiene en cuenta los huecos en ϕ de la HPC de $\pm 1^\circ$ a $\pm 0.7^\circ$. La pérdida más importante de sucesos se debe a la existencia de huecos. Un simple cálculo geométrico normalizando la cobertura angular de huecos a 2π proporciona una estimación de estas pérdidas del 13.33 % para 1990 y del 9.33 % para 1991, siendo la contribución correspondiente al resto de cortes en trazas y energía del orden del 1 %. La estimación del error sistemático introducido por la imprecisión de la simulación la veremos en una sección posterior. En la figura IV.3 se muestra la distribución energética de los *clusters* de los sucesos reales seleccionados como sucesos *Bhabha*. La comparación con los sucesos Monte Carlo se muestra en trazo continuo.

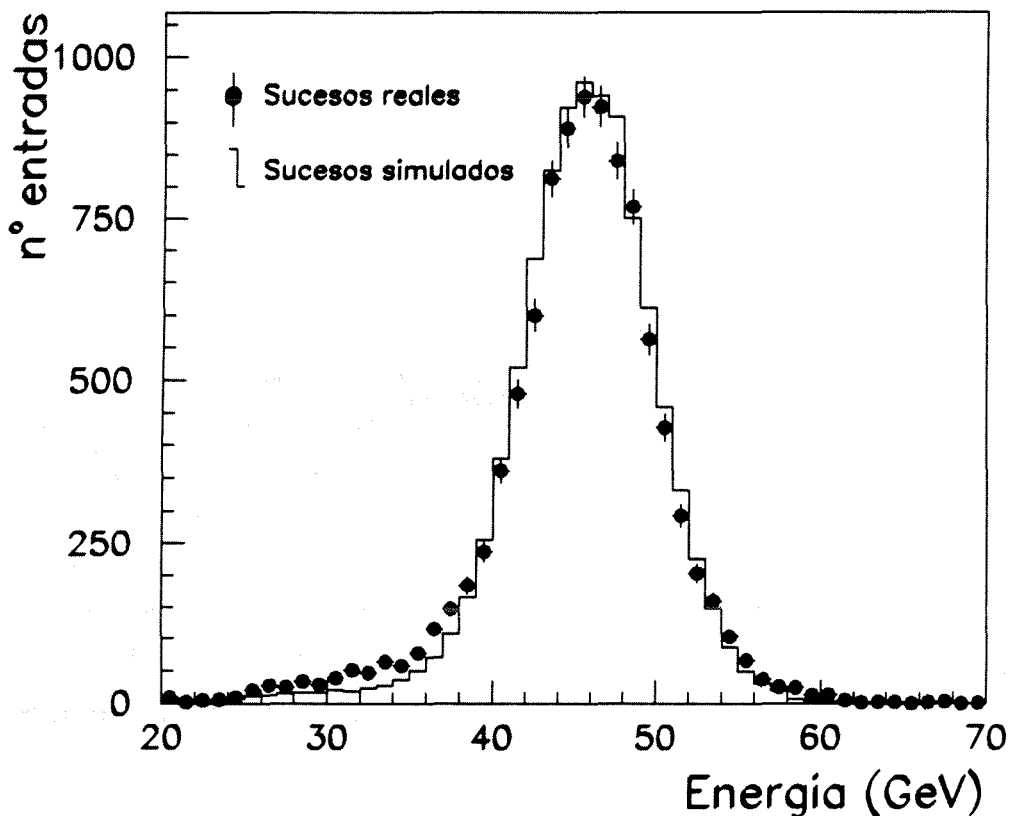


Figura IV.3: Distribución energética de los electrones de los sucesos aceptados como sucesos *Bhabha*.

Las pérdidas producidas por el hueco a 90° para cada uno de los puntos de energía, han sido estimadas a partir de los programas ALIBABA y 40THIEVES (véase el

capítulo I). En la tabla IV.1 se muestran los porcentajes de dicha corrección, tanto respecto a la sección eficaz *forward* como *backward*, obtenidos con ambos programas. El acuerdo entre ellos es bastante bueno. Las diferencias entre ambas estimaciones son menores del 0.1 %. Para corregir las pérdidas hemos utilizado factores correctores obtenidos con el programa 40THIEVES, dada su mayor versatilidad a la hora de calcular secciones eficaces en cualquier región angular.

E_{cm} (GeV)	Forward		Backward	
	Alibaba (%)	40thieves (%)	Alibaba (%)	40thieves (%)
88.465	2.41	2.37	5.60	5.52
89.460	2.84	2.77	5.28	5.17
90.208	3.18	3.18	4.93	4.94
91.207	3.89	3.84	4.90	4.83
91.235	3.94	3.85	4.92	4.83
91.954	4.43	4.29	5.19	5.01
92.953	4.69	4.67	5.70	5.63
93.703	4.66	4.75	6.16	6.26

Tabla IV.1: Porcentajes de la corrección del hueco a 90° en la HPC respecto a las secciones eficaces *forward* y *backward*, obtenidas con los programas ALIBABA y 40THIEVES, para los puntos energéticos de 1991.

IV.3.3 Eficiencias del *trigger*

Durante el proceso de adquisición se graba junto a la información de cada suceso la información relativa al *trigger*, es decir, qué señales del sistema de *trigger* han decidido la adquisición del suceso. Seleccionada una muestra de sucesos, dicha información permite calcular la eficiencia del sistema de *trigger* para esa muestra. El método habitual consiste en agrupar las distintas señales en conjuntos independientes y redundantes, y comparar el número de sucesos disparados por cada grupo. Esto permite obtener la eficiencia de cada conjunto de señales y estimar una eficiencia global. No siempre es posible agrupar las distintas señales en conjuntos independientes por lo que hay que tener en cuenta las posibles correlaciones que puedan existir. Por otra parte, el cálculo de la eficiencia se efectúa separadamente para diferentes periodos, los cuales vienen definidos bien por cambios en la configuración de las señales, bien por ineficiencias en algunas de ellas.

La configuración del sistema de *trigger* utilizada en 1990 difiere notablemente de la utilizada en 1991. Como vimos en el capítulo II, durante 1990, el sistema inicialmente diseñado, basado en dos niveles de decisión y controlado por el supervisor del *trigger*

PYTHIA, estaba en fase de desarrollo, por lo que se utilizó un sistema basado en electrónica NIM y conocido como *trigger* de B1. A mediados de 1990 entraron en funcionamiento algunas componentes del *trigger* de PYTHIA, basadas en la TPC. La disposición B1 + TPC se mantuvo hasta el final del periodo 1990. Durante 1991, los dos niveles de decisión T1 y T2 de PYTHIA fueron totalmente operativos.

IV.3.3.1 Eficiencias del *trigger* durante 1990, B1

Las señales de B1 utilizadas para calcular la eficiencia de *trigger* fueron las siguientes (todas ellas procedentes de la zona de barril):

- **IDOD.**- Coincidencia entre octantes opuestos del ID y del OD.
- **IOMJ.**- Señal en dos o más octantes del OD en coincidencia con uno o más del ID.
- **HPMJ.**- Señal en más de un octante de la HPC.
- **HPBB.**- Señal en octantes opuestos de la HPC.
- **TOBB.**- Octantes opuestos del TOF.
- **THMJ.**- Coincidencia entre al menos un octante del TOF y el correspondiente de la HPC.
- **TOMJ.**- Señal en más de un octante del TOF.
- **SCOD.**- Coincidencia entre un octante del TOF y el correspondiente del OD

Las señales de PYTHIA basadas en la detección de trazas en la TPC fueron dos:

- **CT.**- La información de los *pads* de la TPC sirven de entrada a un algoritmo lógico de búsqueda de trazas con momentos transversos menores que un cierto umbral.
- **RZ.**- Búsqueda de trazas, pero en el plano RZ, (13 de las 16 filas de *pads* han de tener un *hit*) en coincidencia con señales en el OD.

Tales señales se agrupan en dos conjuntos independientes y, mediante la comparación entre los sucesos disparados por cada conjunto, se estima una eficiencia global de *trigger*. En general, en un grupo se incluyen las señales relacionadas con la energía (HPC, TOF) y en el otro, las señales procedentes de los detectores de trazas. Puesto

que algunas señales fueron incorporadas a mitad del periodo y otras sufrieron ineficiencias, dicha estimación se hace por intervalos de tiempo en los que la configuración del sistema es estable. Así, durante 1990 calculamos la eficiencia de trigger en tres intervalos diferentes. Durante un primer intervalo la eficiencia de B1 se vio afectada por problemas en el sistema de lectura del OD, por lo que las señales procedentes de dicho detector (especialmente IDOD y IOMJ) bajaron su eficiencia. En un segundo intervalo, todas las componentes utilizadas funcionaron perfectamente. Por último, la inclusión de las señales de la TPC obliga a definir un tercer intervalo. La ineficiencia de las señales IDOD y IOMJ en el primer intervalo se midió a partir de la comparación con la respuesta de tales señales en el segundo, donde ambas funcionaron perfectamente. De esta forma, para el primer periodo asignamos la misma eficiencia que para el segundo, pero corregida por un factor que tiene en cuenta las ineficiencias mencionadas. La inclusión de nuevas señales en el último intervalo mejoró notablemente la eficiencia. En la tabla IV.2 se encuentran tabuladas las eficiencias obtenidas para los sucesos *Bhabha* seleccionados en los tres periodos mencionados. La eficiencia global, obtenida promediando con el número de sucesos registrados en cada intervalo es del 99.6 %. El error sistemático asignado es del 0.2 %, y procede en su mayor parte de la ineficiencia del sistema de *trigger* durante el primer periodo.

Periodo	Configuración	Eficiencia
7912 - 10297	B1 con OD ineficiente	98.9 %
10298 - 10679	B1	99.6 %
10679 - 15829	B1 + TPC	99.9 %

Tabla IV.2: Eficiencias del *trigger* para los distintos periodos en los que se dividió la toma de datos en 1990.

La eficiencia de *trigger* para cada punto de energía se obtiene promediando las eficiencias de cada periodo con el número de sucesos en cada punto.

IV.3.3.2 Eficiencias del *trigger* durante 1991

El sistema de *trigger* durante 1991 estuvo basado en dos niveles de decisión T1 y T2 controlados por el supervisor del *trigger* PYTHIA. Los distintos detectores envían sus señales (TDL, *Trigger Data Lines*), tanto de primer nivel como del segundo, a PYTHIA (120 TDL's en total). A partir de tales señales se pueden crear multitud de combinaciones lógicas en base a diferentes criterios físicos. La decisión final de ambos niveles consiste en el OR lógico de 16 funciones de decisión.

El cálculo de la eficiencia es mucho más complejo dada la gran cantidad de señales y combinaciones posibles. La flexibilidad para cambiar la configuración del sistema de decisión dificulta más aún el cálculo. Para evitar este problema, se diseñó una configuración base que se mantiene estable a pesar de los cambios que puedan realizarse. En general, se sigue la misma estrategia de separar las señales en dos grupos independientes y estimar la eficiencia de cada uno mediante la comparación entre ambos. En el primer grupo se incluyen las señales del llamado *Contiguity Trigger*, basado en la información de la TPC y en el otro, el resto de señales de la zona de barril. La eficiencia obtenida de este modo para la muestra de sucesos seleccionada es superior al 99.99 %, siendo las fluctuaciones estadísticas despreciables. Se han realizado estudios para detectar posibles errores sistemáticos debidos a correlaciones entre señales o entre los mismos niveles de decisión, sin embargo los posibles efectos son también despreciables. En puede [3], se puede encontrar un estudio más detallado del cálculo de eficiencias del *trigger* para el periodo 1991

IV.3.4 Estimación del fondo

La principal fuente de contaminación procede de los sucesos $\tau^+\tau^-$ en los que los estados finales de desintegración simulan el comportamiento de electrones de alta energía. El porcentaje de sucesos $\tau^+\tau^-$ que superan los cortes se calcula mediante una muestra de sucesos generados por el programa KORALZ [5] y procesados con la misma cadena de reconstrucción y análisis que los sucesos reales. La información relativa a la desintegración que ha sufrido cada partícula τ queda almacenada en los llamados bancos SH. Esto permite estudiar cuáles son los canales que sobreviven a medida que vamos aplicando los cortes y, de este modo, comprobar y estudiar la eficiencia de dichos cortes. En la tabla IV.3 se muestra la evolución de los distintos canales al ir aplicando progresivamente los diferentes cortes a una muestra de 61644 pares de sucesos $\tau^+\tau^-$ generados en todo el ángulo sólido (4π). Así, en la primera columna tenemos el porcentaje de desintegraciones iniciales de cada canal, y en las siguientes podemos ver su reducción a medida que se aplican los cortes de selección. La aplicación de los cortes es acumulativa, de tal modo que en la última columna aparecen los porcentajes de desintegraciones que han superado todos ellos.

De los resultados mostrados en la tabla IV.3 resulta evidente la importancia del corte en energía, que reduce el fondo en más de un orden de magnitud. Sin embargo, el canal que más sobrevive no es la desintegración a electrón, como en un principio cabría esperar, sino aquellos que contienen un pión cargado y van acompañados de piones neutros. Los fotones procedentes de la desintegración de los piones neutros, acompañados de los piones cargados inciden en la HPC simulando el comportamiento de un electrón. Con el fin de reducir el porcentaje de sucesos de fondo con dicha configuración en el estado final, se diseñaron los cortes electromagnéticos, basados

Canales	Inic. (%)	C.fiduc. (%)	C. ener. (%)	C. traz. (%)	C. em. (%)
$\tau \rightarrow e^{\pm}$	18.25	8.99	0.44	0.35	0.28
$\tau \rightarrow \mu^{\pm}$	18.22	6.18	0.08	0.07	0.00
$\tau \rightarrow \rho^{\pm}$	22.98	11.66	0.52	0.38	0.28
$\tau \rightarrow K^{\pm}$	2.37	1.13	0.01	0.00	0.00
$\tau \rightarrow \pi^{\pm}$	11.24	4.99	0.05	0.03	0.02
$\tau \rightarrow \pi^{\pm} n\pi^{\circ}$	12.81	6.55	0.34	0.25	0.18
$\tau \rightarrow \pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\pm} n\pi^{\circ}$	13.99	6.53	0.10	0.01	0.00
Resto	0.14	0.07	0.00	0.00	0.00
Total	100.00	46.10	1.54	1.19	0.76

Tabla IV.3: Evolución de los distintos canales de desintegración del τ a medida que se aplican los cortes de selección.

en las características intrínsecas a la detección de fotones y electrones. Poca energía depositada en las primeras capas de la HPC, valores muy diferentes a la unidad en el cociente E/p o energía depositada en las últimas capas del HAB son indicios del paso de piones o muones. Como podemos ver en la tabla IV.3, dichos cortes reducen el fondo en casi un 40 %. En principio, se pueden aplicar cortes más severos, sin embargo, éstos afectarían notablemente a la eficiencia de selección.

Los porcentajes de contaminación debidos a los sucesos $\tau^+\tau^-$ obtenidos para 1990 y 1991 fueron de 1.2 ± 0.1 % en 1990 y de 1.46 ± 0.07 % en 1991. Dichos porcentajes se calculan como el cociente entre los sucesos $\tau^+\tau^-$ que superan con éxito todos los cortes y aquellos que han sido generados en la región fiducial en θ y con acolinearidad entre los taus iniciales menor de 10° . Para su cálculo se utilizaron sendas muestras de ~ 60000 sucesos $\tau^+\tau^-$ generados con KORALZ en todo el ángulo sólido. Los errores acotados son puramente estadísticos. El error sistemático introducido por la imprecisión de la simulación se da más adelante.

Como vimos en la sección IV.3.1, debido a la ineficiencia ocasionada por los huecos de la TPC la definición de los cortes para los datos 1990 era tal que nos hacía susceptibles de seleccionar los sucesos de fondo procedentes del proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Sin embargo, la posibilidad de contar las trazas del suceso en 1991 con las tres capas del detector de microvértice nos hace totalmente inmunes a dicha contaminación. El proceso de aniquilación a dos fotones es un proceso puramente QED, por lo que la sección eficaz teórica se conoce con gran precisión [6]. Desde el punto de vista experimental, el estado final viene caracterizado por dos fotones de alta energía perfectamente colineales que dejan toda su energía en la HPC y por la ausencia total de trazas, salvo que uno de los fotones dé lugar a un par electrón-positrón al interactuar con el material. El número de sucesos procedente de dicho canal que contaminan la muestra de sucesos se

estima del siguiente modo:

$$N_{\gamma\gamma} = \sigma_{\gamma\gamma} \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon_{\gamma\gamma} \quad (\text{IV.3})$$

donde $\sigma_{\gamma\gamma}$ es la sección eficaz del proceso para la región angular del análisis, \mathcal{L} es la luminosidad y $\epsilon_{\gamma\gamma}$ tiene en cuenta las ineficiencias debidas a los huecos de la HPC. El valor de la sección eficaz ha sido obtenido con el programa [6], que arroja un valor en el pico de la resonancia de 14.4 pb, presentando una ligera dependencia con la energía. En su cálculo se han tenido en cuenta correcciones de orden superior, así como los cortes en acolinearidad, aceptación en θ y energía. Al no disponer de sucesos $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ simulados en el detector, las pérdidas debidas a los huecos en ϕ de la HPC se tienen en cuenta en el factor $\epsilon_{\gamma\gamma}$, que se estima en 86.6 %, mediante un simple cálculo geométrico. Con objeto de verificar la correcta sustracción de este tipo de sucesos de fondo, se llevó a cabo un análisis independiente vetando las zonas muertas de la TPC y exigiendo al menos dos trazas reconstruidas (una por hemisferio), obteniéndose resultados totalmente compatibles.

IV.3.5 Resultados y sistemática

A partir de una luminosidad integrada de 4.35 pb⁻¹ fueron seleccionados 2891 sucesos en 1990. Durante 1991 fueron seleccionados un total de 6670 sucesos para una luminosidad integrada de 9.14 pb⁻¹. Para obtener las secciones eficaces correspondientes a cada uno de los puntos de energía, expresamos el número total de sucesos observados en términos de los sucesos *Bhabha* producidos más los sucesos de fondo del siguiente modo:

$$N_{obs}^i = N_b^i \cdot \epsilon_{sel} + N_t^i \cdot f_{bck} \quad (\text{IV.4})$$

donde N_b^i son los sucesos *Bhabha* producidos en la región angular del análisis para cada uno de los puntos de energía, que denotamos con el superíndice i ; ϵ_{sel} es la eficiencia de selección que tiene en cuenta las pérdidas debidas a la reconstrucción de los sucesos en el detector, tal y como se definió en la sección IV.3.2; N_t^i son los sucesos $\tau^+\tau^-$ producidos en la misma región angular y f_{bck} es el porcentaje de dichos sucesos que superan los cortes del análisis (véase la sección IV.3.4). Para el análisis de los datos de 1990 hemos de incluir también el término de la ecuación (IV.3) que tiene en cuenta los sucesos de fondo del canal $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

Debido a la contribución de los diagramas en el canal t y su interferencia con los diagramas en el canal s , en el proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$, el número de sucesos *Bhabha* producidos en la región angular fiducial, N_b^i , no coincide con el número de sucesos

$\tau^+\tau^-$ producidos en la misma región. No obstante, podemos normalizar N_i^i al número de sucesos *Bhabha* producidos, N_b^i , multiplicando por el cociente entre la sección eficaz total y la sección eficaz en el canal *s*. De este modo, a partir de (IV.4) el número de sucesos *Bhabha* producidos vendrá dado por:

$$N_b^i = \frac{N_{obs}^i}{\epsilon_{sel} + f_{bck} \cdot \left(\frac{\sigma_s^i}{\sigma_{s+t}^i} \right)} \quad (IV.5)$$

El factor utilizado para normalizar los sucesos de fondo ha sido calculado mediante el programa ALIBABA. Aunque dicho factor contiene las secciones eficaces que pretendemos medir en el análisis, al tratarse de un cociente entre secciones eficaces, la dependencia con los parámetros de la teoría es mínima. Además, el bajo porcentaje de sucesos de fondo hace despreciable la posible incertidumbre en dicho cociente. A continuación, hemos de corregir por la eficiencia de *trigger* y por las pérdidas debidas al hueco a 90° , diferentes para cada punto energético. Dividiendo por la luminosidad integrada en cada punto de energía, \mathcal{L}^i , las secciones eficaces totales en la región angular vienen dadas por:

$$\sigma_{s+t}^{exp} = \frac{N_{obs}^i}{\epsilon_{sel} + f_{bck} \cdot \left(\frac{\sigma_s^i}{\sigma_{s+t}^i} \right)} \cdot \frac{1}{\epsilon_{trig} \cdot \epsilon_{90}^i} \cdot \frac{1}{\mathcal{L}^i} \quad (IV.6)$$

En la tabla IV.4 se muestran los números de sucesos aceptados, la luminosidad y las secciones eficaces medidas para cada punto de energía en 1990 y 1991, respectivamente. Las secciones eficaces son medidas con ambos fermiones en la región angular $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$ y con acolinearidad menor de 10° .

En la tabla IV.5 podemos encontrar las contribuciones al error sistemático para ambos periodos de toma de datos. La contribución más importante es la procedente de la simulación de los sucesos en el detector. Al mover los cortes alrededor de sus valores nominales, los resultados que se obtienen no son perfectamente estables. Atribuimos dichas variaciones a la imprecisión del Monte Carlo al simular los sucesos reales. Tal imprecisión afecta tanto a la estimación del fondo como a la eficiencia de los cortes de selección. La estimación de dicho error sistemático se realiza a partir de la magnitud de las variaciones en los resultados a medida que variamos los cortes más significativos del análisis. Las mejoras introducidas en la simulación han permitido reducir esta contribución en un factor dos entre 1990 y 1991 pasando de un 0.6 % a un 0.25 %. Dichas mejoras son debidas fundamentalmente a la más detallada reconstrucción de la energía en la HPC y a la mejor simulación de los efectos de borde en las zonas entre módulos.

Otra mejora importante, comparando ambos periodos, la tenemos en el error sistemático asignado al cálculo de la eficiencia de *trigger*. El valor 0.2 %, atribuido en

Energía (GeV)	Núm. sucesos	Lum. (nb ⁻¹)	σ_{s+t} (nb)
Datos tomados en 1990			
88.223	95	291	0.369 ± 0.039
89.221	142	334	0.487 ± 0.041
90.223	229	338	0.785 ± 0.053
91.221	2056	2309	1.040 ± 0.023
92.218	190	359	0.612 ± 0.046
93.220	101	282	0.408 ± 0.042
94.218	78	435	0.197 ± 0.024
Datos tomados en 1991			
88.465	204	709.0	0.328 ± 0.023
89.460	242	488.4	0.567 ± 0.036
90.208	362	532.3	0.776 ± 0.039
91.207	2085	2314.0	1.031 ± 0.023
91.235	2951	3177.6	1.063 ± 0.020
91.954	455	666.6	0.781 ± 0.036
92.953	213	604.0	0.405 ± 0.027
93.703	158	632.2	0.288 ± 0.023

Tabla IV.4: Número de sucesos seleccionados y secciones eficaces ($s + t$) del proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$, así como la luminosidad correspondiente, para cada punto de energía para los periodos 1990 y 1991. Las secciones eficaces están calculadas con ambos fermiones entre $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$ y con acolinearidad menor de 10° .

1990, procede básicamente de la inestabilidad en determinados periodos de algunas componentes de B1. La gran redundancia, así como la mayor estabilidad en el sistema de *trigger* durante 1991, han permitido alcanzar un valor de prácticamente el 100 % en la eficiencia, y reducir notablemente el error sistemático asociado, 0.02 %. Dicho error es el error estadístico procedente del cálculo de la eficiencia, puesto que no se ha encontrado ninguna desviación sistemática.

El error en la estadística de los sucesos simulados hace referencia al error en la estimación de la eficiencia de selección debido al número disponible de sucesos Monte Carlo. Del mismo modo, el error en el fondo de sucesos $\tau^+\tau^-$ procede del número finito de sucesos simulados disponibles. En 1991 aumentó el número de dichos sucesos, respecto a 1990.

La estimación del error sistemático debido a la definición de la región fiducial está basada en la resolución angular de la TPC, que es de 1.5 mrad. La probabilidad de perder un suceso en las zonas que definen la región fiducial debido a la resolución finita de la TPC se estima así en un 0.2 %. Durante 1990 hemos de incluir un error debido

Errores sistemáticos	1990 (%)	1991 (%)
Calidad de la simulación	0.6	0.25
Eficiencia de <i>trigger</i>	0.2	0.02
Estadística sucesos simulados	0.3	0.23
Fondo de sucesos $\tau^+\tau^-$	0.1	0.07
Definición de la región de aceptación	0.2	0.20
Sustracción sucesos $\gamma\gamma$	0.05	-
Total experimental en la selección	0.7	0.4

Tabla IV.5: Resumen de las contribuciones más importantes al error sistemático experimental del Análisis I para los periodos 1990 y 1991.

a la sustracción de la sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$. Este error es muy pequeño, ya que la sección eficaz de dicho proceso es casi dos órdenes de magnitud menor que la sección eficaz del proceso *Bhabha* en el pico de la resonancia.

IV.4 Análisis II

IV.4.1 Introducción

El análisis descrito anteriormente consiste, fundamentalmente, en la elección de aquellos cortes experimentales que seleccionen una muestra de sucesos del tipo e^+e^- lo más pura posible. La elección ha de ser tal que se mantenga un compromiso entre la eficiencia de selección y el porcentaje de contaminación. Obtenida la muestra, es necesario entonces calcular correcciones que tengan en cuenta tanto las pérdidas como la contaminación. Como acabamos de ver, dichas correcciones se obtienen a partir de muestras de sucesos simulados con técnicas de Monte Carlo, las cuales se analizan con los mismos programas utilizados para los datos reales. Esto hace que los programas de simulación sean de una importancia crucial, puesto que el análisis depende básicamente de ellos.

Durante el análisis de los datos del periodo 1991 intentamos desarrollar un método alternativo intentando disminuir al máximo dicha dependencia. Para ello, utilizamos dos conjuntos de cortes experimentales diferentes, basados en dos conjuntos distintos de detectores. A partir de las fórmulas estándares utilizadas en la evaluación de la eficiencia de *scanning* o de *trigger*, podemos calcular la eficiencia de cada selección comparando los sucesos vistos por ambas selecciones a la vez con los vistos por cada una de ellas. Esto permite realizar una medida experimental de la eficiencia sin hacer

uso de las muestras de Monte Carlo. A partir de dicha eficiencia y del conjunto de sucesos detectados, se consigue una estimación del número total de sucesos corregido por las posibles pérdidas.

Además de eliminar la dependencia con el Monte Carlo, otra ventaja de este método radica en que las zonas muertas de los distintos detectores no tienen porqué ser excluidas del análisis. Al disponer de dos selecciones, basta con que dichas zonas no se solapen. Así, en las zonas donde una de las selecciones es ineficiente debido a la presencia de zonas muertas, es posible medir dicha ineficiencia mediante la otra selección, puesto que a ésta última no le afectan los huecos de la primera. Por otra parte, la inclusión en el análisis de los huecos hace que detectemos mayor número de sucesos y aumente la estadística final.

Al igual que somos menos sensibles a la presencia de huecos, también somos menos sensibles a los periodos donde alguno de los detectores disminuye su eficiencia por problemas técnicos en la adquisición. Como antes, dicha ineficiencia es medida por la otra selección siempre y cuando los detectores de ésta última funcionen correctamente, es decir, siempre y cuando los periodos de mal funcionamiento de ambas selecciones no se solapen. A pesar de esto, hemos llevado a cabo un riguroso control de aquellos detectores que son fundamentales en ambas selecciones, exigiendo su perfecto funcionamiento durante todo el periodo de toma de datos.

La presencia de sucesos de fondo, requiere un tratamiento más elaborado. Por definición, tales sucesos son indistinguibles de aquellos considerados como señal (sucesos $e^+e^-(n\gamma)$), por lo que el número de sucesos vistos por cada selección estará sobreestimado, y por tanto, la estimación final de sucesos también. Para evitar este sesgo, calculamos factores correctores mediante muestras de sucesos simulados con Monte Carlo. La estabilidad del número de sucesos estimados, una vez ha sido corregido el fondo, en función de las variables que definen los cortes, permite saber hasta qué punto la estimación del fondo es acertada.

Otro factor a tener en cuenta es la existencia de correlaciones entre ambas selecciones. Su presencia contribuye a sesgar la estimación real de sucesos en la muestra analizada y aunque ambas selecciones hacen uso de diferentes conjuntos de detectores, como veremos más adelante, la propia cinemática del suceso, así como las zonas muertas del detector, pueden inducir correlaciones que hemos de tener en cuenta. Sin embargo, podemos hacer uso de los sucesos simulados por Monte Carlo para estudiar dichas correlaciones y disminuir su influencia con una adecuada elección de cortes.

IV.4.2 El método

Supongamos que disponemos de dos formas de seleccionar sucesos procedentes de un mismo canal. Llamemos a dichas selecciones A y B respectivamente. Supongamos también que la probabilidad de encontrar un suceso en una u otra selección es igual para todos los sucesos y que ambas selecciones son totalmente independientes. Llamemos entonces N_A a los sucesos encontrados por la selección A, pero no por la B; N_B al número de sucesos encontrados por la selección B, pero no por la A, y N_C al número de sucesos encontrados por ambas selecciones a la vez. De esta forma, el número de sucesos vistos por la selección A será $N_A + N_C$, el número de sucesos vistos por la selección B será $N_B + N_C$, y el número total de sucesos vendrá dado por $N_A + N_B + N_C$ (véase la figura IV.4).

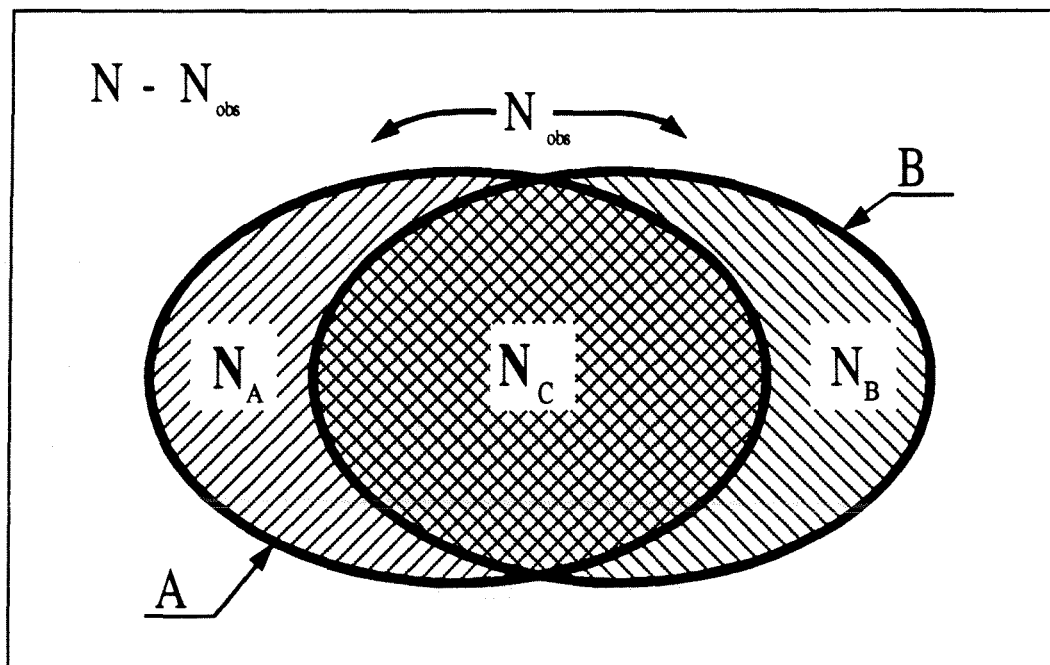


Figura IV.4: Definición de sucesos comunes y exclusivos

Puesto que ambas selecciones son independientes puede demostrarse que las eficiencias de cada selección vienen dadas por [7]:

$$\epsilon_A = \frac{N_C}{N_B + N_C} \quad ; \quad \epsilon_B = \frac{N_C}{N_A + N_C} \quad (\text{IV.7})$$

Calculadas dichas eficiencias, el número total de sucesos estimados vendrá dado por:

$$N_{est} = \frac{(N_A + N_C)}{\epsilon_A} = \frac{(N_B + N_C)}{\epsilon_B} \quad (\text{IV.8})$$

Utilizando las expresiones anteriores para las eficiencias de la selección A y B, podemos expresar dicha estimación en términos de los sucesos observados, del siguiente modo:

$$N_{est} = \frac{(N_A + N_C)(N_B + N_C)}{N_C} \quad (\text{IV.9})$$

La eficiencia global de ambas selecciones vendrá entonces dada por la siguiente expresión:

$$\epsilon_{A+B} = \frac{N_C (N_A + N_B + N_C)}{(N_A + N_C)(N_B + N_C)} \quad (\text{IV.10})$$

Sin embargo, en presencia de fondo el número de sucesos estimados, N_{est} , estará sesgado, dado que tanto los sucesos seleccionados comunes (N_C), como los exclusivos (N_A y N_B), contendrán sucesos de fondo. Llamemos K_A , K_B y K_C al número de sucesos de fondo aceptados sólo por la selección A, sólo por la selección B y por ambas a la vez, respectivamente. El número de sucesos estimados será entonces:

$$N'_{est} = \frac{(N_A + K_A + N_C + K_C)(N_B + K_B + N_C + K_C)}{N_C + K_C} \quad (\text{IV.11})$$

Dado que los cortes han sido diseñados para obtener la mayor pureza posible, los sucesos de fondo tienden a concentrarse en las muestras de sucesos exclusivos (aquellos vistos sólo por una de las selecciones). Por lo tanto K_C es más pequeño si lo comparamos con K_A ó K_B con lo que N'_{est} está sobreestimado. A medida que los cortes son más estrictos, el número de sucesos estimados en presencia de fondo, N'_{est} , disminuye hasta alcanzar un *plateau*, una vez que los porcentajes de contaminación son mínimos.

Si distinguimos con prima las cantidades que incluyen señal más fondo: $N'_A = N_A + K_A$, el número de sucesos e^+e^- vistos por cada selección por separado y por ambas a la vez será:

$$N_A + N_C = \frac{(N'_A + N'_C)}{(1 + f_A)} \quad ; \quad N_B + N_C = \frac{(N'_B + N'_C)}{(1 + f_B)} \quad ; \quad N_C = \frac{N'_C}{(1 + f_C)} \quad (\text{IV.12})$$

donde los factores correctores f_A , f_B y f_C pueden ser estimados por Monte Carlo. Tales factores representan los porcentajes de sucesos de fondo respecto a los sucesos e^+e^- para un conjunto de cortes dado. Por otra parte, dichos cocientes no son constantes con la energía, puesto que debido a las amplitudes correspondientes al intercambio de bosones en el canal t , las secciones eficaces *Bhabha* no son proporcionales a las secciones eficaces de los sucesos de fondo.

Sustituyendo los valores de f_A , f_B y f_C dados por el Monte Carlo en (IV.12) podemos calcular el número de sucesos e^+e^- detectados por cada selección. A partir de dichos números y, mediante la expresión (IV.9), se obtiene directamente el número de sucesos estimados corregidos por la presencia de sucesos de fondo.

Para finalizar esta sección, veamos de que forma pueden afectar las posibles correlaciones existentes entre ambas selecciones. Si tales correlaciones existen, las fórmulas descritas anteriormente carecen de validez. En particular, si existe una correlación positiva (si cuando un suceso satisface los cortes de una selección es más probable que sea seleccionado también por la otra), la expresión (IV.9) subestima el número de sucesos. De hecho, una correlación positiva implica un mayor número de sucesos comunes N_C , a expensas de los sucesos exclusivos N_A y N_B . En contrapartida, esto implica una sobreestimación de las eficiencias de selección dadas en (IV.7). Por el contrario, una anticorrelación provoca una sobreestimación de sucesos.

IV.4.3 Criterios de selección

Detallamos a continuación los cortes experimentales utilizados en ambas selecciones. A grandes rasgos la selección A está basada en la medida de la energía electromagnética

con la HPC, mientras que la selección B se basa principalmente en la medida del momento mediante el sistema de *tracking* de DELPHI. Posteriormente, se añaden cortes adicionales con el fin de reducir lo más posible los porcentajes de fondo. Antes de entrar en detalle en la descripción de ambas selecciones, definimos la zona de aceptación global sobre la cual aplicamos ambos conjuntos de cortes. Para ello empleamos los siguientes cortes sobre la muestra global de sucesos leptónicos:

- Ambos fermiones han de estar dentro de la zona angular definida por $44^\circ < \theta < 88^\circ$ y $92^\circ < \theta < 136^\circ$, siendo θ el ángulo polar respecto a la dirección del haz. Dicho corte restringe el análisis a la región de barril y excluye el hueco a 90° , puesto que en dicha zona ambas selecciones son muy ineficientes.
- La acolinearidad entre ambos fermiones ha de ser menor de 10° .

Para decidir si un suceso cumple o no los requisitos anteriores utilizamos los ángulos de las dos trazas más energéticas del suceso, siempre y cuando ambas trazas apunten a la región de interacción (la distancia al punto de interacción ha de ser menor de 5 cm.) y sus momentos sean mayores de 1.5 GeV. En caso de no existir trazas con tales características, se utilizan los ángulos de los dos *clusters* más energéticos. Dichos cortes se aplican a todos los sucesos, tanto si posteriormente son detectados por una u otra selección. De esta forma, partimos de una misma muestra inicial de sucesos a los que aplicar el método de análisis que estamos describiendo. Las pérdidas ocasionadas por estos cortes se corrigen del mismo modo que en el análisis I.

Los cortes utilizados por cada selección fueron los siguientes:

• Selección A

Un suceso es aceptado cuando:

- A1.- Existen al menos dos segmentos de traza en el detector de microvértice (VD) y no más de cuatro en total. En dicho caso, sólo se aceptan aquellas topologías del tipo 1 frente a n ($1 \leq n \leq 3$), donde n es el número de trazas en el hemisferio opuesto.
- A2.- Existen dos *clusters* electromagnéticos de alta energía observados en hemisferios opuestos en la HPC, al menos uno con $E > 35$ GeV y el otro con $E > 25$ GeV. Cuando el más energético de ellos apunta a uno de los huecos de la HPC ($\pm 2^\circ$), entonces la energía del segundo *cluster* se define como la energía de la HPC más la energía medida en la primera capa del calorímetro hadrónico (HAB). Además, en este caso la energía depositada en las dos últimas capas del HAB ha de ser nula. Esta condición adicional evita posibles correlaciones relacionadas con los huecos de la HPC (véase más adelante).

- **Selección B**

Un suceso es aceptado cuando:

- B1.-** Existe al menos una traza apuntando a la región de interacción y con momento mayor de 1.5 GeV/c, vista por el sistema de *tracking* de DELPHI, en cada uno de los hemisferios definidos por el eje del suceso. Al igual que en la selección A, sólo se aceptan topologías del tipo 1 frente a n ($1 \leq n \leq 3$).
- B2.-** La suma en cuadratura de los momentos de las dos trazas más energéticas ($P_r = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}$), también llamado momento radial, es mayor de 45 GeV/c.
- B3.-** La pérdida de energía por ionización de todas las trazas del suceso es compatible con la hipótesis de electrón.
- B4.-** No hay energía depositada en las tres últimas capas del calorímetro hadrónico asociada a las dos trazas más energéticas del suceso.
- B5.-** Los impactos registrados en el detector exterior (OD) configuran una topología no compatible con la de partículas de ionización al mínimo.
- B6.-** No hay impactos en las cámaras de muones asociados a las dos trazas más energéticas.

Los cortes en energía y momento (A2 y B2), se normalizan a la energía en el centro de masas del suceso, siendo los valores mencionados anteriormente los usados en el pico de la resonancia.

En el corte topológico B1, sólo se aceptan trazas con momento mayor de 1.5 GeV y distancia de máxima aproximación al vértice nominal menor de 5 cm. Los sucesos de fondo procedentes del canal a dos fotones se rechazan por los cortes A1 y B1 en las selecciones A y B, respectivamente.

La condición adicional en el corte A2 para aquellos *clusters* que apuntan a las inmediaciones de los huecos de la HPC se diseñó para evitar correlaciones entre ambas selecciones. De hecho, estudios realizados con sucesos Monte Carlo muestran que, en dichas proximidades, un corte en el momento de la traza está negativamente correlacionado con la cantidad de energía depositada en la HPC. Esto se debe al hecho de que las trazas de bajo momento presentan mayor curvatura debido a la presencia del campo magnético, de tal modo que, cuando penetran en los módulos de la HPC, lo hacen con un cierto ángulo. En este sentido, es más probable que la energía se deposite en los dos módulos que delimitan el hueco. Por el contrario, las trazas con alto momento, cuando apuntan al hueco directamente, apenas depositan energía en tales módulos. Esto da lugar a una anticorrelación entre el momento y la energía depositada, de tal modo que cuando los electrones apuntan a los huecos de la HPC, cuanto mayor es su momento, menor es la energía depositada, y viceversa. En lo que concierne a las selecciones, si

la selección B ha detectado el suceso (alto momento) habrá menos energía depositada, y por lo tanto, será menos probable que sea detectado por la selección A. Ahora bien, mediante la condición adicional, que tiene en cuenta también la energía depositada en el calorímetro hadrónico, dicha anticorrelación es prácticamente nula.

Por la misma razón, la condición B2 se define mediante un corte en momento radial, en vez de utilizar un umbral mínimo en momento para las dos trazas más energéticas. De esta forma, se evitan correlaciones entre ambas selecciones, en especial en aquellos sucesos donde hay emisión de fotones por *bremstrahlung*.

La gran mayoría de los sucesos *Bhabha* producidos en la región angular del análisis se aceptan con los cortes B1 y B2, pero también gran parte de los sucesos procedentes de los restantes canales leptónicos. Los cortes siguientes en la selección B se diseñaron para reducir dichos sucesos de fondo a mínimos aceptables.

Como vimos en el capítulo anterior, los efectos de *pre-showering* y *backscattering* en las paredes de la HPC que presentan los electrones de alta energía, producen pautas de reconocimiento en las capas del OD claramente distinguibles de las señales producidas por partículas de mínima ionización, como son los muones y un gran porcentaje de piones. Las distribuciones mostradas en la sección III.2.5 del capítulo anterior, en términos del número de impactos asociados a las trazas y de la dispersión de los mismos, permiten rechazar prácticamente todos los sucesos $\mu^+\mu^-$ y gran parte de los sucesos $\tau^+\tau^-$. El corte definido en B5 se basa en la suma del número de impactos asociados a las dos trazas más energéticas del suceso y en la suma de las dispersiones correspondientes. De este modo, los sucesos tales que $N_1 + N_2 < 12$ impactos o cuyas dispersiones cumplan $D_1 + D_2 < 0.8^\circ$ se rechazan. A partir de la simulación Monte Carlo del detector, se comprobó que gran parte de los impactos registrados en el OD al ser atravesado por electrones de alta energía, procedían de partículas rebotadas en las paredes de la HPC. El número de impactos registrados es menor en las zonas angulares correspondientes a los huecos en ϕ de la HPC, que además coinciden con las zonas de separación entre las planchas del OD. Con el fin de reducir correlaciones con la selección A, los valores de los cortes de B5 se reducen a 8 impactos y 0.4° cuando el ángulo ϕ del punto de impacto de la traza se halla a menos de un grado de la zona de separación entre los módulos de la HPC.

Respecto a la condición B3, consideramos que un suceso es compatible con la hipótesis de electrón (todas las partículas con carga del suceso son electrones) si el estimador de χ^2 definido en la sección III.2.4 del capítulo anterior es mayor del 5 %. Este no es un corte diseñado para seleccionar los sucesos e^+e^- , dado que el poder separador es muy pequeño para electrones de alta energía, sino que está diseñado para eliminar aquellos sucesos $\tau^+\tau^-$ que contengan piones cargados de bajo momento, fácilmente distinguibles de electrones procedentes de conversiones de fotones, puesto que en estos casos el poder separador es apreciable. Una vez han sido aplicados el resto

de los cortes de la selección B, añadir la condición B3 supone reducir en un factor dos, aproximadamente, la contaminación procedente del canal $\tau^+\tau^-$.

Al igual que el anterior, el corte basado en el calorímetro hadrónico (B4) está diseñado para reducir la contaminación de sucesos $\tau^+\tau^-$. Consideramos como energía asociada a las dos trazas más energéticas las señales del HAB contenidas en un cono de $\pm 15^\circ$ alrededor de las mismas. Puesto que, como vimos en el capítulo anterior, los electrones de alta energía pueden producir fugas en la primera torre del HAB, la condición de que no haya energía depositada sólo recae en las tres últimas torres del HAB. Sin embargo, los sucesos sólo se rechazan si ha sido depositada energía en más de una de las torres, es decir, como mínimo ha de haber energía en dos torres para que el suceso sea eliminado, independientemente de si las torres son adyacentes o no. Este requisito evita rechazar sucesos con ruido en una de las capas o torres.

IV.4.4 Resultados y sistemática

A partir de una muestra cuya luminosidad total integrada es de 9.14 pb^{-1} , y con los criterios descritos en la sección anterior se seleccionaron un total de 7203 sucesos, de los cuales 1712 fueron detectados sólo por la selección A, 652 sólo por la selección B y 4839 por ambas simultáneamente. Una vez sustraído el fondo, la eficiencia global de selección en la región fiducial es $97.10 \pm 0.14\%$. Las eficiencias correspondientes a la selección A y B son $88.7 \pm 0.4\%$ y $74.3 \pm 0.5\%$, respectivamente. Dentro de los errores estadísticos no se observa ninguna variación importante de tales eficiencias en función de la energía en el centro de masas (véase la tabla IV.6). Así pues, en vez de utilizar una eficiencia para cada energía, trabajamos con las eficiencias globales antes mencionadas para todos los puntos de energía, lo cual permite reducir ligeramente el error estadístico.

Como ya vimos al principio del capítulo, este método de análisis permite medir las eficiencias de selección no sólo globalmente, sino también en determinadas zonas de aceptación. Esto permite analizar con detalle aquellas regiones donde una de las selecciones es claramente ineficiente debido a la existencia de zonas muertas en alguno de los detectores. En la figura IV.5 podemos ver el efecto en las eficiencias de selección de los huecos en ϕ de la HPC. En la figura IV.5 a), se muestra la eficiencia de la selección A en función de ϕ módulo 15° (equivalente a superponer todos los módulos de la HPC tomando como origen de ángulos el centro de uno de ellos). Claramente se distingue la baja eficiencia de dicha selección en las inmediaciones de los huecos. Por el contrario, la eficiencia de la selección B no viene afectada por dichos huecos, como podemos apreciar en la figura IV.5 b), puesto que los detectores involucrados son totalmente operativos en dicha zona. Esto permite evaluar correctamente la eficiencia de la selección A y poder estimar las pérdidas producidas en dicha zona. La figura IV.5 c) muestra la eficiencia

E_{cm}	N'_A	N'_B	N'_C	ϵ_{A+B}	N_{est}	σ_{s+t}
88.465	49	30	144	95.7 ± 0.98	228.7 ± 15.4	0.334 ± 0.023
89.460	69	22	173	96.9 ± 0.77	270.3 ± 16.7	0.570 ± 0.035
90.208	93	31	263	97.4 ± 0.55	395.5 ± 20.2	0.772 ± 0.039
91.207	516	215	1522	97.1 ± 0.25	2296.9 ± 48.6	1.033 ± 0.022
91.235	782	269	2134	97.2 ± 0.21	3242.5 ± 57.9	1.065 ± 0.019
91.954	112	49	331	97.0 ± 0.54	501.0 ± 22.6	0.783 ± 0.036
92.953	57	19	155	97.3 ± 0.75	235.2 ± 15.5	0.409 ± 0.027
93.703	34	17	117	97.4 ± 0.82	171.0 ± 13.2	0.286 ± 0.022

Tabla IV.6: Número de sucesos vistos sólo por la selección A (N'_A), sólo por la selección B (N'_B), y por ambas a la vez (N'_C); eficiencia global para la combinación de selecciones (ϵ_{A+B}); número total de sucesos una vez sustraído el fondo y tenidas en cuenta las posibles correlaciones (N_{est}) (se utiliza una eficiencia única) y, finalmente, secciones eficaces ($s + t$) calculadas con ambos fermiones en el rango $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$ y con acolinearidad $< 10^\circ$. Las luminosidades de cada punto de energía coinciden con las del análisis I.

global de ambas selecciones, y finalmente, la figura IV.5 d) representa el número de sucesos estimados en función del ángulo ϕ . Como es de esperar, esta última distribución presenta un comportamiento plano, lo que nos indica que las pérdidas debidas a las zonas muertas han sido corregidas. Las pérdidas provocadas por los huecos de la TPC se corrigen de la misma forma, puesto que no se solapan con los de la HPC.

No sucede lo mismo con los huecos del detector situados a 90° . El hecho de que tanto la selección A (debido a los huecos de la HPC), como la selección B (debido a los huecos de la TPC) sean inoperantes en dicha zona, hace difícil dar una estimación experimental de las pérdidas producidas en dicho hueco, por lo que al igual que en el análisis I, se estiman mediante el programa 40THIEVES.

Para corregir la contaminación procedente del canal $\tau^+\tau^-$ hemos de hacer uso de los sucesos simulados por Monte Carlo. De una muestra de 38131 sucesos $\tau^+\tau^-$ simulados en la zona fiducial y con acolinearidad menor de 10° , 211 (0.55%) fueron detectados por la selección A, 269 (0.71%) por la selección B, y 17 (0.05%) por ambas a la vez. La contaminación procedente de otros canales como $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \text{hadrones}$ ó $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ es despreciable.

Del mismo modo, se utilizaron un total de 21642 sucesos simulados e^+e^- en la región fiducial y con acolinearidad menor de 10° para estudiar posibles correlaciones, y definir los criterios de selección adecuados para minimizar aquellas. Definimos la corrección de correlación como la diferencia relativa entre el número de sucesos gene-

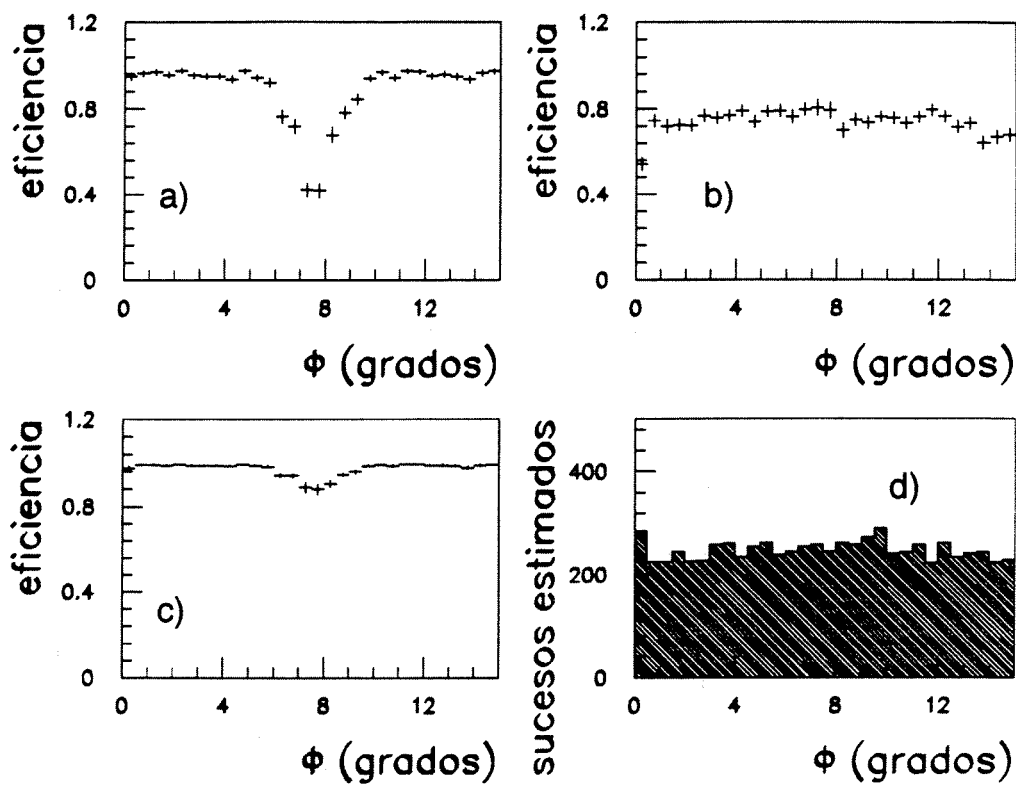


Figura IV.5: Eficiencias de selección en función de ϕ módulo 15° : a) eficiencia de la selección A, b) eficiencia de la selección B, c) eficiencia global, d) número de sucesos estimados en función del ángulo ϕ .

rados por Monte Carlo y el número de sucesos estimados mediante el método descrito en las secciones anteriores. Con los cortes descritos, dicha corrección resulta ser menor del 0.1 %.

Las eficiencias de las selecciones A y B para los sucesos Monte Carlo son $90.8 \pm 0.2\%$ y $78.6 \pm 0.3\%$, respectivamente. Comparadas con las obtenidas con los datos reales resultan ligeramente superiores, en concreto un 2.1 % para la selección A y un 4.3 % para la B. La eficiencia global correspondiente de ambas selecciones para los sucesos simulados es $98.0 \pm 0.1\%$, lo que equivale a un 0.9 % mayor que en los datos reales. La sobreestimación por el Monte Carlo de las eficiencias tiene varias fuentes:

- En primer lugar, al estudiar los sucesos reales sólo exigimos un perfecto funcionamiento de los detectores vitales del análisis, es decir, de la HPC y la TPC.

Esto es así, porque el mismo método es capaz de corregir ineficiencias temporales en el resto de detectores menos cruciales, siempre y cuando tales anomalías no se solapen en el tiempo. De hecho, cuando exigimos un perfecto funcionamiento en el resto de los detectores que toman parte en la selección de sucesos (VD, HAB y OD) la eficiencia en la selección B aumenta más de un 1 % y la eficiencia global en un 0.1 %.

- En segundo lugar, incluso cuando requerimos que todos los detectores funcionen perfectamente, existen detectores con anomalías que no están simuladas correctamente en el Monte Carlo. En particular, las anomalías en la toma de datos de la HPC (véase la sección IV.3.1) disminuyen la eficiencia de la selección A en más de un 1 %.
- Finalmente, la función de resolución del momento para electrones de alta energía no está correctamente simulada, siendo más ancha en los datos reales que en los simulados, lo cual tiende también a disminuir la eficiencia de selección en los datos reales en relación a los simulados.

No obstante, la eficiencia de selección se obtiene de forma empírica a partir de los datos reales. Los sucesos simulados sólo se utilizan para estimar el porcentaje de contaminación, por lo que los efectos mencionados anteriormente son demasiado pequeños como para producir cambios significativos en dicho porcentaje. En la tabla IV.6 se encuentran tabulados el número de sucesos antes de aplicar cualquier corrección, N'_A , N'_B , y N'_C , la eficiencia global de selección ϵ_{A+B} y el número total de sucesos estimados, N_{est} , una vez sustraído el fondo y tenidas en cuenta las correlaciones para cada una de las diferentes energías en el centro de masas.

Calidad de la simulación	0.34%
Eficiencia de <i>trigger</i>	0.02%
Definición de la región de aceptación	0.20%
Estadística de la eficiencia de selección	0.14%
Fondo de sucesos $\tau^+\tau^-$	0.07%
Total	0.43%

Tabla IV.7: Contribuciones al error sistemático del Análisis II.

Con objeto de conocer la estabilidad del método y calcular el error sistemático en la sustracción de los sucesos de fondo, hemos estudiado el comportamiento del número de sucesos estimados a medida que variamos los cortes más significativos. En la figura IV.6 se muestra cómo varía el número de sucesos estimados en función de los cortes en energía y momento. El número de sucesos estimados sin corregir disminuye

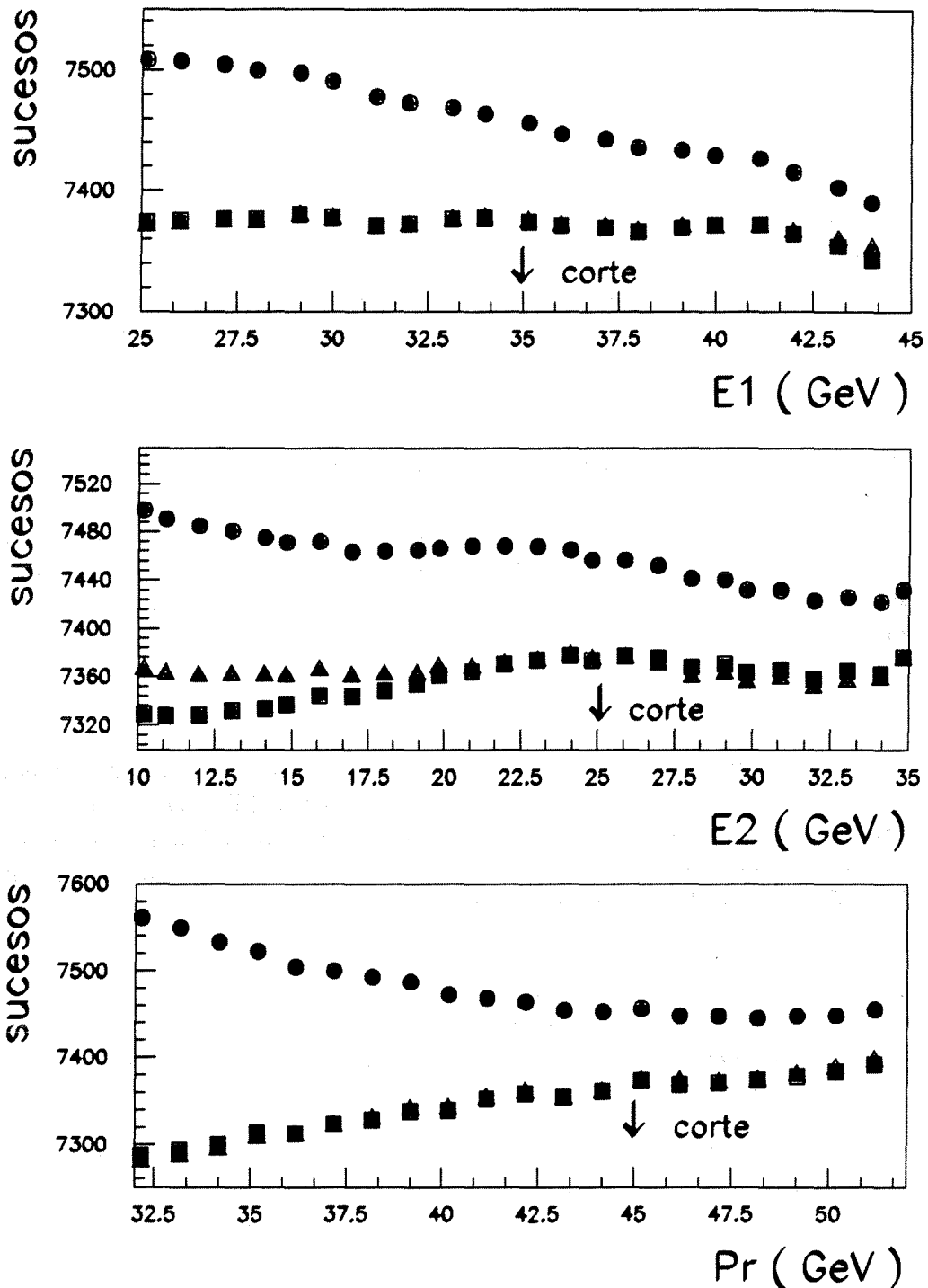


Figura IV.6: Estabilidad del número total de sucesos estimados en función de los valores de los cortes. Los círculos representan el número de sucesos estimados antes de efectuar correcciones, los cuadrados después de corregir por el fondo y los triángulos después de corregir tanto por el fondo como por las correlaciones.

a medida que los cortes son más estrictos, puesto que el correspondiente fondo va siendo cada vez menor. Una vez sustraído el fondo, el número de sucesos estimados se mantiene sensiblemente constante alrededor de los cortes nominales. Como puede observarse, la variable más crítica es el momento radial, debido a que la función de resolución no está perfectamente simulada en los sucesos Monte Carlo. Por otra parte, podemos ver que la corrección debida a las correlaciones es muy pequeña.

El error sistemático debido a la dependencia de los resultados en los valores de los cortes escogidos ha sido estimado variando los cortes en $\pm 20\%$ alrededor de los cortes nominales. Obtenemos un error sistemático total del 0.34% añadiendo en cuadratura los errores sistemáticos procedentes de las variaciones en los diferentes cortes. Dicho error tiene en cuenta la calidad de los sucesos simulados utilizados para estimar la contaminación.

El número final de sucesos estimados en la región fiducial viene afectado por otras fuentes de error sistemático, en particular por la incertidumbre asociada a la eficiencia de *trigger* y a la propia definición de dicha región fiducial. La eficiencia de *trigger* en ambas selecciones es superior al 99.99% . La forma de calcular la eficiencia es igual a la descrita en la sección IV.3.3.2. No se ha encontrado ningún indicio de errores sistemáticos debidos a correlaciones entre las señales o a periodos de mal funcionamiento. El error sistemático finalmente estimado, 0.02% , procede del error estadístico asociado al cálculo de la eficiencia de *trigger*.

El error sistemático debido a la definición de la región fiducial, 0.2% , viene dado, al igual que en el análisis I, por la resolución angular de la TPC. Otros errores tenidos en cuenta son el error estadístico en el cálculo de la eficiencia global de selección, 0.14% , y el error en el fondo de sucesos $\tau^+\tau^-$ procedente de la estadística de sucesos simulados, 0.07% . En la tabla IV.7 se muestran las diferentes contribuciones al error sistemático total en la medida de las secciones eficaces.

IV.5 Comparación entre ambos análisis

Las secciones eficaces obtenidas mediante ambos análisis son totalmente compatibles. En la figura IV.7 se muestran los cocientes entre las secciones eficaces experimentales $s+t$ obtenidas por cada análisis para los diferentes puntos de energía. Los errores que se muestran en la figura han sido calculados suponiendo que tanto los errores estadísticos como el error sistemático común a ambos análisis se cancelan totalmente en el cociente y que, por tanto, la única fuente de error en dicho cociente es el error sistemático propio de cada uno de los dos análisis. Salvo por algún punto en los extremos, la fluctuación del cociente de secciones eficaces es del orden de lo esperado, lo que confirma de manera independiente la estimación de los errores sistemáticos. En adelante,

utilizaremos los valores obtenidos al promediar los resultados de ambos análisis. En la tabla IV.8 podemos ver dichos valores medios. En la misma tabla se encuentran también las secciones eficaces *forward* y *backward* promediadas, que serán utilizadas posteriormente para el cálculo de las asimetrías de carga *forward-backward*. La forma de determinar la carga para averiguar si un suceso es *forward* o *backward* se verá en una sección posterior.

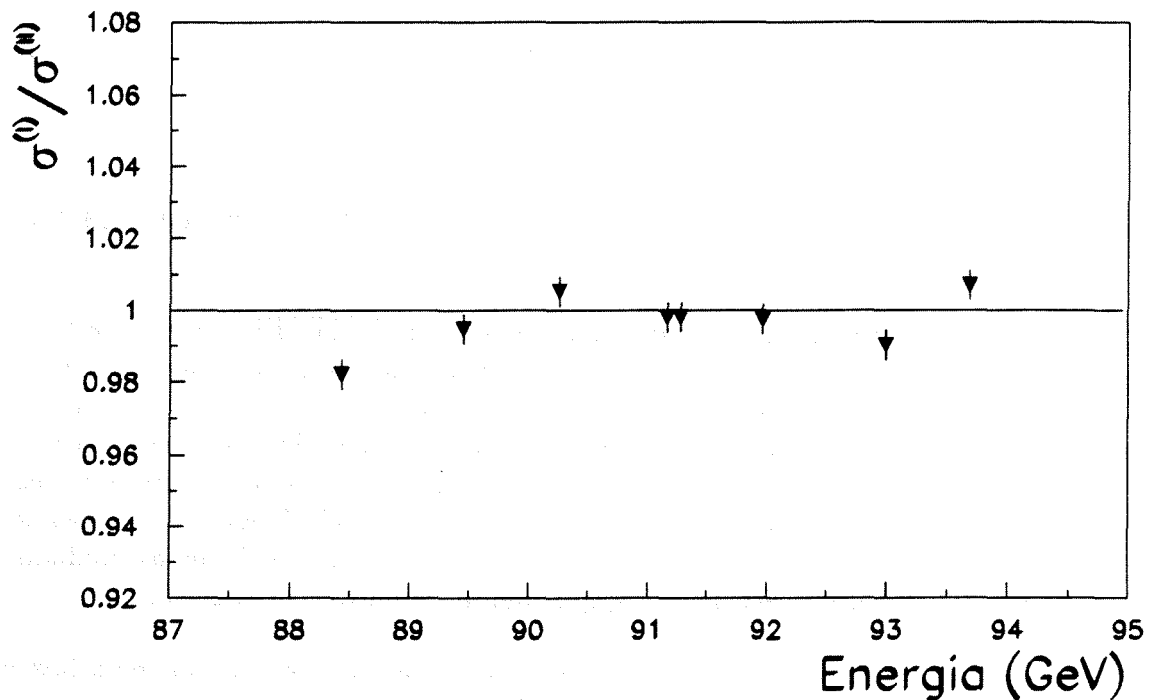


Figura IV.7: Cociente entre las secciones eficaces experimentales $s + t$ obtenidas por el análisis I y el análisis II, aplicados a los datos correspondientes al periodo 1991. El error es únicamente el error sistemático no común a ambos análisis.

Al calcular el error sistemático global en las secciones experimentales $s + t$ se han tenido en cuenta las correlaciones debidas a los errores comunes a ambos análisis, tales como la incertidumbre en la definición de la región fiducial, los procedentes de la estadística de sucesos simulados, y la eficiencia de *trigger*. El error global se estima entonces en un 0.37 %. A dicho error hay que añadir la contribución procedente del error sistemático en la medida de la luminosidad.

E_{cm}	σ_{s+t} (nb)		
	Total	Forward	Backward
88.465	0.331 ± 0.023	0.218 ± 0.018	0.113 ± 0.014
89.460	0.571 ± 0.036	0.373 ± 0.029	0.199 ± 0.021
90.208	0.775 ± 0.039	0.451 ± 0.030	0.323 ± 0.025
91.207	1.033 ± 0.023	0.565 ± 0.017	0.468 ± 0.015
91.235	1.064 ± 0.020	0.597 ± 0.015	0.467 ± 0.013
91.954	0.784 ± 0.036	0.441 ± 0.027	0.343 ± 0.024
92.953	0.407 ± 0.027	0.238 ± 0.021	0.169 ± 0.017
93.703	0.287 ± 0.023	0.156 ± 0.017	0.131 ± 0.015

Tabla IV.8: Secciones eficaces σ_{s+t} obtenidas al promediar los resultados procedentes de los análisis I y II.

IV.6 Obtención de las secciones eficaces en el canal s

Aunque el programa de ajuste que vamos a utilizar, ZFITTER, permite ajustar directamente las secciones eficaces incluyendo la contribución de los diagramas en el canal t mediante el programa BHANG, hemos preferido, como se discute en el capítulo siguiente, sustraer la contribución procedente del canal t y su interferencia con el s . Además, ZFITTER utiliza secciones eficaces en las que sólo se ponen límites de aceptación angular a uno de los fermiones del estado final, viniendo fijados los límites del otro por el corte en acolinearidad. Ambas correcciones han sido calculadas mediante los programas ALIBABA y 40THIEVES, que fueron descritos en el capítulo I.

Como vimos en el capítulo I, además de los diagramas de intercambio de un bosón en el canal s , el proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$ recibe una contribución importante de los diagramas de intercambio de un fotón en el canal t . La fracción de sección eficaz debida a los efectos del canal t y su interferencia con el s disminuye progresivamente con la energía en el centro de masas, siendo mayor de un 50 % para el punto energético más bajo, alrededor de un 13 % en el pico de la resonancia y entre el 1 y el 2 % para energías superiores, llegando su contribución a ser negativa en algunos casos. La contribución del canal t y su interferencia con el canal s se obtiene mediante los programas ALIBABA y 40THIEVES. En la tabla IV.9 podemos ver la contribución procedente del canal t , incluyendo la interferencia con el canal s , obtenida con los dos programas anteriores. En la misma tabla se encuentran tabuladas las contribuciones para la sección eficaz *forward* y *backward*. Los valores finalmente utilizados han sido obtenidos ajustando los valores promedio de ambos programas. Las diferencias entre los resultados obtenidos por uno y otro programa proporcionan una medida de la incertidumbre teórica en el cálculo de la contribución del canal t y su interferencia con el s . Así, en el pico y en

E_{cm} (GeV)	$\sigma_{s+t} - \sigma_s$ (pb)					
	Total		Forward		Backward	
	Alibaba	40thieves	Alibaba	40thieves	Alibaba	40thieves
88.465	221.61	225.15	201.12	203.93	20.49	21.22
89.460	246.08	249.96	223.30	226.32	22.78	23.64
90.208	252.79	256.34	229.20	231.88	23.59	24.46
91.207	143.20	142.50	128.93	128.69	14.27	13.81
91.235	138.23	137.10	124.30	123.79	13.93	13.31
91.954	29.30	27.33	26.70	24.76	2.60	2.57
92.953	-2.16	-3.51	-1.41	-2.75	-0.75	-0.76
93.703	3.71	3.27	4.18	3.50	-0.47	-0.23

Tabla IV.9: Contribuciones a la sección eficaz total procedentes del canal t y su interferencia con el canal s obtenidas con los programas ALIBABA y 40THIEVES para las energías de 1991. En las columnas siguientes se encuentran las contribuciones a las secciones eficaces *forward* y *backward* por separado.

los puntos de energía superiores dicha diferencia es de unos 2 pb, mientras que en los puntos inferiores al pico es de unos 3 pb. Tales diferencias se manifiestan más en las secciones eficaces *forward*, donde la contribución del canal t es mayor. A partir de estas diferencias, asignamos un error sistemático absoluto de 1 picobarn para las secciones eficaces *forward* y de 0.5 picobarn para las secciones eficaces *backward*.

Además de dicho error teórico, hemos estimado la influencia de la resolución en la energía en el centro de masas. Para ello, se han calculado las variaciones en las contribuciones del canal t y su interferencia con el s , al modificar las energías de 1990 en 20 MeV y las de 1991 en 7 MeV. Las variaciones más relevantes tienen lugar en los puntos cercanos al pico de la resonancia (~ 3 pb), siendo muy pequeñas en los puntos restantes (< 1 pb). Hemos añadido estas variaciones en cuadratura al error teórico anterior.

Finalmente, hemos estudiado la dependencia con los parámetros del Modelo Estándar a través del término de interferencia. Al variar la masa del quark *top* en un rango entre 80 y 200 GeV, la variación de las secciones eficaces en el canal s es inferior al 0.1 %, salvo en los dos primeros puntos de energía, donde es ligeramente mayor. La dependencia en la masa del Higgs es despreciable en un rango de variación entre 60 y 1000 GeV. Dado que en ambos casos la dependencia es mínima, hemos optado por no tenerla en cuenta.

Al aplicar los cortes de selección exigíamos que los dos electrones finales del proceso estuvieran dentro de los límites de la región angular. Sin embargo, el programa de

E_{cm} (GeV)	Total (%)		Forward (%)		Backward (%)	
	Alibaba	40thieves	Alibaba	40thieves	Alibaba	40thieves
88.465	0.51	0.31	0.30	0.14	0.55	0.34
89.460	0.34	0.19	0.20	0.12	0.47	0.25
90.208	0.29	0.16	0.20	0.11	0.35	0.20
91.207	0.54	0.18	0.33	0.14	0.73	0.20
91.235	0.35	0.17	0.28	0.14	0.41	0.21
91.954	0.45	0.28	0.38	0.24	0.53	0.34
92.953	0.60	0.59	0.50	0.52	0.73	0.71
93.703	0.95	0.95	0.78	0.82	1.14	1.11

Tabla IV.10: Correcciones que tienen en cuenta la definición de región angular en θ en el programa de ajuste ZFITTER.

ajuste ZFITTER sólo pone límites en uno de los fermiones finales, mientras el otro viene limitado por el corte en acolinearidad. Esto nos obliga a introducir una pequeña corrección que depende de la energía y que ha sido también obtenida con los programas ALIBABA y 40THIEVES. En la tabla IV.10 se encuentran los porcentajes de corrección obtenidos por ambos programas para los diferentes puntos de energía. Como podemos ver, dicha corrección es pequeña, del orden del 0.5 % en promedio. Las diferencias entre ambos programas son también pequeñas, sobre el 0.15 % en promedio, valor que tomaremos como error sistemático de dicha corrección. Los valores finalmente utilizados han sido obtenidos ajustando los valores promedio de ambos programas.

Finalmente, en la tabla IV.11 se muestran las secciones eficaces obtenidas a partir del promedio de ambos análisis, una vez sustraída la contribución del canal t y su interferencia con el s , y después de aplicar la pequeña corrección que tiene en cuenta la definición de la zona angular del análisis en el programa ZFITTER. El error sistemático, sin tener en cuenta el error en la determinación de la luminosidad, es de 0.37 % (0.7 %) para las secciones eficaces $s + t$ correspondientes al periodo 1991 (1990). El error en la sección eficaz en el canal s en el pico de la resonancia es de 0.5 % para el periodo correspondiente a 1991 y de 1.0 % para 1990. A dichos errores hay que añadir el error sistemático en la determinación de la luminosidad: 0.6 % para 1991 y 0.7 % para 1990 (véase el apéndice B).

E_{cm}	σ_s (nb)		
	Total	Forward	Backward
Datos tomados en 1990			
88.223	0.151 ± 0.040	0.072 ± 0.034	0.080 ± 0.021
89.221	0.246 ± 0.041	0.079 ± 0.032	0.167 ± 0.027
90.223	0.532 ± 0.053	0.232 ± 0.040	0.300 ± 0.035
91.221	0.903 ± 0.023	0.429 ± 0.017	0.473 ± 0.016
92.218	0.605 ± 0.046	0.317 ± 0.034	0.288 ± 0.032
93.220	0.413 ± 0.043	0.261 ± 0.034	0.152 ± 0.026
94.218	0.190 ± 0.025	0.110 ± 0.019	0.080 ± 0.016
Datos tomados en 1991			
88.465	0.108 ± 0.023	0.016 ± 0.018	0.093 ± 0.014
89.460	0.324 ± 0.036	0.148 ± 0.029	0.176 ± 0.021
90.208	0.521 ± 0.039	0.221 ± 0.030	0.300 ± 0.025
91.207	0.893 ± 0.023	0.437 ± 0.017	0.456 ± 0.015
91.235	0.929 ± 0.020	0.474 ± 0.015	0.456 ± 0.013
91.954	0.759 ± 0.036	0.417 ± 0.027	0.342 ± 0.024
92.953	0.412 ± 0.027	0.241 ± 0.021	0.171 ± 0.017
93.703	0.287 ± 0.023	0.154 ± 0.017	0.133 ± 0.015

Tabla IV.11: Secciones eficaces σ , obtenidas a partir de los valores medios de los análisis I y II, una vez sustraída la contribución del canal t y su interferencia con el s y aplicada la corrección en la definición de la región angular. Los errores son estadísticos.

IV.7 Medida de las asimetrías de carga *forward-backward*

La asimetría de carga *forward-backward* está relacionada con la diferencia entre las secciones eficaces de producción de pares de fermiones en los hemisferios *forward* ($\cos \theta > 0$) y *backward* ($\cos \theta < 0$):

$$A_{FB} = \frac{\sigma(\cos \theta > 0) - \sigma(\cos \theta < 0)}{\sigma(\cos \theta > 0) + \sigma(\cos \theta < 0)} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \quad (\text{IV.13})$$

donde $\cos \theta$ es el ángulo que forma el fermión negativo con la dirección positiva del eje z , definida en el sentido del e^- incidente. Puesto que el programa de ajuste ZFITTER permite introducir cortes en la zona de aceptación y acolinearidad de los fermiones finales, obtendremos la asimetría a partir de las secciones eficaces *forward* y *backward* medidas en la región angular del análisis ($44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$). Dichas secciones eficaces

han sido calculadas a partir de los sucesos seleccionados por los criterios de selección de los análisis descritos anteriormente.

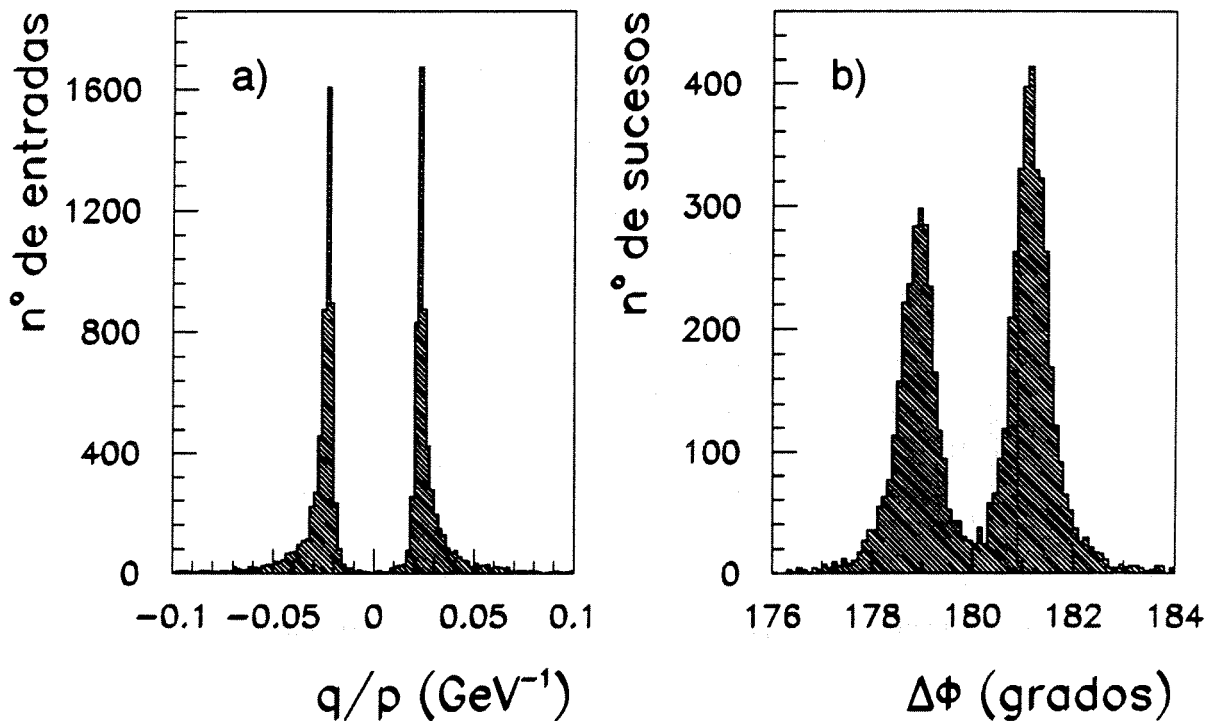


Figura IV.8: a) Distribución del cociente carga/momento de las partículas cargadas de los sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$ seleccionados en la región de barril, b) distribución de la diferencia entre los ángulos azimutales de los puntos de impacto en la HPC de los dos *clusters* más energéticos del suceso.

Para determinar si un suceso es *forward* o *backward* es necesario conocer la carga de los electrones finales, para lo cual disponemos de dos métodos, ambos utilizados tanto en el análisis de los datos de 1990 como de 1991. El primero está basado en la reconstrucción de la trayectoria de las partículas cargadas en los detectores de trazas de DELPHI. El segundo método se basa en la diferencia entre los ángulos azimutales de los dos *clusters* electromagnéticos más energéticos del suceso. Debido a la curvatura de las trazas de los electrones por el campo magnético dicha diferencia, $\Delta\phi$, no es exactamente 180° , sino que su distribución presenta dos máximos en $\Delta\phi = 180^\circ \pm 1.1^\circ$, dependiendo de la carga. En la figura IV.8a) se muestra la distribución del cociente q/p (carga/momento) para las trazas de los sucesos seleccionados que tienen al menos dos trazas reconstruidas, y en la fig IV.8b) se muestra la distribución de $\Delta\phi$ para todos los sucesos con al menos una traza reconstruida.

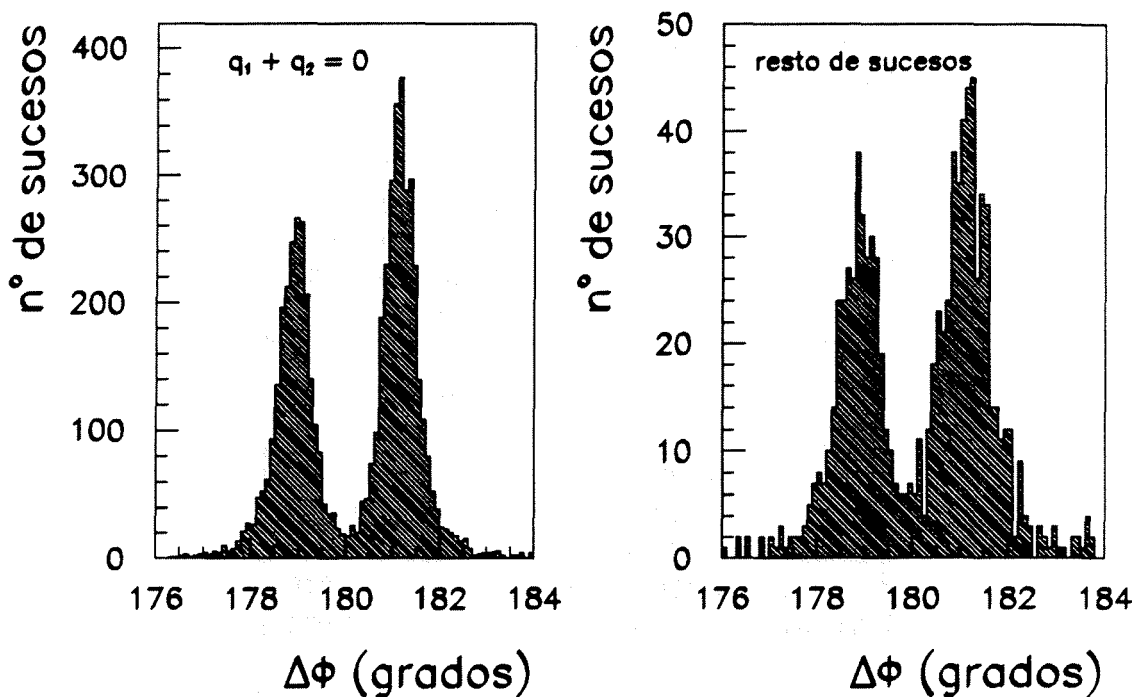


Figura IV.9: a) Distribución de $\Delta\phi$ para aquellos sucesos que tienen sólo dos trazas de distinto signo, b) la misma distribución para el resto de los sucesos seleccionados.

Una estimación de la calidad de la asignación de carga a las trazas del suceso viene dada por el número de sucesos en los que ambas trazas son del mismo signo. En nuestro caso dichos sucesos fueron un 4.2 % de los sucesos con dos trazas para 1990, y un 2.5 % para los de 1991. La fuente más importante de error en la asignación de carga se debe a la radiación de fotones debido a la interacción con el material, lo que dificulta la propia reconstrucción de la traza. Esto viene confirmado por el hecho de que los porcentajes anteriores son mucho menores en el caso de los sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (alrededor del 0.5 %). La disminución observada en 1991 se debe a las mejoras introducidas en DELANA en la reconstrucción de trazas, en particular en los algoritmos de asociación de las señales del OD con las trazas extrapoladas. Según los resultados anteriores, la probabilidad de tener un suceso con carga errónea en ambas trazas es de 0.18 % y 0.07 %, respectivamente.

Los sucesos con dos trazas de distinto signo pueden utilizarse a su vez para estimar la validez del método basado en la aplanar de los *clusters* electromagnéticos. Así pues, entre los sucesos con dos trazas, el 4.0 ± 0.6 % (5.1 ± 0.7 %) de los sucesos

E_{cm}	Asimetría ($s + t$)	Asimetría (s)
Datos tomados en 1990		
88.223	0.460 ± 0.096	-0.05 ± 0.27
89.221	0.223 ± 0.084	-0.36 ± 0.19
90.223	0.177 ± 0.067	-0.13 ± 0.10
91.221	0.067 ± 0.022	-0.049 ± 0.026
92.218	0.063 ± 0.075	0.048 ± 0.076
93.220	0.266 ± 0.100	0.263 ± 0.099
94.218	0.200 ± 0.122	0.16 ± 0.13
Datos tomados en 1991		
88.465	0.317 ± 0.067	-0.71 ± 0.29
89.460	0.305 ± 0.060	-0.08 ± 0.11
90.208	0.165 ± 0.050	-0.151 ± 0.078
91.207	0.093 ± 0.022	-0.022 ± 0.026
91.235	0.122 ± 0.019	0.019 ± 0.021
91.954	0.125 ± 0.046	0.098 ± 0.048
92.953	0.170 ± 0.065	0.170 ± 0.079
93.703	0.087 ± 0.078	0.071 ± 0.079

Tabla IV.12: Asimetrías de carga *forward-backward* para la reacción $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$ para los diferentes puntos de energía de 1990 y 1991. En la segunda columna se muestran las asimetrías obtenidas a partir de las secciones eficaces con ambos fermiones en el rango angular $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$ y con acolinearidad $< 10^\circ$. En la última columna se muestran las asimetrías una vez sustraída la contribución del canal t y su interferencia con el s y con sólo el e^- dentro de la zona angular anterior.

clasificados como *forward* (*backward*) por el método de *tracking*, reciben una asignación opuesta por el método calorimétrico en los datos de 1990. Respecto a los datos de 1991, los números anteriores se reducen al $3.3 \pm 0.3 \%$ y al $3.6 \pm 0.3 \%$ para los sucesos *forward* y *backward*, respectivamente. Puesto que la distribución de $\Delta\phi$ para los sucesos con dos trazas de signo opuesto es análoga a la distribución de $\Delta\phi$ para el resto de los sucesos (véase la figura IV.9), la precisión del método se supone válida para toda la muestra.

Finalmente, para la asignación de carga se emplean ambos métodos. Así, para los sucesos con dos trazas cargadas con carga opuesta se utiliza el método de *tracking*, siendo el método basado en $\Delta\phi$ utilizado en el resto de los sucesos.

En la tabla IV.12 se muestran las asimetrías obtenidas experimentalmente, tanto con las secciones eficaces $s + t$, en la segunda columna, como con las secciones eficaces en canal s . En la misma tabla se muestran los errores estadísticos.

El error sistemático se estima del siguiente modo. El porcentaje de sucesos con asignación de carga incorrecta es del 0.2 % para los datos de 1991 y del 0.3 % para los datos de 1990. Este error, junto con el debido a la incertidumbre en la definición de la zona de aceptación a causa de la resolución angular de la TPC, da lugar a un error sistemático absoluto en la asimetría algo menor de 0.002 en el pico. Por otra parte, el error inducido por la sustracción del canal t , tanto debido a la imprecisión de la estimación teórica, como a la incertidumbre en la determinación de la energía, junto con el error sistemático en la selección de los sucesos suponen una incertidumbre en la asimetría de 0.001 para el pico. No obstante, para los datos en el pico correspondientes al periodo en que el error en la escala de energías es de 18 MeV, este error aumenta a 0.002. La incertidumbre en la determinación de la luminosidad influye también en la medida de la asimetría aunque para el pico los errores estimados son inferiores a 0.001. Finalmente, el error sistemático global en el pico para los datos de 1991, sumando las diferentes contribuciones en cuadratura, es de 0.002 para las asimetrías $s + t$ y de 0.003 para las asimetrías una vez sustraída la contribución del canal t . El error sistemático global para los datos de 1990 es de 0.004 en el pico.

El análisis de los sucesos se realizó a través de una serie de preguntas que se formularon a los participantes, las cuales se detallan en el siguiente cuadro:

Categoría	Preguntas
Identificación del suceso	¿Cuál fue el suceso que motivó la denuncia?
Identificación de los actores	¿Quiénes fueron los actores involucrados en el suceso?
Identificación de las causas	¿Cuáles fueron las causas que originaron el suceso?
Identificación de las consecuencias	¿Cuáles fueron las consecuencias del suceso?
Identificación de las acciones	¿Qué acciones se tomaron para resolver el suceso?
Identificación de los recursos	¿Qué recursos se utilizaron para resolver el suceso?
Identificación de los resultados	¿Cuáles fueron los resultados de las acciones tomadas?
Identificación de las lecciones aprendidas	¿Qué lecciones aprendidas se obtuvieron del suceso?

Referencias

- [1] J. Wickens, Nota DELPHI **DELPHI 91-20 PHYS 91 PROG 160**, 30 Abril 1991.
- [2] P. Checchia U. Gasparini et al., BABANA, FORTRAN code.
- [3] C. Lacasta, Tesis de Licenciatura, Universitat de València, Julio 1992.
- [4] D. Bardin et al., CERN preprint, **CERN-TH 6443** (1992).
- [5] S. Jadach et al., "Z Physics at LEP I", Vol 3, **CERN 89-08**(1989) pag. 69.
- [6] F.A. Berends y R. Kleiss, Nucl. Phys. **B186** (1981)22.
- [7] Eadie et al., "Statistical Methods in Experimental Physics", North Holland, Amsterdam, 1971.

El análisis de los sucesos seleccionados se realizó a través de una serie de preguntas orientadoras que permitieron identificar los factores de riesgo y las estrategias de afrontamiento utilizadas por los participantes. Los resultados se organizaron en una tabla de síntesis que resume los hallazgos más relevantes de cada caso.

Los factores de riesgo más frecuentes fueron la falta de información sobre el procedimiento, la ansiedad y el miedo. Las estrategias de afrontamiento más utilizadas fueron la búsqueda de apoyo social y la realización de actividades que distrajeran la atención.

Los resultados indican que la falta de información es uno de los factores de riesgo más importantes que influyen en el desarrollo de los sucesos. Por lo tanto, es necesario implementar programas de educación y orientación que permitan a los participantes comprender mejor el procedimiento y reducir así su ansiedad y miedo.

Además, se observó que la búsqueda de apoyo social es una estrategia de afrontamiento muy efectiva para reducir el estrés y la ansiedad. Por lo tanto, es importante fomentar el apoyo mutuo entre los participantes y proporcionarles recursos que les permitan acceder a este tipo de apoyo.

En conclusión, el análisis de los sucesos seleccionados permitió identificar los factores de riesgo y las estrategias de afrontamiento utilizadas por los participantes. Los resultados indican que la falta de información es uno de los factores de riesgo más importantes que influyen en el desarrollo de los sucesos. Por lo tanto, es necesario implementar programas de educación y orientación que permitan a los participantes comprender mejor el procedimiento y reducir así su ansiedad y miedo.

Capítulo V

Extracción de los parámetros de la resonancia Z^0

V.1 Introducción

En este capítulo describimos la forma en que se han obtenido los parámetros que determinan la resonancia Z^0 (masa, anchura y constantes de acoplo), a partir de los resultados experimentales. Aunque el objetivo primordial es, naturalmente, comparar estos parámetros con las predicciones del Modelo Estándar, el enfoque seguido trata de eliminar, en la medida de lo posible, la dependencia de dichos parámetros con el propio modelo. Para ello, las secciones eficaces y las asimetrías determinadas en el experimento se han ajustado a expresiones teóricas que hacen el mínimo recurso posible al Modelo Estándar. Estas expresiones se basan en suposiciones de índole general que, como veremos más adelante, son casi (pero no totalmente) “independientes de modelo”. El programa utilizado para obtener los parámetros que comparar con las predicciones teóricas ha sido ZFITTER, que viene descrito en [1]. El método de obtención de dichos parámetros consiste en el ajuste de las secciones eficaces y de las asimetrías experimentales a las fórmulas independientes de modelo dadas por ZFITTER, a través de una minimización de χ^2 , incluyendo en el cálculo de errores un tratamiento completo de las correlaciones entre los parámetros.

Mediante el ajuste de las secciones eficaces experimentales a la fórmula que describe la curva de la resonancia pueden obtenerse los parámetros M_Z , Γ_Z y el producto de las anchuras parciales, $\Gamma_e \Gamma_f$. Tanto la masa como la anchura total se obtienen con mejor precisión ajustando las secciones eficaces hadrónicas, puesto que en el pico de la resonancia la sección eficaz hadrónica es unas veinte veces mayor que la sección eficaz leptónica y, por tanto, los errores estadísticos son más pequeños. Por esta razón,

utilizaremos los resultados experimentales obtenidos en dicho canal en algunos de los ajustes, aunque no hayan sido objeto de estudio en esta tesis.

La anchura parcial electrónica, Γ_e , viene determinada por los datos experimentales obtenidos para el canal e^+e^- . Dicha anchura electrónica puede obtenerse de forma directa con dichos datos, puesto que el estado inicial de la reacción también lo forman un par electrón-positrón. Sin embargo, para extraer el resto de anchuras parciales, Γ_h , Γ_μ y Γ_τ , es necesario conocer de antemano la anchura parcial electrónica con objeto de desacoplar el producto $\Gamma_e\Gamma_f$ sin necesidad de suponer universalidad.

Una vez determinadas la masa y la anchura del Z^0 , son las anchuras leptónicas, Γ_l , y las asimetrías en el pico las que determinan las constantes de acoplo. El método de ajuste comúnmente empleado en los experimentos de LEP consiste en un ajuste simultáneo a las secciones eficaces hadrónica y leptónicas, y a las asimetrías de carga leptónicas. De esta forma, se puede obtener más información a partir de la dependencia con la energía de las secciones eficaces y de las asimetrías. No obstante, en este capítulo presentamos también los valores de los parámetros sensibles al ajuste de las secciones eficaces y las asimetrías de carga del canal $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

El capítulo está organizado del siguiente modo. En una primera sección describimos someramente el programa de ajuste utilizado, ZFITTER. Posteriormente, presentamos los resultados obtenidos del ajuste de los datos del canal $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$. Finalmente, presentamos los resultados globales obtenidos a partir de los ajustes de los datos procedentes de los canales leptónicos y hadrónico.

V.2 El programa de ajuste: ZFITTER

V.2.1 Introducción

ZFITTER permite ajustar los resultados obtenidos en la producción de pares de fermiones en las colisiones $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(n\gamma)$. El programa calcula las secciones eficaces totales y las asimetrías de carga *forward-backward* en regiones angulares finitas que pueden ser asimétricas, $c_1 < \cos\theta < c_2$:

$$\sigma_T(c_1, c_2) = \int_{c_1}^{c_2} d\cos\theta \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \quad (\text{V.1})$$

$$A_{FB}(c_1, c_2) = \frac{\sigma_{FB}(c_1, c_2)}{\sigma_T(c_1, c_2)} \quad (\text{V.2})$$

donde:

$$\sigma_{FB}(c_1, c_2) = \left[\int_0^{c_2} d \cos \theta - \int_{c_1}^0 d \cos \theta \right] \frac{d\sigma}{d \cos \theta} \quad (\text{V.3})$$

Además de disponer de diferentes tratamientos de las correcciones QED, según los cortes experimentales en el espacio de fases del fotón emitido, ZFITTER contiene distintas descripciones o aproximaciones teóricas de la dinámica del proceso, que van desde el cálculo según el Modelo Estándar hasta diferentes aproximaciones independientes de modelo (*Model Independent*) basadas en argumentos generales de Teoría Cuántica de Campos y QED.

V.2.2 Correcciones QED

Cuando en el estado final los fermiones no son electrones, tanto σ_T como σ_{FB} pueden separarse en diferentes contribuciones que tienen en cuenta la radiación en el estado inicial, final y su interferencia.

$$\sigma_A(c) = \sigma_A^{ini}(c) + \sigma_A^{int}(c) + \sigma_A^{fin}(c) \quad ; \quad (A = T, FB) \quad (\text{V.4})$$

ZFITTER contiene el cálculo completo de las correcciones QED a orden $\mathcal{O}(\alpha)$ y exponenciación de fotones blandos. Se incluyen, además, correcciones de orden superior para la radiación en el estado inicial de acuerdo con [2]. La forma de incluir las correcciones QED consiste en convolucionar las secciones eficaces con funciones de radiación del siguiente modo:

$$\sigma_A^a(c) = \frac{1}{d_A} \Re e \int_0^\Delta dv \sigma_A^{a,o}(s, s') R_A^a(v, c) \quad (\text{V.5})$$

donde $a = ini, fin, int$; $d_T = \frac{4}{3}$, $d_{FB} = 1$; $s' = (1 - v)s$; y v es la energía del fotón radiado normalizada a la energía del haz. La sección eficaz σ_A^o contiene la dinámica del proceso básico a estudiar, mientras que las funciones R_A^a describen los efectos de la radiación. Estas funciones varían según los observables a calcular ($A = T, FB$) y según el origen de la radiación ($a = ini, fin, int$).

El programa dispone de tres opciones para el cálculo de las correcciones QED: sin cortes en el espacio de fases del fotón, con un corte en la masa invariante mínima del par $f\bar{f}$ o bien con cortes en la energía y la acolinearidad del par de fermiones salientes. Dentro de esta última opción, el programa proporciona también el cálculo de secciones eficaces diferenciales y totales del canal *Bhabha* a partir del paquete de rutinas BHANG [3]. Sin embargo, las correcciones QED en los diagramas en el canal t contienen más aproximaciones que en el caso de los diagramas en el canal s con objeto

de no sacrificar la rapidez de cálculo de ZFITTER. Como consecuencia, la precisión de BHANG no es la adecuada, por ahora, para ajustar directamente las secciones eficaces incluyendo la contribución del canal t y su interferencia con el s .

En las dos últimas opciones mencionadas anteriormente, se puede añadir un corte de aceptación en el ángulo del antifermión saliente. En este sentido, el ángulo del fermión saliente viene definido por el corte en aceptación anterior y el corte en acolinearidad. En los análisis descritos en el capítulo anterior, el corte en aceptación angular del detector venía definido por el ángulo de ambos fermiones, de ahí que, para poder ajustar con el programa ZFITTER, tuviéramos que incluir una pequeña corrección.

V.2.3 Aproximación independiente del modelo en función de las anchuras parciales

La dinámica del proceso puramente electrodébil viene descrita por varias aproximaciones teóricas. Además del cálculo de las secciones eficaces y de las asimetrías siguiendo las predicciones del Modelo Estándar, es posible elegir entre distintas aproximaciones independientes de modelo. La idea de describir la curva de la resonancia Z^0 (*line-shape*) mediante dichas aproximaciones fue sugerida por [4] y [5] y desarrollada posteriormente en [6] y en el propio ZFITTER. Las ventajas de ajustar los datos experimentales a este tipo de parametrizaciones son varias. Por un lado, describen la dinámica del proceso de una forma sencilla y flexible. Por otra parte, tales aproximaciones permiten comprobar las predicciones del Modelo Estándar sin asumir su validez desde el principio. La ganancia en el consumo de tiempo de cálculo es otro factor a tener en cuenta. La idea básica consiste en que, a partir de argumentos muy generales de Teoría Cuántica de Campos, la curva de la resonancia, antes de considerar la radiación en el estado inicial, puede describirse mediante una expresión Breit-Wigner con una anchura dependiente de s . En este sentido, la sección eficaz leptónica del proceso $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ con ($f \neq e$), σ_T^0 , puede expresarse mediante una parametrización en términos de la masa (M_Z), la anchura total (Γ_Z) y las anchuras parciales (Γ_f) de la resonancia Z^0 del siguiente modo [4]:

$$\sigma_T^0(s) = \frac{s}{(s - M_Z^2)^2 + \left(s \frac{\Gamma_Z}{M_Z}\right)^2} \left[\frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_f}{M_Z^2(1 + \delta_{QED})} + \frac{I N_c(s - M_Z^2)}{s} \cdot (1 + \delta_{QED}) \right] + \frac{4}{3}\pi Q_f^2 \frac{\alpha^2(M_Z^2)N_c}{s} \cdot (1 + \delta_{QED}) \quad (V.6)$$

En esta expresión se distinguen claramente tres términos: el intercambio de un Z^0 ,

representado por una función Breit-Wigner, el intercambio de un fotón y el término de interferencia. La dependencia en s de la anchura de la Breit-Wigner tiene en cuenta los efectos de la polarización del vacío en el propagador del Z^0 . Los parámetros Γ_Z , Γ_e , Γ_f y M_Z deben ser considerados como parámetros físicos por lo que, por definición, incluyen todas las correcciones a todos los órdenes. Por tanto, el término correspondiente al intercambio de un Z^0 viene corregido por los efectos de la radiación en el estado final. En los dos términos restantes dicha corrección se tiene en cuenta a través del factor:

$$\delta_{QED} = \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2 \quad (\text{V.7})$$

Por otra parte, dado que la expresión (V.6) ha de ser convolucionada con las funciones de radiación en el estado inicial, hemos de dividir la anchura Γ_e por el término $(1 + \delta_{QED})$, pues de lo contrario corregiríamos dos veces por dicho efecto.

El término que tiene en cuenta el intercambio de un fotón en el canal s viene enteramente descrito por QED, donde la constante de acoplo $\alpha(M_Z^2)$ contiene las correcciones procedentes de la autoenergía del fotón. Una descripción totalmente independiente de modelo exige describir el término de interferencia, I , como una parametrización en función de las anchuras de desintegración a estados de helicidad definida. Sin embargo, experimentalmente no se dispone de los grados de libertad suficientes para utilizar dicha parametrización, por lo que, dado que dicho término representa una fracción muy pequeña de la sección eficaz total ¹, la solución adoptada en ZFITTER ha sido calcular dicho término de acuerdo con las predicciones del Modelo Estándar.

La expresión anterior es igualmente válida para el cálculo de la sección eficaz hadrónica, basta con sustituir Γ_f por Γ_h en el término de intercambio de un Z^0 y multiplicar los dos restantes por un factor $(1 + \delta_{QCD})$, que tiene en cuenta los efectos de la radiación de gluones en el estado final $q\bar{q}$:

$$\delta_{QCD} = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + 1.409 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 - 12.805 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 \quad (\text{V.8})$$

Cuando el estado final es $b\bar{b}$, los coeficientes de la expresión anterior dependen de las masas de los quarks b y t . En ZFITTER se tiene en cuenta dicha dependencia hasta orden $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$.

Las expresiones anteriores son válidas para los estados finales con fermiones diferentes al electrón. Para las colisiones *Bhabha*, como vimos en el capítulo anterior, el método adoptado ha sido sustraer la contribución de los diagramas en canal t y la interferencia con el s en las secciones eficaces experimentales. Las secciones eficaces resultantes se tratan, entonces, como si hubieran sido inducidas por diagramas en el

¹Para muones suponen menos del 2 por mil en el rango $M_Z \pm \Gamma_Z$ [6].

canal s únicamente. No obstante, en la actualidad es posible ajustar directamente las secciones eficaces *Bhabha* mediante los programas BHANG [3] y MIBA [7].

Finalmente, con objeto de obtener las secciones eficaces observadas experimentalmente, la correcciones QED en el estado inicial se tienen en cuenta convolucionando la expresión (V.6) mediante expresiones del tipo (V.5). La expresión (V.6) se enmarca dentro de la llamada Aproximación de Born Mejorada (véase el capítulo I). Las contribuciones no factorizables en dicha aproximación, tales como la contribución de los diagramas de caja y la interferencia entre la radiación en el estado inicial y en el estado final, se tienen en cuenta sumando su contribución de forma incoherente.

V.2.4 Aproximación independiente del modelo en función de constantes de acoplo efectivas

Las anchuras parciales pueden parametrizarse, según la aproximación de Born mejorada, en términos de constantes de acoplo efectivas del siguiente modo:

$$\Gamma_f = \frac{G_\mu M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (g_{V_f}^2 + g_{A_f}^2) \left(1 + \frac{3\alpha}{4\pi}\right) \quad (\text{V.9})$$

donde g_{V_f} y g_{A_f} son, respectivamente, las constantes efectivas de acoplo vectorial y axial-vectorial del Z^0 a los fermiones cargados. Como vemos en esta expresión, las anchuras parciales son sensibles a la suma de las constantes al cuadrado. La información adicional que necesitamos para obtener tales constantes viene dada por las asimetrías de carga *forward-backward* en $\sqrt{s} = M_Z$:

$$A_{FB}^f = 3 \frac{g_{V_e} g_{A_e}}{(g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2)} \frac{g_{V_f} g_{A_f}}{(g_{V_f}^2 + g_{A_f}^2)} + \Delta A_{FB}^{res} \quad (\text{V.10})$$

donde ΔA_{FB}^{res} contiene las contribuciones residuales a la asimetría procedentes de los diagramas de caja débiles, la parte imaginaria del propagador del Z^0 y el intercambio de un fotón. Al igual que en la sección anterior, con el fin de obtener las asimetrías experimentales se han de incluir también las correcciones QED. Las constantes de acoplo pueden expresarse también en términos de un seno efectivo del ángulo de Weinberg, $\sin^2 \theta_W^{ef}$, y un parámetro ρ efectivo, mediante las siguientes fórmulas:

$$g_{A_f} = -\frac{1}{2} \sqrt{\rho_{ef}} \quad (\text{V.11})$$

$$g_{V_f} = g_{A_f} (1 - 4 \sin^2 \theta_W^{ef}) \quad (\text{V.12})$$

El parámetro efectivo es $\rho_{ef} = 1 + \Delta\rho$, donde $\Delta\rho$ depende cuadráticamente de la masa del quark *top* según (I.42) (véase la sección I.3.2.1).

Dado que $g_{A_f} \gg g_{V_f}$, son las secciones eficaces las que esencialmente determinan g_{A_f} , mientras que g_{V_f} viene determinado por los valores de las asimetrías.

V.3 Ajuste de los datos del canal electrónico

La medida de las secciones eficaces y las asimetrías en el canal electrónico, determinan fundamentalmente la anchura leptónica, Γ_e , y las constantes de acoplo del Z^0 al electrón. Sin embargo, la mejor forma de obtener estos parámetros, al igual que el resto, es mediante un ajuste global con varios parámetros libres utilizando los datos obtenidos en todos los canales, tanto los leptónicos como el hadrónico. De esta forma, se tiene en cuenta la influencia que unas magnitudes ejercen sobre otras y se aprovecha al máximo la información contenida en cada canal. No obstante, antes de describir este tipo de ajustes combinados en la sección siguiente, hemos realizado varios ajustes utilizando solamente los datos del canal electrónico. Para ello, en vez de ajustar los parámetros Γ_e , $g_{V_e}^2$ y $g_{A_e}^2$ ajustamos la fracción de desintegración (*branching ratio*) al canal electrónico, B_e , la sección eficaz electrónica en el pico de la resonancia y la asimetría en el pico. Elegimos dichos parámetros puesto que dependen muy débilmente de la masa y de la anchura total del Z^0 y la correlación entre ellos es menor. Así pues, a partir de ZFITTER hemos realizado un ajuste a la fracción de desintegración $Z^0 \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$. Los valores de la masa y la anchura total del Z^0 han sido fijados por los obtenidos a partir del ajuste combinado que describimos más adelante ($M_Z = 91.186 \pm 0.009$ GeV y $\Gamma_Z = 2.484 \pm 0.012$) MeV. El resultado obtenido es:

$$B_e = 3.340 \pm 0.025 \% \quad (\text{V.13})$$

donde el error incluye el error estadístico y los errores sistemáticos procedentes del análisis, la calibración de la energía y la incertidumbre en el valor de los parámetros fijados, fundamentalmente Γ_Z ; siendo su influencia, sin embargo, muy pequeña. Si ajustamos la anchura parcial electrónica, Γ_e , fijando también la masa y anchura total del Z^0 obtenemos:

$$\Gamma_e = 82.97 \pm 0.61 \text{ MeV} \quad (\text{V.14})$$

donde el error incluye los mismos factores que antes, salvo la incertidumbre en el valor de la anchura total, Γ_Z . Ambos parámetros están muy correlacionados, de tal modo que

si cambiamos el valor de la anchura total, Γ_Z , en una desviación estándar, la anchura electrónica se modifica en casi 0.4 MeV.

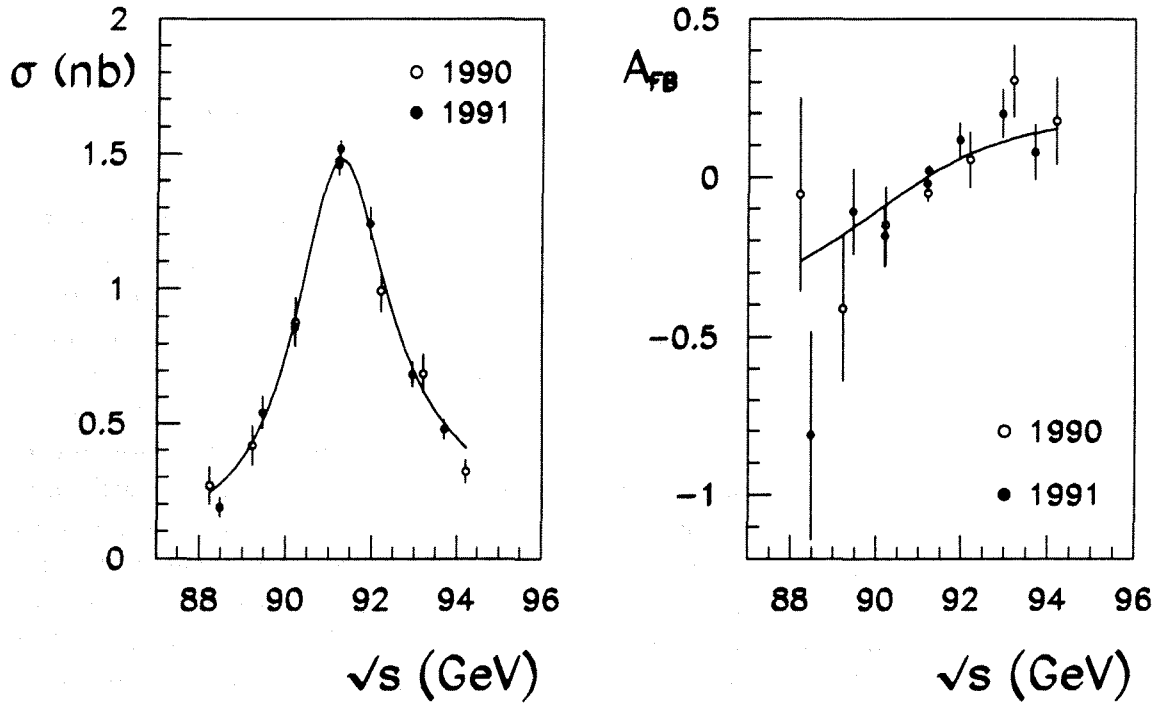


Figura V.1: Secciones eficaces y asimetrías de carga *forward-backward* en el canal $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$. a) Secciones eficaces en el canal s , extrapoladas a todo el ángulo sólido y corregidas por el corte en acolinearidad. La curva es el resultado del ajuste a un parámetro descrito en el texto. b) Asimetría de carga *forward-backward* en el canal s dentro de la región angular $44^\circ < \theta < 136^\circ$. La curva es el resultado del ajuste a dos parámetros descrito en el texto.

Hemos realizado también un ajuste dejando como parámetros libres la sección eficaz en el pico de la resonancia, σ_0^e , y la asimetría de carga en el pico, A_{FB}^e , utilizando las secciones eficaces electrónicas y las asimetrías y fijando M_Z y Γ_Z a los mismos valores de antes. Los resultados obtenidos son:

$$\sigma_0^e = 1.967 \pm 0.029 \text{ nb} \quad (\text{V.15})$$

$$A_{FB}^e = 0.006 \pm 0.015 \quad (\text{V.16})$$

El error incluye las mismas fuentes mencionadas anteriormente. Los resultados de tales ajustes se muestran en la figura V.1 junto con los datos experimentales.

V.4 Ajuste combinado de los datos hadrónicos y leptónicos

Las expresiones teóricas de la sección eficaz han sido ajustadas simultáneamente a las secciones eficaces hadrónicas y leptónicas, así como a las tres asimetrías de carga *forward-backward* leptónicas, correspondientes a los periodos 1990 y 1991. En primer lugar, se ha llevado a cabo un ajuste donde la masa (M_Z) y la anchura total (Γ_Z) de la resonancia, la sección eficaz hadrónica en el pico a nivel Born (σ_0), los cocientes (R_e , R_μ , R_τ) entre la anchura parcial hadrónica (Γ_{had}) y las anchuras parciales leptónicas ($\Gamma_e, \Gamma_\mu, \Gamma_\tau$) y las tres asimetrías de carga leptónicas se dejan como parámetros libres. Los resultados de dicho ajuste son los siguientes:

$$\begin{aligned}
 M_Z &= 91.186 \pm 0.009 \text{ GeV} \\
 \Gamma_Z &= 2.484 \pm 0.012 \text{ GeV} \\
 \sigma_0 &= 40.98 \pm 0.29 \text{ nb} \\
 R_e &= 20.85 \pm 0.29 \\
 R_\mu &= 20.76 \pm 0.23 \\
 R_\tau &= 20.84 \pm 0.29 \\
 A_{FB}^{0e} &= 0.006 \pm 0.015 \\
 A_{FB}^{0\mu} &= 0.015 \pm 0.008 \\
 A_{FB}^{0\tau} &= 0.027 \pm 0.010
 \end{aligned}
 \tag{V.17}$$

donde las asimetrías en el pico, A_{FB}^{0f} se definen como:

$$A_{FB}^{0f} = 3 \cdot \frac{g_{V_e} g_{A_e}}{(g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2)} \frac{g_{V_f} g_{A_f}}{(g_{V_f}^2 + g_{A_f}^2)}
 \tag{V.18}$$

Los parámetros de la resonancia se relacionan entre sí a través de la sección eficaz en el pico de la resonancia del siguiente modo:

$$\sigma_0 = \frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_{had}}{M_Z^2 \Gamma_Z^2}
 \tag{V.19}$$

Los parámetros anteriores están, en general, correlacionados muy débilmente y, por lo tanto, son preferibles a la hora de combinar los datos de los diferentes experimentos de LEP. Así por ejemplo, los cocientes R_l ($l = e, \mu, \tau$) están mucho menos correlacionados con la anchura total, Γ_Z , que las anchuras parciales leptónicas Γ_l . En la tabla V.1 se muestra la matriz de correlación entre los parámetros del ajuste anterior.

	M_Z	Γ_Z	σ^0	R_e	R_μ	R_τ	$A_{FB}^0 e$	$A_{FB}^0 \mu$	$A_{FB}^0 \tau$
M_Z	1.00	-0.01	0.02	0.01	-	-	0.02	0.04	0.04
Γ_Z		1.00	-0.20	-0.01	-0.01	-	-	-0.01	-
σ^0			1.00	0.13	0.17	0.13	-	-	-
R_e				1.00	0.08	0.07	-	-	-
R_μ					1.00	0.09	-	0.02	-
R_τ						1.00	-	-	0.02
$A_{FB}^0 e$							1.00	-	-
$A_{FB}^0 \mu$								1.00	0.01
$A_{FB}^0 \tau$									1.00

Tabla V.1: Matriz de correlación del ajuste a 9 parámetros. En los espacios donde aparecen guiones la correlación es menor de 0.01

En la figura V.2 se muestran los contornos de probabilidad en el plano $A_{FB}^0 l - R_l$ para los tres sabores leptónicos, obtenidos a partir del ajuste anterior. El acuerdo entre los diferentes contornos es obvio, por lo que se ha llevado a cabo un ajuste con 5 parámetros libres, asumiendo universalidad, obteniéndose los resultados siguientes:

$$\begin{aligned}
 M_Z &= 91.186 \pm 0.009 \text{ GeV} \\
 \Gamma_Z &= 2.484 \pm 0.012 \text{ GeV} \\
 \sigma_0 &= 40.98 \pm 0.29 \text{ nb} \\
 R_l &= 20.80 \pm 0.16 \\
 A_{FB}^0 f &= 0.017 \pm 0.006
 \end{aligned}
 \tag{V.20}$$

La matriz de correlación del ajuste a 5 parámetros viene dada en la tabla V.2.

En las figuras V.2 y V.3 se muestran los resultados de este ajuste en términos de diagramas de contorno en el plano $A_{FB} - R_l$ y $\sigma_0 - \Gamma_Z$, respectivamente. Por otra parte, los resultados de los ajustes anteriores pueden expresarse en términos de los parámetros siguientes:

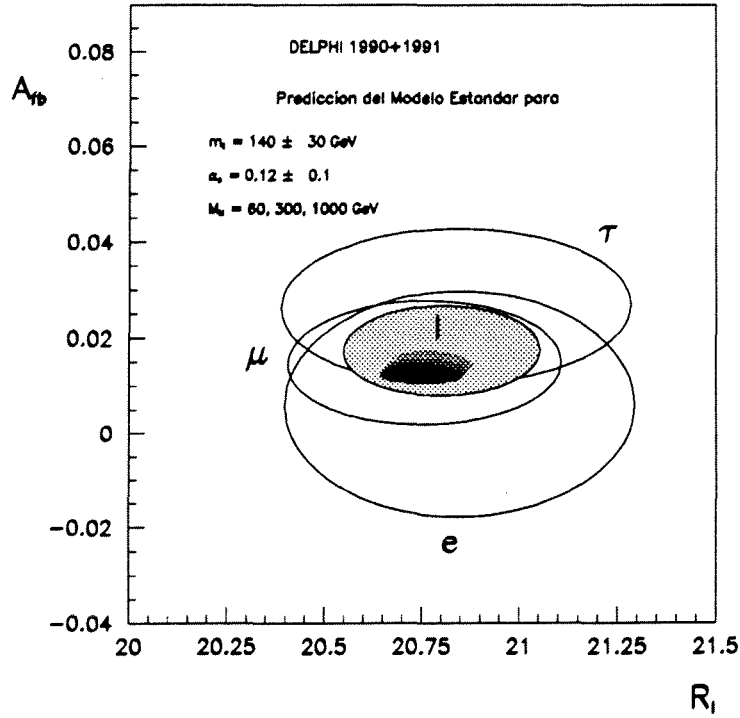


Figura V.2: Diagramas de contorno en el plano $A_{FB}^0 - R_l$ obtenidos a partir del ajuste con 9 parámetros libres y del ajuste con 5 parámetros libres asumiendo universalidad. Los contornos representan el 70 % de nivel de confianza. Las pequeñas áreas en tono más oscuro muestran las predicciones del Modelo Estándar para $m_t = 140 \pm 30$ GeV, $\alpha_s = 0.12 \pm 0.01$ y para valores de la masa del Higgs comprendidos entre 60 GeV y 1000 GeV, con un valor central de 300 GeV.

$$\begin{aligned}
 \Gamma_e &= 82.89 \pm 0.70 \text{ MeV} \\
 \Gamma_\mu &= 83.25 \pm 1.10 \text{ MeV} \\
 \Gamma_\tau &= 82.93 \pm 1.31 \text{ MeV} \\
 \Gamma_l &= 82.98 \pm 0.51 \text{ MeV} \\
 g_{V_l}^2 &= (1.45 \pm 0.51) \times 10^{-3} \\
 g_{A_l}^2 &= 0.2483 \pm 0.0016 \\
 \Gamma_{had} &= 1.726 \pm 0.012 \text{ GeV}
 \end{aligned} \tag{V.21}$$

El hecho de que la incertidumbre en la anchura electrónica, Γ_e , sea menor que en el resto de las anchuras leptónicas se debe a que el estado inicial en todos los procesos

	M_Z	Γ_Z	σ^0	R_l	A_{FB}^0
M_Z	1.00	-0.01	0.02	-	0.06
Γ_Z		1.00	-0.20	-0.01	-
σ^0			1.00	0.23	-
R_l				1.00	0.01
A_{FB}^0					1.00

Tabla V.2: Matriz de correlación del ajuste a 5 parámetros.

contiene un par e^+e^- y, por tanto, Γ_e entra como factor multiplicativo en la expresión de cualquier sección eficaz leptónica o hadrónica, es decir, los procesos restantes también contienen información sobre la anchura electrónica.

Si definimos el ángulo de mezcla efectivo mediante la relación:

$$g_{V_l}/g_{A_l} = \left(1 - 4 \sin^2 \theta_{eff}^{lept}\right) \quad (\text{V.22})$$

donde el cociente g_{V_l}/g_{A_l} procede de las asimetrías de carga *forward-backward*, obtenemos un valor para dicho ángulo de:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2311 \pm 0.0033 \quad (\text{V.23})$$

V.5 Interpretación de los resultados dentro del Modelo Estándar

V.5.1 El número de familias de neutrinos ligeros

El número de familias de neutrinos ligeros se obtiene a partir de la medida de la anchura invisible, Γ_{inv} , que se define como la diferencia entre la anchura total y la anchura visible:

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{had} - 3 \cdot \Gamma_l \quad (\text{V.24})$$

Una forma más precisa de obtener Γ_{inv} consiste en expresar Γ_Z en función de σ_0 a partir de la expresión (V.19) de tal modo que Γ_{inv} queda:

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_l \left(\sqrt{\frac{12\pi R_l}{M_Z^2 \sigma_0}} - R_l - 3 \right) \quad (\text{V.25})$$

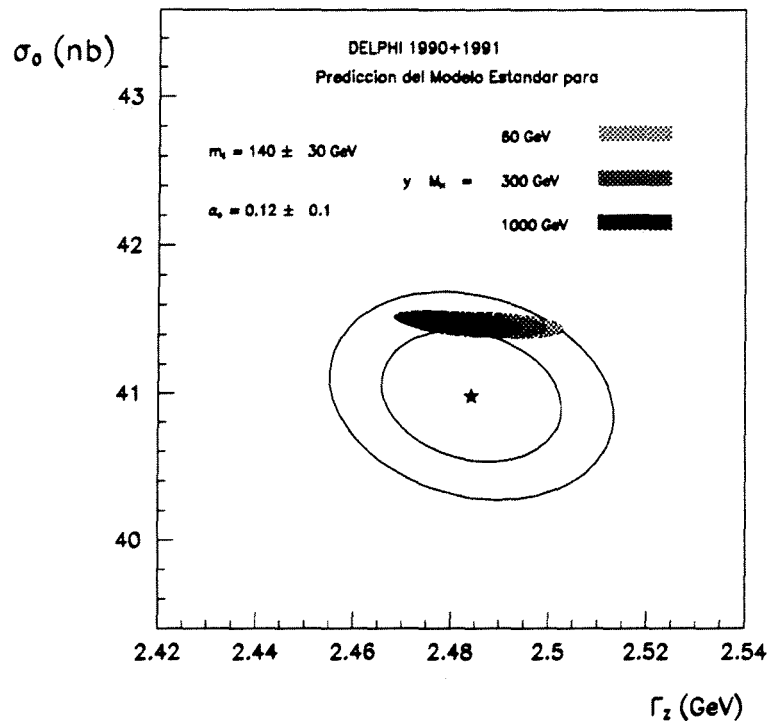


Figura V.3: Diagramas de contorno en el plano σ_0 - Γ_Z obtenidos a partir del ajuste con 5 parámetros libres asumiendo universalidad. Los contornos representan el 70 % y 95 % de nivel de confianza. Las pequeñas áreas en tono más oscuro muestran las predicciones del Modelo Estándar.

El valor encontrado es:

$$\Gamma_{inv} = 509 \pm 11 \text{ MeV} \tag{V.26}$$

El número de familias de neutrinos ligeros, N_ν , se obtiene dividiendo Γ_{inv} por el valor de la anchura parcial a neutrinos, Γ_ν , predicha por el MSM. No obstante, es preferible utilizar las predicciones de cocientes entre anchuras parciales, dado que la dependencia en m_t y M_H es menor. Así, suponiendo la predicción del MSM para el cociente (Γ_l/Γ_ν):

$$\Gamma_l/\Gamma_\nu = 0.5013 \pm 0.0003 \tag{V.27}$$

y a partir del resultado:

$$\Gamma_{inv}/\Gamma_l = 6.13 \pm 0.12 \tag{V.28}$$

el número de familias de neutrinos ligeros obtenido es:

$$N_\nu = 3.08 \pm 0.06 \quad (\text{V.29})$$

Si en vez de llevar a cabo un ajuste independiente de modelo, realizamos un ajuste basado en las predicciones del Modelo Estándar, dejando como parámetro libre el número de familias de neutrinos ligeros, N_ν , pero utilizando como ligadura el valor de la constante de acoplo fuerte, α_s , determinado por la colaboración DELPHI según [8]:

$$\alpha_s = 0.123 \pm 0.005 \quad (\text{V.30})$$

obtenemos:

$$N_\nu = 3.07 \pm 0.05 \quad (\text{V.31})$$

Fijando el número de familias de neutrinos a tres y dejando como parámetro libre la constante de acoplo α_s , el ajuste proporciona un valor para ésta última de:

$$\alpha_s = 0.136 \pm 0.018 \quad (\text{V.32})$$

V.5.2 Determinación de la masa del quark top

A partir de un ajuste basado en las predicciones del Modelo Estándar de todas las secciones eficaces y asimetrías, asumiendo la existencia de tres familias de neutrinos y utilizando el valor de α_s , determinado en [8], se obtiene un valor de la masa del top de:

$$m_t = 110_{-...}^{+54} (exp.) \pm 24 (Higgs) GeV \quad (\text{V.33})$$

donde $Higgs$ representa la incertidumbre debida a la variación de la masa del Higgs desde 60 hasta 1000 GeV, con un valor central de 300 GeV. Este valor de la masa del quark top corresponde a un valor del ángulo de mezcla efectivo:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2341 \pm 0.0015 (exp.)_{-0.0004}^{+0.0001} (Higgs) \quad (\text{V.34})$$

V.6 Límites inferiores de nuevas partículas

La ausencia de desviaciones significativas de las predicciones del MSM nos permite utilizar los valores obtenidos de la anchura total, Γ_Z , y la anchura invisible, Γ_{inv} , para obtener límites inferiores para la masa de partículas que se acoplen por pares al Z^0 . El método utilizado, descrito con detalle en [9], consiste en obtener límites superiores de Γ_Z y Γ_{inv} con un 95 % de nivel de confianza. Comparando tales límites con los valores predichos por el MSM se obtienen valores para una anchura total o invisible extra, Γ_Z^{new} y Γ_{inv}^{new} , los cuales pueden interpretarse en términos de límites inferiores de nuevas partículas. La relación entre los límites de las anchuras extra y los valores medidos y predichos es:

$$\begin{aligned}\Gamma_Z^{new} + \Gamma_Z^{SM} &= \Gamma_Z^{exp} + 1.65 \cdot \Delta(\Gamma_Z^{exp} - \Gamma_Z^{SM}) \\ \Gamma_{inv}^{new} + \Gamma_{inv}^{SM} &= \Gamma_{inv}^{exp} + 1.65 \cdot \Delta(\Gamma_{inv}^{exp} - \Gamma_{inv}^{SM})\end{aligned}\quad (V.35)$$

donde $\Delta(\Gamma_Z^{exp} - \Gamma_Z^{SM})$ es la incertidumbre en la diferencia entre los valores teórico y experimental de Γ_Z . Los valores encontrados para las anchuras extra son:

$$\begin{aligned}\Gamma_Z^{new} &< 33 MeV \\ \Gamma_{inv}^{new} &< 30 MeV\end{aligned}\quad (V.36)$$

Los límites de masa correspondientes a dichas anchuras se muestran en la tabla V.3. Las partículas hipotéticas consideradas han sido clasificadas en cuatro categorías: el quark *top*, una cuarta generación de fermiones predichos por extensiones del MSM, sneutrinos, sleptons y squarks predichos por el MSSM (*Minimal Supersymmetric Model*) y leptones y quarks excitados.

V.7 Comparación de los resultados con otros experimentos de LEP

Finalizamos este último capítulo presentando en esta sección la comparación entre los resultados descritos en las secciones anteriores correspondientes al experimento DELPHI, y los obtenidos por los otros experimentos de LEP. Para ello hemos utilizado los valores promedio de los cuatro experimentos que fueron presentados en la conferencia de Heidelberg en junio de 1993 ².

²XIII International Conference on Physics in Collision, Heidelberg.

Tipo de partícula	Límite inferior (GeV/c^2)
quark top	43.
b'	45.
L^\pm	33.
L_{Dirac}^0	44.
L_{Dirac}^0 (a partir de Γ_{inv})	45.
$L_{Majorana}^0$	38.
$L_{Majorana}^0$ (a partir de Γ_{inv})	42.
squark u (L+R)	39.
squark d (L+R)	40.
squarks (L+R) (5 sabores)	44.
sleptons (L+R)	22.
sneutrino	32.
LSP sneutrino (a partir de Γ_{inv})	39.
chargino	44.
u^*	45.
d^*	45.
$L^{\pm*}$	33.

Tabla V.3: Límites inferiores de masa de nuevas partículas en GeV, derivados a partir de Γ_Z excepto cuando se indica lo contrario; los valores corresponden a un nivel de confianza superior al 95 %. (L+R) hace referencia a compañeros supersimétricos *left* y *right* con masas degeneradas; LSP significa partícula supersimétrica más ligera.

A la vista de la tabla V.4 podemos afirmar que los resultados presentados son perfectamente consistentes con los resultados promediados de los cuatro experimentos de LEP. Por otra parte, no se observan desviaciones significativas de las predicciones del Modelo Estándar, según se desprende de los valores expuestos en la tabla V.5. Los valores teóricos predichos por el Modelo Estándar han sido calculados con el programa ZFITTER con los valores $M_Z = 91.187 \pm 0.007$ GeV, $m_{top} = 140 \pm 30$ GeV, $\alpha_s = 0.120 \pm 0.010$ y M_H variando entre 60 y 1000 GeV con un valor central de 300 GeV.

Parámetro	DELPHI	LEP promedio
M_Z (GeV)	91.186 ± 0.009	91.187 ± 0.007
Γ_Z (GeV)	2.484 ± 0.012	2.490 ± 0.007
Γ_{had} (GeV)	1.726 ± 0.012	1.742 ± 0.007
Γ_{inv} (MeV)	509.0 ± 11.0	497.7 ± 5.1
Γ_e (MeV)	82.89 ± 0.70	83.67 ± 0.32
Γ_μ (MeV)	83.25 ± 1.10	83.41 ± 0.43
Γ_τ (MeV)	82.93 ± 1.31	83.28 ± 0.49
Γ_l (MeV)	82.98 ± 0.51	83.54 ± 0.29
$A_{FB}^{0,l}$	0.017 ± 0.006	0.0158 ± 0.0022
g_{A_l}	0.4983 ± 0.0032	0.5006 ± 0.0009
g_{V_l}	0.0381 ± 0.0067	0.0362 ± 0.0021
$\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$	0.2311 ± 0.0033	0.2318 ± 0.0013

Tabla V.4: Comparación entre los resultados procedentes del análisis de los datos tomados por DELPHI durante 1990 y 1991 con los resultados promedio de los cuatro experimentos de LEP.

Parámetro	DELPHI	Modelo Estándar
Γ_Z	2.484 ± 0.012	2.486 ± 0.011
σ_0 (nb)	40.98 ± 0.29	41.46 ± 0.06
R_l	20.80 ± 0.16	20.76 ± 0.07
Γ_{had}	1.726 ± 0.012	1.734 ± 0.009
Γ_e (MeV)	82.89 ± 0.70	83.63 ± 0.3
Γ_μ (MeV)	83.25 ± 1.10	83.63 ± 0.3
Γ_τ (MeV)	82.93 ± 1.31	83.44 ± 0.3

Tabla V.5: Comparación entre algunos de los parámetros de la resonancia Z^0 con los valores predichos por el Modelo Estándar

Referencias

- [1] D. Bardin et al., "An Analytical Program for Fermión Pair Production in e^+e^- Annihilation", **CERN-TH 6443** (1992).
- [2] F. A. Berends, G. J. H. Burgers y W. L. van Neerven, Nucl. Phys. **B297** (1988) 429, Nucl. Phys. **B304** (1988) 921.
- [3] M. Bilenky, BHANG, versión 2.00 (23 Mayo 1991).
- [4] F. A. Berends et al., Z Physics at LEP 1, Yellow Report **CERN 89-08** (1989) 89.
- [5] A. Borrelli, M. Consoli, L. Maiani y R. Sisto, Nucl. Phys. **B333** (1990) 357.
- [6] M. Martínez, Ll. Garrido, R. Miquel, J.L. Harton y R. Tanaka, Zeit. Phys. **C49** (1991) 645.
- [7] M. Martínez y R. Miquel, **CERN-PPE / 91-87**, Junio 1991.
- [8] Colaboración DELPHI, Nota interna **DELPHI 92-107 PHYS 213**, presentado en la HEP Conference , Agosto 1992.
- [9] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, Nucl. Phys. **B367** (1991) 511.

Vertical line of text on the right margin, possibly a page number or reference indicator.

Conclusiones

En esta memoria hemos presentado un análisis de la reacción *Bhabha* a alto ángulo a energías en torno a la resonancia Z^0 . A partir de los datos tomados en el experimento DELPHI durante los años 1990 y 1991 hemos medido, para dicho canal, las secciones eficaces y las asimetrías de carga *forward-backward* para diferentes energías en el centro de masas.

Para los datos de 1990 se ha llevado a cabo un análisis cuya selección de sucesos está basada en la energía electromagnética depositada y en el recuento de trazas. Las pérdidas introducidas, así como el porcentaje de sucesos de fondo, se estiman mediante muestras de sucesos simulados por técnicas de Monte Carlo. Para los datos de 1991, las mejoras introducidas en el detector DELPHI han permitido, por una parte, aumentar la eficiencia del análisis realizado con los datos tomados en 1990 y, por otra, realizar un segundo análisis basado en un enfoque totalmente diferente. Este segundo análisis está basado en la estimación del número total de sucesos a partir de dos selecciones diferentes e independientes.

Las conclusiones más importantes extraídas del trabajo son las siguientes:

- La realización de dos análisis independientes ha permitido obtener un mayor control de los errores sistemáticos procedentes de la selección y estimación del número total de sucesos *Bhabha*, siendo el error sistemático total ligeramente inferior al 4 por mil.
- El ajuste de las secciones eficaces obtenidas promediando los resultados de ambos análisis proporciona un valor para la anchura de desintegración electrónica, Γ_e , de 82.97 ± 0.61 MeV, correspondiendo a una relación de desintegración electrónica, B_e , de 3.340 ± 0.025 %, en buen acuerdo con la predicción del Modelo Estándar.
- A partir de las medidas obtenidas en este canal, las del resto de canales leptónicos y el canal hadrónico, se han realizado diversos ajustes para obtener una estimación de los parámetros del Modelo Estándar, No habiéndose encontrado ninguna indicación en contra de la hipótesis de la universalidad de los acoplos

leptónicos. Así pues, mediante un ajuste con 5 parámetros libres y con la hipótesis de universalidad se han obtenido los siguientes resultados:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.186 \pm 0.009 \text{ GeV} \\ \Gamma_Z &= 2.484 \pm 0.012 \text{ GeV} \\ \sigma_0 &= 40.98 \pm 0.29 \text{ nb} \\ R_l &= 20.80 \pm 0.16 \\ A_{FB}^{0f} &= 0.017 \pm 0.006 \end{aligned}$$

- Los resultados de los ajustes anteriores pueden expresarse también en términos de los parámetros siguientes:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.186 \pm 0.009 \text{ GeV} \\ \Gamma_Z &= 2.484 \pm 0.012 \text{ GeV} \\ \Gamma_{had} &= 1.726 \pm 0.012 \text{ GeV} \\ \Gamma_{inv} &= 509 \pm 11 \text{ MeV} \\ \Gamma_l &= 82.98 \pm 0.51 \text{ MeV} \\ g_{V_l}^2 &= (1.45 \pm 0.51) \times 10^{-3} \\ g_{A_l}^2 &= 0.2483 \pm 0.0016 \end{aligned}$$

- A partir del cociente entre las constantes de acoplo se obtiene un valor del seno efectivo del ángulo de Weinberg de:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2311 \pm 0.0033$$

- A partir de los parámetros anteriores, el número de familias de neutrinos ligeros obtenido es:

$$N_\nu = 3.08 \pm 0.06$$

- Todos los resultados presentados en esta memoria son plenamente compatibles con las predicciones del Modelo Estándar, sin que se hayan encontrado desviaciones significativas que sugieran nueva física diferente de la predicha por este modelo.
- Así mismo, los resultados presentados en esta memoria son compatibles con los procedentes del resto de los experimentos de LEP, y han sido utilizados en el cálculo de los valores promedio de los cuatro experimentos.

Apéndice A

El proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ a nivel árbol

Para describir el proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ a nivel árbol, además de los diagramas de aniquilación en el canal s a través de un γ y de un Z^0 , se han de incluir los diagramas de intercambio en el canal t , dado que el estado final es idéntico al inicial. De esta forma, los cuatro diagramas de la figura I.1 que contribuyen a la amplitud, dan lugar a diez contribuciones en la sección eficaz; cuatro de ellas corresponden a las amplitudes al cuadrado de cada uno de los diagramas y las seis restantes corresponden a los términos de interferencia entre ellos. Dichas contribuciones a nivel árbol pueden expresarse del siguiente modo en términos de secciones eficaces diferenciales:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma^0}{d\cos\theta} \right)_{Z_s Z_s} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2 + (M_Z\Gamma_Z)^2} \left[(v_e^2 + a_e^2)^2 (1 + \cos^2\theta) + 8v_e^2 a_e^2 \cos\theta \right] \\ \left(\frac{d\sigma^0}{d\cos\theta} \right)_{\gamma_t \gamma_t} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} 2 \frac{4 + (1 + \cos\theta)^2}{(\cos\theta - 1)^2} \\ \left(\frac{d\sigma^0}{d\cos\theta} \right)_{Z_s \gamma_t} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + (M_Z\Gamma_Z)^2} 2(v_e^2 + a_e^2) \frac{(1 + \cos\theta)^2}{(\cos\theta - 1)} \\ \left(\frac{d\sigma^0}{d\cos\theta} \right)_{\gamma_s \gamma_s} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} (1 + \cos^2\theta) \\ \left(\frac{d\sigma^0}{d\cos\theta} \right)_{\gamma_s \gamma_t} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} 2 \frac{(1 + \cos\theta)^2}{(\cos\theta - 1)} \\ \left(\frac{d\sigma^0}{d\cos\theta} \right)_{Z_s \gamma_s} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + (M_Z\Gamma_Z)^2} \left[2v_e^2 (1 + \cos^2\theta) + 4a_e^2 \cos\theta \right] \\ \left(\frac{d\sigma^0}{d\cos\theta} \right)_{Z_t Z_t} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s^2}{(t - M_Z^2)^2} \frac{1}{2} \left[4((v_e^2 + a_e^2) - 4v_e^2 a_e^2) + ((v_e^2 + a_e^2)^2 + 4v_e^2 a_e^2)(1 + \cos\theta)^2 \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{d\sigma^0}{d\cos\theta}\right)_{Z_s Z_t} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + (M_Z\Gamma_Z)^2} \frac{s}{t - M_Z^2} ((v_e^2 + a_e^2)^2 + 4v_e^2 a_e^2) (1 + \cos\theta)^2 \\
 \left(\frac{d\sigma^0}{d\cos\theta}\right)_{\gamma_t Z_t} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s}{t - M_Z^2} \frac{2}{\cos\theta - 1} [(v_e^2 + a_e^2)(1 + \cos\theta)^2 + 4(v_e^2 - a_e^2)] \\
 \left(\frac{d\sigma^0}{d\cos\theta}\right)_{\gamma_s Z_t} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s}{t - M_Z^2} (v_e^2 + a_e^2) (1 + \cos\theta)^2
 \end{aligned}
 \tag{A.1}$$

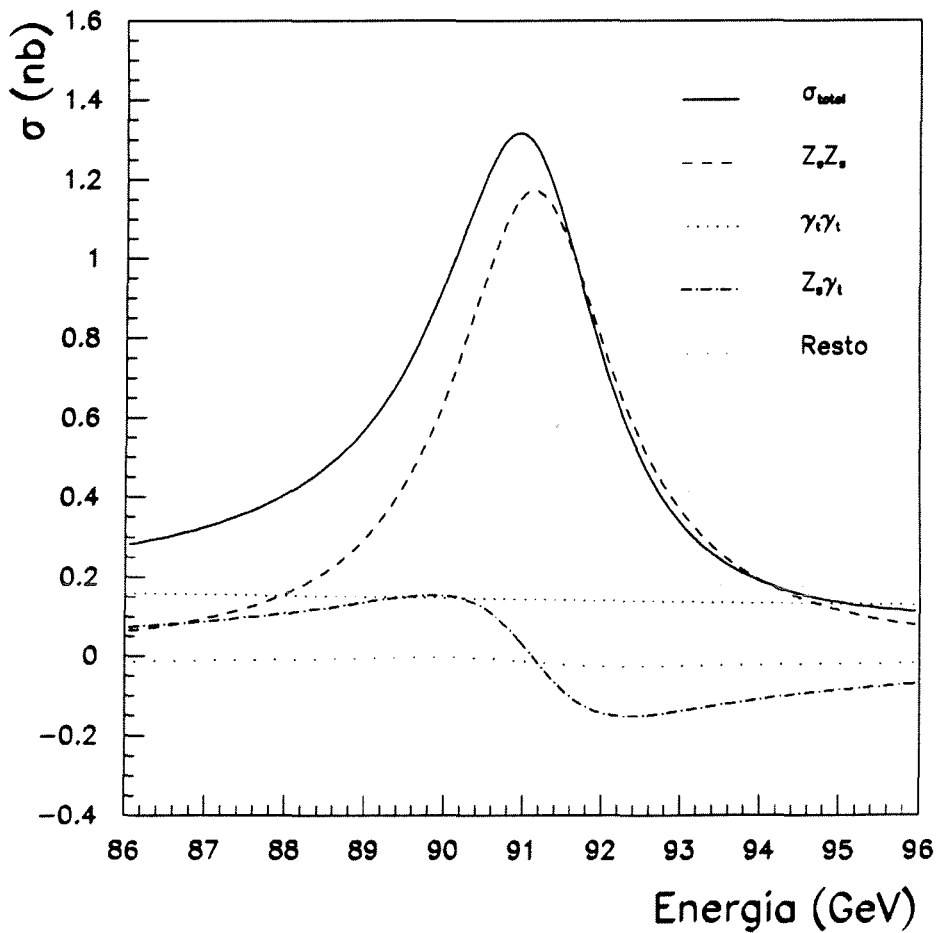


Figura A.1: Contribuciones a la sección eficaz en la región angular $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$ en función de la energía.

donde θ es el ángulo polar y v_e y a_e son las constantes de acoplo vectorial y axial-vectorial del Z^0 con el electrón:

$$\begin{aligned} a_e &= -\frac{1}{4 \sin \theta_W \cos \theta_W} \\ v_e &= \frac{(1 - 4 \sin^2 \theta_W)}{4 \sin \theta_W \cos \theta_W} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Dependiendo de la escala de energías a la que tiene lugar el proceso y de la zona angular del análisis, determinados términos presentan un carácter dominante sobre el resto. Así, el término correspondiente al diagrama de aniquilación a través de un Z^0 , a alto ángulo y para energías alrededor del Z^0 es la contribución más importante, dado su carácter resonante. Sin embargo, a medida que se amplía la región angular cobra importancia el intercambio de un fotón en el canal t , pues como sabemos la sección eficaz diverge en la zona hacia delante. La contribución de los otros dos diagramas (intercambio de un fotón en el canal s y de un Z^0 en el canal t) es muy pequeña. En cuanto a los términos de interferencia, destaca el correspondiente a la interferencia entre el intercambio de un Z^0 en el canal s y de un fotón en el canal t . En la figura A.1 se muestran las contribuciones más importantes a la sección eficaz total en función de la energía alrededor de la resonancia. En la figura A.2 observamos las mismas contribuciones en función del ángulo.

Para aquellos procesos donde sólo intervienen los diagramas de intercambio en el canal s , sólo contribuyen a la sección eficaz y, por tanto, a la asimetría de carga *forward-backward* los términos 1, 4 y 6 de la ecuación (A.1). Reagrupando tales términos tenemos que la sección eficaz en dicho caso viene dada por:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^0}{d \cos \theta} &= \left(\frac{d\sigma^0}{d \cos \theta} \right)_{Z,Z_s} + \left(\frac{d\sigma^0}{d \cos \theta} \right)_{Z,\gamma_s} + \left(\frac{d\sigma^0}{d \cos \theta} \right)_{\gamma_s,\gamma_s} \\ &= \frac{\pi \alpha^2}{2s} \frac{s^2}{|Z(s)|^2} \left[(v_e^2 + a_e^2)^2 (1 + \cos^2 \theta) + 8v_e^2 a_e^2 \cos \theta \right] \\ &+ \frac{\pi \alpha^2}{2s} \frac{s(s - M_Z^2)}{|Z(s)|^2} \left[2v_e^2 (1 + \cos^2 \theta) + 4a_e^2 \cos \theta \right] \\ &+ \frac{\pi \alpha^2}{2s} (1 + \cos^2 \theta) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

donde

$$|Z(s)|^2 = (s - M_Z^2)^2 + (M_Z \Gamma_Z)^2 \quad (\text{A.4})$$

La asimetría de carga *forward-backward* procede del diferente acoplo del Z^0 a los leptones dependiendo de su helicidad. En la expresión anterior, dicha asimetría viene

dada en los términos proporcionales a $\cos \theta$. Tras un poco de álgebra, la expresión de la asimetría a nivel árbol queda como:

$$\begin{aligned}
 A_{FB}^0(s) &= \frac{\sigma_F^0(s) - \sigma_B^0(s)}{\sigma^0(s)} \\
 &= \frac{1}{\sigma^0(s)} \frac{\pi\alpha^2}{2s} \left[\frac{s^2}{|Z(s)|^2} 8v_e^2 a_e^2 + \frac{s(s - M_Z^2)}{|Z(s)|^2} 4a^2 \right] \quad (A.5)
 \end{aligned}$$

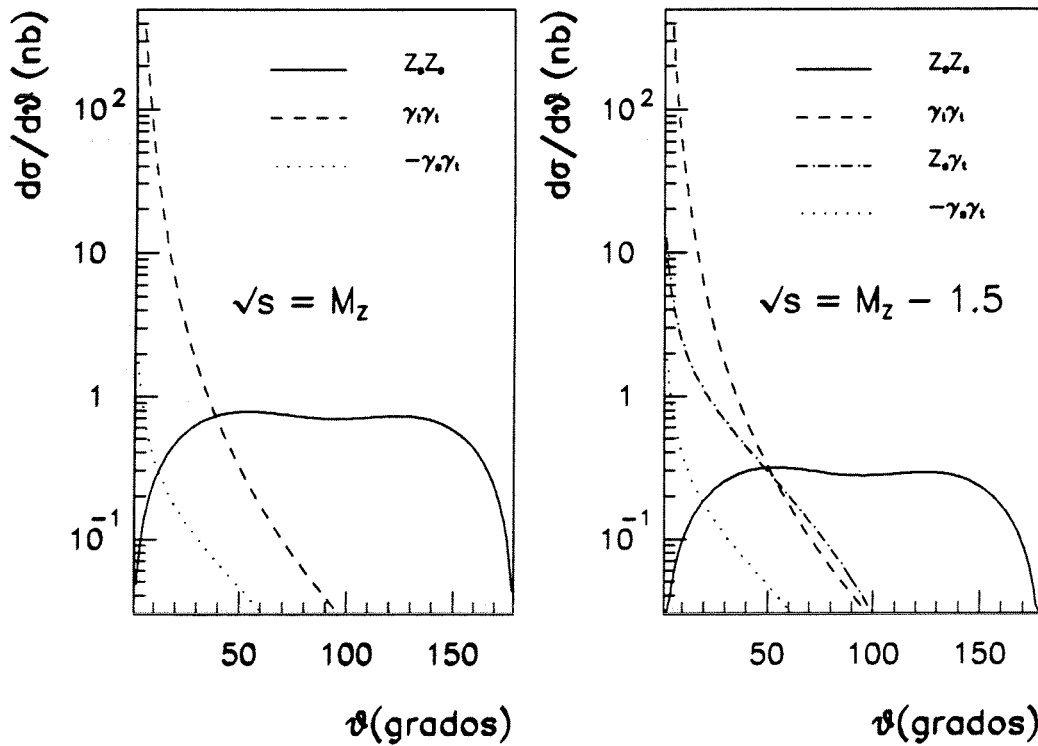


Figura A.2: Contribuciones a la sección eficaz diferencial a nivel árbol en función del ángulo polar, a) en el pico de la resonancia, b) 1.5 GeV por debajo.

donde vemos que para $s = M_Z$ sólo contribuye el término procedente del intercambio de un Z^0 , el cual viene suprimido, no obstante, por el hecho de que v^2 es muy pequeño.

Fuera de la resonancia la contribución más importante procede del término de interferencia, proporcional a a^2 , siendo negativa para valores de $s < M_Z$ y positiva para valores de $s > M_Z$. En el caso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, existe una asimetría procedente de la contribución del canal t y su interferencia con el canal s .

Apéndice B

La medida de la luminosidad

Para medir la sección eficaz de producción de una determinada reacción es necesario conocer no sólo el número de sucesos producidos, sino también la luminosidad integrada a lo largo del periodo de toma de datos. Como vimos en el capítulo II, la luminosidad puede obtenerse a partir de los parámetros de los haces que colisionan (número de partículas, sección transversal de los haces, etc). No obstante, en la práctica, la forma más precisa de calcularla consiste en medir el número de sucesos producidos en una reacción cuya sección eficaz sea conocida con gran precisión. En los colisionadores e^+e^- , el proceso empleado es la colisión *Bhabha* a bajo ángulo, cuya sección eficaz está dominada por el intercambio de un fotón en el canal t , por lo que puede describirse con gran precisión al tratarse de un proceso QED. Las contribuciones puramente débiles y los efectos de la interferencia son relativamente bajos, menores del 1 %. Esta reacción presenta, además, otras ventajas, como son los bajos porcentajes de contaminación y el alto índice de producción, lo cual, reduce el error estadístico en la determinación de la luminosidad.

La medida de la luminosidad en DELPHI se lleva a cabo mediante la detección de las colisiones *Bhabha* a bajo ángulo con los monitores SAT (*Small Angle Tagger*) y VSAT (*Very Small Angle Tagger*), ambos descritos en el capítulo II. La cobertura angular en θ del SAT es de $43 \leq \theta \leq 135$ mrad, mientras que el detector VSAT mide la sección eficaz *Bhabha* entre 5 y 7 mrad, lo que significa una sección eficaz visible 15 veces mayor que la observada por el SAT. Las medidas del VSAT vienen afectadas, por lo tanto, por errores estadísticos más pequeños, sin embargo los errores sistemáticos son más grandes, dada su mayor proximidad al haz. Describimos en esta sección el papel desempeñado por ambos detectores durante los periodos de toma de datos correspondientes al análisis presentado en esta memoria, así como las contribuciones más significativas al error sistemático.

B.1 La medida del SAT

El SAT consta en cada extremo de un calorímetro formado por dos semidiscos que se unen en el plano vertical. Debido a la ausencia de los detectores de trazas inicialmente previstos, y con objeto de definir el volumen fiducial de forma más precisa, se instaló en 1989 un anillo de plomo de 10 longitudes de radiación delante de uno de los calorímetros, cubriendo su parte más interna. En mayo de 1990 dicho anillo se sustituyó por otro de $12 X_0$, que incluía además dos prolongaciones (*butterfly wings*) que se extienden $\pm 15^\circ$ en ϕ alrededor de la zona de unión entre los dos semidiscos (véase la figura B.1). El radio del anillo y la anchura de las alas se conocen con una precisión de 0.1 mm. Por otra parte, dicho anillo reduce la energía depositada en los calorímetros en un 85 %, lo que permite distinguir los electrones que atraviesan el anillo de los que inciden directamente sobre los módulos del SAT, actuando como una máscara de plomo (*lead mask*). Esto permite conocer con más precisión la región de aceptación y consecuentemente, reducir el error sistemático asociado.

La selección de los sucesos en el SAT está basada en la detección de los depósitos de energía en los diferentes canales de lectura. Puesto que la geometría no es proyectiva, tales depósitos se agrupan en *clusters* cuya posición se estima calculando el baricentro. Los criterios para que un suceso sea aceptado se basan en la energía depositada, la acoplanaridad del suceso y la posición de los *clusters*. Una descripción más detallada de los cortes empleados en el análisis de los datos de 1990 puede encontrarse en [1]. El error sistemático total para 1990 fue de 0.9 %. Las contribuciones más relevantes proceden del cálculo teórico de la sección eficaz, la determinación de la región de aceptación y la simulación del detector.

El análisis de los datos correspondientes al periodo 1991 ha sido similar al del periodo anterior. No obstante, se ha conseguido entender mejor los errores sistemáticos, lo que ha permitido reducirlos. En este sentido, los errores comunes a ambos periodos también han sido reducidos lo que ha hecho posible disminuir el error sistemático inicialmente asociado al periodo 1990. En la tabla B.1 se muestran las contribuciones al error sistemático para los diferentes periodos. La evolución de los errores de 1990 se muestra en dos columnas. Los primeros resultados publicados se designan como 90, mientras que los obtenidos al reanalizar los datos en el periodo posterior se designan como 90'.

El cálculo de la sección eficaz visible en el SAT se basa en una simulación detallada del detector al paso de sucesos *Bhabha* generados con BABAMC. Puesto que BABAMC incluye sólo correcciones de orden $\mathcal{O}(\alpha)$, la sección eficaz se corrige por un factor que tiene en cuenta correcciones QED de orden superior. Dicho factor se obtuvo mediante el generador de Monte Carlo LUMLOG [2], dentro de la aproximación de logaritmos dominantes (LLA), encontrándose en perfecto acuerdo con los resultados obtenidos con

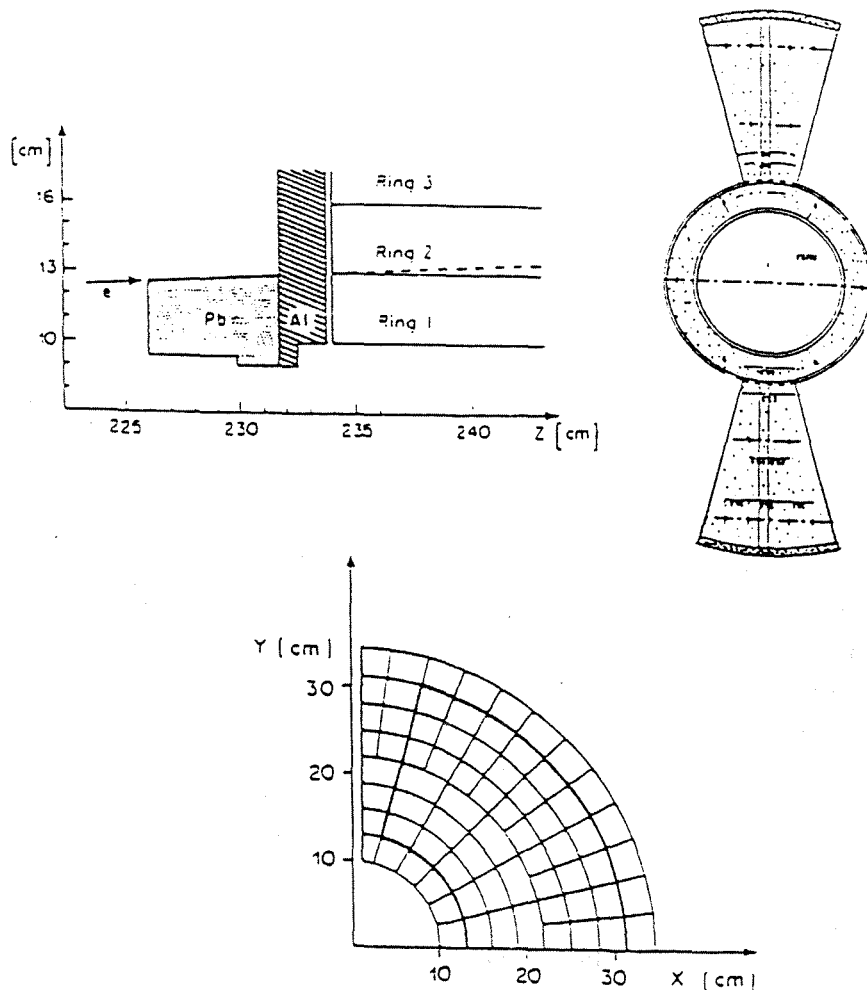


Figura B.1: (a) Vista longitudinal del calorímetro SAT junto al anillo de plomo. (b) Vista frontal de las denominadas *butterfly wings*. (c) Cuadrante del calorímetro SAT; la línea gruesa delimita la región de aceptación, definida por la máscara de plomo.

el programa ALIBABA. El error teórico total inicialmente calculado para 1990 fue del 0.5 %. Las contribuciones más importantes a este error proceden de los términos no logarítmicos, la incertidumbre en la autoenergía del fotón y la producción de pares de fermiones por los fotones emitidos. Una descripción más detallada puede encontrarse en [3]. Durante 1991 el error teórico total se redujo al 0.3 %, al estimar la sección eficaz visible mediante un cálculo más completo de las correcciones QED según el generador BHLUMI [4]. Este 0.3 % incluye el 0.25 % acotado por los autores de BHLUMI, un 0.1 % procedente de las correcciones de órdenes superiores y otro 0.1 % por las correcciones electrodébiles.

La incertidumbre en los errores sistemáticos experimentales también ha disminuido entre ambos periodos. La discrepancia en la distribución energética entre datos reales

y datos Monte Carlo fijó el error en el corte de energía en un 0.4 %. Merced a una corrección debida a la no-linearidad de la respuesta del detector respecto a la energía, la cual no era tenida en cuenta en la simulación del detector, dicho error se redujo a un 0.25 %. Por otra parte, durante parte del periodo 1991 estuvo operando un detector de trazas compuesto por dos planos de detectores de silicio, lo que ha permitido reducir los errores en los límites de aceptación de las zonas sin máscara de plomo a un 0.1 %. El error denominado en la tabla como miscelánea tiene en cuenta otras diferencias entre datos reales y datos Monte Carlo además de la distribución energética. Dicho error es despreciable en el análisis de los datos de 1991.

Contribuciones	Error (%)		
	90	90'	91
Radio de la máscara de plomo	0.15	0.21	0.21
Aceptancia en ϕ	0.10	0.17	0.14
Aceptancia en las zonas sin máscara	0.35	0.10	0.10
Posición del punto de interacción	0.13	0.13	0.13
Corte en energía	0.40	0.25	0.25
Depósitos espúreos a pequeños radios	0.16	0.16	0.08
Datos detrás de las <i>butterfly wings</i>	0.15	0.15	0.15
Poca energía en anillo más interno	0.10	0.10	0.10
Estadística del Monte Carlo	0.15	0.03	0.03
Eficiencia de <i>trigger</i>	0.13	0.13	0.02
Contaminación partículas <i>off-momentum</i>	0.14	0.14	0.05
Corrección por canales muertos	0.16	0.16	0.10
Miscelánea	0.30	0.20	-
Error experimental total	0.8	0.6	0.5
Error teórico	0.5	0.3	0.3
Error sistemático total	0.9	0.7	0.6

Tabla B.1: Contribuciones al error sistemático de la luminosidad medida en el detector SAT. Los resultados para 1990 tal y como se publicaron por primera vez, así como los resultados obtenidos al reanalizar los datos, se muestran en las columnas 90 y 90', respectivamente.

El error debido a la estadística del Monte Carlo pasa de 0.15 % a 0.03 %, y el de la eficiencia de *trigger* de 0.13 % a 0.02 %, debido en ambos casos al aumento de la estadística. Por otra parte, las mejoras en el propio sistema de *trigger* han permitido conocer con mayor precisión la contaminación procedente de partículas *off-momentum*, y por tanto reducir el error sistemático asociado.

Otra mejora importante de los errores respecto a 1990 es la reducción del *background*

debido a los depósitos espúreos de energía a pequeños radios. Los fotones de baja energía, así como las partículas de ionización al mínimo que inciden en el sistema de lectura (fibras, guías de luz y fotodiodos) pueden simular grandes depósitos de energía, en particular a pequeños radios, donde la mayoría de las cascadas no están totalmente contenidas. Dicho fondo se redujo a la mitad durante 1991 merced a la inclusión de capas de plomo de 13 mm de grosor en el espacio liberado al ser sustituido el tubo de vacío por otro de menor radio.

Al finalizar el periodo de toma de datos en 1991, se midió la geometría de las máscaras de plomo con una precisión de $3 \mu\text{m}$. Como consecuencia de dicha medida los resultados de la luminosidad fueron corregidos por un factor 0.84 %. La precisión estimada es la misma que la que fue calculada inicialmente para los datos de 1990 con un término adicional que tiene en cuenta la no-reproducibilidad de la operación de montaje. El error sistemático total para los datos reanalizados de 1990 es del 0.7 %, siendo éste la suma en cuadratura del 0.3 % de error sistemático teórico y 0.6 % de error sistemático experimental. Para los datos de 1991 el error total es del 0.6 %, con el mismo error teórico y con un 0.5 % de error experimental. En [5] [6] y [7] puede encontrarse más información respecto a la estimación y evolución de los errores sistemáticos experimentales.

B.2 La medida del VSAT

El detector VSAT, que ha sido operativo durante todo el periodo 1991, mide la sección eficaz *Bhabha* entre 5 y 7 mrad en ángulo polar. Esto ofrece dos ventajas frente a las medidas del SAT. Por un lado, el error estadístico es prácticamente nulo, dado el gran número de sucesos detectados, y por otro, la contribución de las correcciones electro débiles a la sección eficaz visible es despreciable. No obstante, los errores relacionados con la aceptación geométrica y la teoría son mayores que los del SAT. Para el análisis de los datos de 1991, se han utilizado los datos tomados en el pico de la resonancia por el SAT para calcular la sección eficaz visible del VSAT, puesto que dicho cálculo mediante Monte Carlo es poco preciso. Las luminosidades en los puntos distintos al pico de la resonancia se obtienen, entonces, a partir de las medidas del VSAT. Esto permite reducir en un 20 % el error estadístico en la masa y anchura del Z^0 .

La selección de sucesos se basa en coincidencias en el sistema de *trigger* entre módulos opuestos, en la energía depositada y en la reconstrucción de las coordenadas de las cascadas. Mediante programas de simulación basados en el generador BABAMC, se ha estudiado el funcionamiento del detector y se ha extraído una matriz que permite estimar las correcciones dependientes del haz en la aceptación del detector. Los errores

Contribuciones	Error (%)
Factores de corrección	0.07
Errores en los parámetros medidos	0.04
Volumen fiducial	0.04
Corte en energía	0.02
Eficiencia de <i>trigger</i>	0.01
Error sistemático total no correlacionado	0.07
Error sistemático total correlacionado	0.06
Error sistemático total	0.09

Tabla B.2: Contribuciones al error sistemático de la luminosidad medida en el detector VSAT.

sistemáticos más importantes proceden de dichos factores de corrección, de los errores en la medida de los parámetros de dichas correcciones y de la determinación del volumen fiducial (véase la tabla B.2). En la referencia [8] se puede encontrar una descripción detallada del análisis y una discusión completa sobre los errores.

Para cada punto de energía, excepto el pico, el error sistemático total es de 0.09 %, donde un 0.07 % es independiente del punto energético y un 0.06 % es común a todos los puntos. A la hora de obtener las secciones eficaces, el 0.07 % de error dependiente de la energía se añade cuadráticamente al error estadístico de la sección eficaz en cada punto, mientras que el 0.06 % de error común se suma cuadráticamente a la incertidumbre en la luminosidad absoluta obtenida por el SAT.

Referencias

- [1] L. Bugge et al., Nota DELPHI, **DELPHI 91-104 PHYS 147**, Noviembre 1991.
- [2] S. Jadach, E. Richter-Was, B.F.L. Ward and Z. Was , **CERN-TH 5995/91**.
- [3] Mogens Dam y Alex Read, Nota DELPHI, **DELPHI 91-08 PHYS 84**, 1991.
- [4] Programa de Monte Carlo BHLUMI versión 2.01, S. Jadach et al., CERN preprint **CERN-TH 6230/91**, 1991.
- [5] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, Nucl. Phys. **B367** (1991) 511.
- [6] L. Bugge et al., Nota DELPHI, **DELPHI 91-81 PHYS 133**, Agosto 1991.
- [7] DELPHI Collaboration Nota DELPHI, **DELPHI 92-114 PHYS 220**, Agosto 1992. Contribución presentada en la *XXVI International Conference in High Energy Physics*, DALLAS Texas USA, 5-12 Agosto 1992.
- [8] DELPHI Collaboration Nota DELPHI, **DELPHI 92-77 PHYS 188**, Junio 1992. Contribución presentada en la *XXVI International Conference in High Energy Physics*, DALLAS Texas USA, 5-12 Agosto 1992.