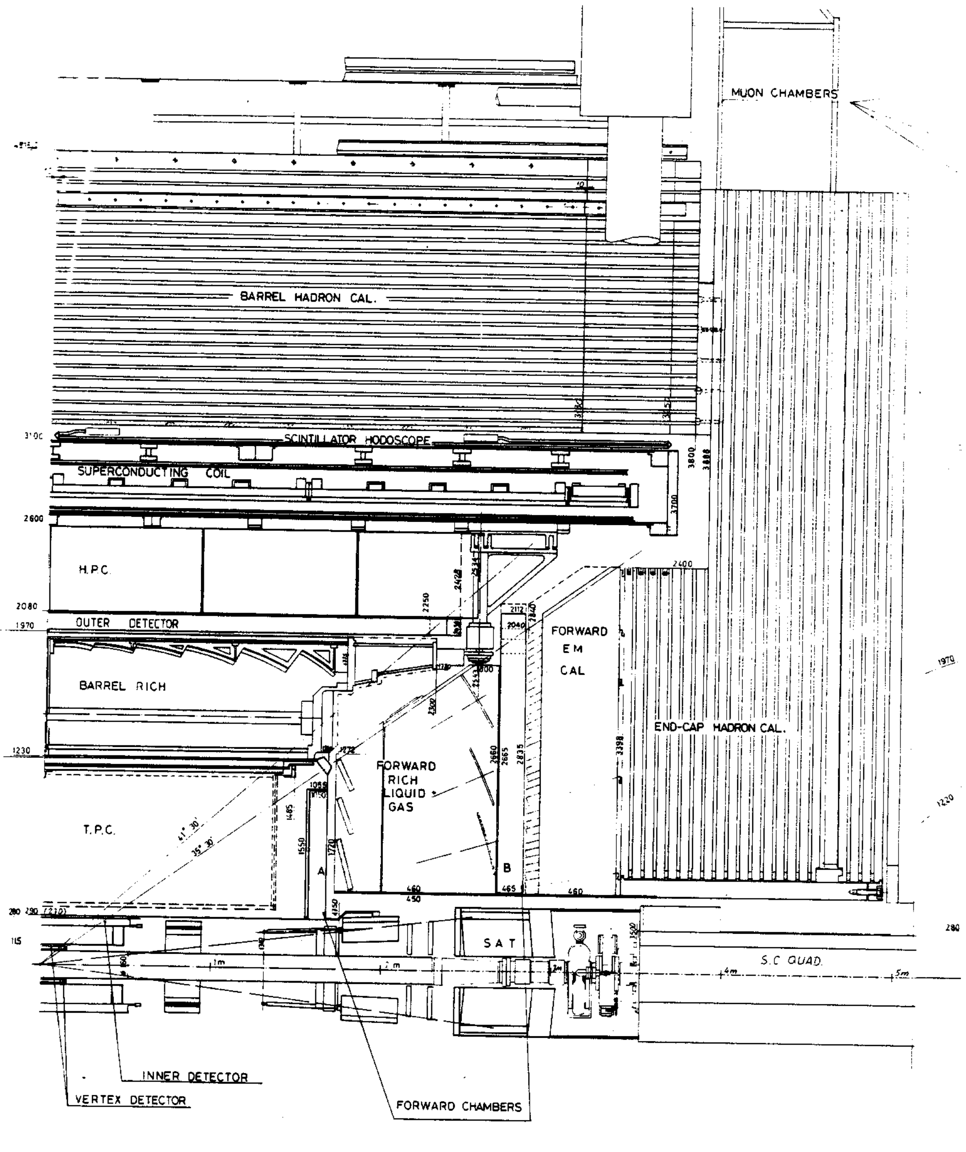

Figura III.5: Sección transversal de DELPHI.

III.4.1 Detectores de trazas cargadas

El momento y dirección de las partículas cargadas se miden a partir de su señal en los detectores de trazas. Estos operan dentro de un campo magnético axial intenso (1.2 T con una componente radial < 5 Gauss) y de gran homogeneidad (mejor del 0.1%), creado por un solenoide superconductor cilíndrico externo (el mayor jamás construido).

El detector de trazas básico en DELPHI es la TPC, que proporciona la información tridimensional requerida, con una buena resolución espacial. Sin embargo, el error del momento medido con la TPC es bastante grande, debido a su tamaño relativamente pequeño. Para compensar esto existen dos detectores de trazas más en la zona 'barrel': 'outer detector' (OD) e 'inner detector' (ID) y otros dos en la 'forward': cámaras forward A y B (FCA y FCB). La combinación de ID-TPC-OD o ID-TPC-FC da como resultado una sustancial mejora en la medida del momento. Para comprender esto basta tener en cuenta la dependencia del error en la medida del momento transverso al utilizar un detector de longitud L, en un campo magnético B y midiendo n puntos. Este error tiene dos componentes, la primera proviniente de la resolución espacial $\frac{\sigma(p_t)}{p_t} \propto \frac{\sigma_{r\varphi} p_t}{BL^2\sqrt{n}}$ y la segunda del scattering múltiple $\frac{\sigma(p_t)}{p_t} \propto \frac{1}{B\sqrt{LX_0}}$. En estas expresiones se observa claramente la mejora que significa alargar el detector, especialmente para las trazas más energéticas, ya que el error disminuye al aumentar L, y eso es lo que se consigue incluyendo puntos de detectores más alejados del punto de interacción.

La TPC

La TPC[2] [6] está formada por dos volumenes de gas cilíndricos (de radio interno 30 cm, radio externo 120 cm y longitud 150 cm) separados por una placa de alto voltaje que crea un campo eléctrico paralelo al eje del haz.

Una partícula cargada que atraviese la TPC producirá una columna de ionización a su paso. Los electrones producidos en esta ionización derivan según su campo eléctrico hacia unas cámaras proporcionales situadas en ambos extremos del cilindro (sectores).

Existen seis sectores en cada extremo. En cada uno de los sectores los electrones al acercarse encuentran en primer lugar una rejilla de bloqueo que evita el paso de iones positivos; a continuación dos planos de hilos que forman la cámara proporcional: una rejilla catódica primero y una rejilla de hilos sensibles y de campo después; por último una placa metálica de cobre sobre la que se han recortado 16 hileras circulares de 'pads' (figura III.6).

Para determinar la posición según $r\varphi$ se utiliza la señal inducida por acoplamiento capacitivo por los hilos en los pads segmentados según esta coordenada. r viene dado por la posición de la hilera de pads alcanzados y z por el tiempo

[2] **T**ime **P**rojection **C**hamber

Figura III.6: Esquema de un sector de la TPC.

Figura III.7: Esquema del funcionamiento de la TPC.

de deriva de los electrones de ionización.

Con todo esto, se consigue una resolución mejor que 0.7 mm en z y entre 180 y 280 μm en rφ (dependiendo de φ y z), en cada punto, y una separación de trazas cuando $\Delta(r\varphi) \times \Delta(z) > 1.5\ cm \times 1.5\ cm$. La TPC cubre la zona $39^\circ < \theta < 141^\circ$ con precisión máxima (16 puntos espaciales medidos). Para ángulos menores o mayores el número de puntos va disminuyendo y con él la precisión hasta un límite inferior de 21° y superior de 159° donde se tienen 4 puntos que es el mínimo que se considera aceptable. Del ajuste de estos puntos se obtiene la curva que traza la partícula, de la que podemos calcular el momento.

La resolución en el momento así medido es:

$$(\frac{\Delta p}{p})^2 = (0.7\% p)^2 + (0.5\%)^2, \qquad \theta = 90^\circ \quad (p\ en\ GeV) \tag{III.1}$$

$$(\frac{\Delta p}{p})^2 = (0.5\% p)^2 + (0.6\%)^2, \qquad \theta = 45^\circ \quad (p\ en\ GeV) \tag{III.2}$$

También se mide la ionización $\frac{dE}{dx}$ producida por las párticulas cargadas por medio de la carga depositada en los hilos. La resolución varía entre el 6.2% y el 7.5%, dependiendo del tipo de partícula y de su momento. Con ello se facilita la separación e/π y se permite la separación π/k, especialmente para momentos relativamente bajos.

'Inner Detector'

Su objetivo [7] es dar información para el trigger en $r\varphi$ y z con granularidad 1°, medir muy precisamente ($< 100\ \mu m$ en $r\varphi$ y $< 1\ mm$ en z por punto) segmentos de la traza cerca del punto de interacción y separar trazas dentro de jets ($< 1\ mm$ en $r\varphi$).

Consta de dos partes: la cámara de jets y la cámara de trigger. En la cámara de jets se mide $r\varphi$ (y sólo $r\varphi$) de modo suficientemente preciso con un elevado número de puntos (24); además la separación de trazas es muy buena. Los cinco planos de la cámara de trigger miden $r\varphi$ con menor precisión pero más rápidamente y también miden z lo cual permite decir si una traza 'real' ha cruzado o no el detector (de ahí su utilidad como trigger); en cambio la separación de trazas es mucho menor. Además, auxilian la medida de $r\varphi$ de la cámara de jets que tiene una indeterminación izquierda - derecha.

La cámara de jets es una cámara de deriva clásica, dividida en 24 sectores iguales en φ. La precisión en estas medidas es: $\sigma_{r\varphi} = 90\ \mu m$, $\sigma_\varphi = 3\ mrad$; $\frac{\sigma_{p_t}}{p_T} = 14\% \cdot p_T$.

La separación entre trazas es a partir de 15 $mrad$ en φ y 1 mm en $r\varphi$. Cubre el intervalo $29^\circ < \theta < 151^\circ$ con todos los hilos y $18^\circ < \theta < 162^\circ$ con parte de los hilos solamente (en combinación con la FCB).

Las cámaras de 'trigger' son 5 cilindros de cámaras multihilos (MWPC), situados concéntricamente en torno a la cámara de jets. Los hilos son 192 (corresponden 8 por cada sector de la cámara de jets), situados paralelamente al haz. Además de la información en $r\varphi$ de estos hilos, se obtiene información en rz gracias a los pads, circulares y alineados según z.

La precisión de las medidas en estas cámaras de 'trigger' es $\sigma_{r\varphi} = 1\ mm$; $\sigma_{\varphi} = 70\ mrad$; $\sigma_z = 220\ \mu m$; $\sigma_\theta = 15\ mrad$.

El OD:

Su objetivo ([4] y [6]) es dar información para el 'trigger' en z y $r\varphi$ y mejorar mediante su medida en $r\varphi$ la resolución en momento de las trazas rápidas. Cubre la zona $42^\circ < \theta < 138^\circ$ Está formado por cinco capas cilíndricas de tubos de deriva rectangulares de aluminio que funcionan en modo 'streamer' limitado. Hay 24 módulos según φ. Cada uno está formado por cinco planos de tubos de drift (145 en total), cada tubo dirigido según el haz y con una longitud de 4.54 m y cruzado a todo lo largo por un hilo sensitivo; la sección del tubo es de $1.65 \times 1.65\ cm^2$. Cada tubo sólo puede medir un 'hit', de modo que si dos partículas atraviesan el mismo tubo, sólo una será registrada.

Resolución nominal:

$$\text{en z:} \qquad \sigma_z = 70\ mm \tag{III.3}$$

$$\text{en } r\varphi : \begin{cases} \text{error en la posición del hilo:} & \sigma_w = 100\ \mu m \\ \text{error de la medida:} & \sigma_m = 150\ \mu m \end{cases} \tag{III.4}$$

$$\sigma_{r\varphi} = \sqrt{\frac{\sigma_m^2 \sin\varphi}{N} + \sigma_w^2} \approx 160\ \mu m \tag{III.5}$$

(N es el número de planos: N = 5 = número de medidas).

El ángulo φ tiene como error:

$$\sigma_\varphi = \frac{\sqrt{12} \cdot \sin\varphi}{\Delta r} \sigma_{r\varphi} \tag{III.6}$$

siendo $\Delta r \simeq 7cm$ la distancia radial entre los hilos más externos y más internos.

En este caso, se ha comprobado mediante distintos tests que los parámetros reales son sensiblemente mejores que los nominales:

$\sigma_{r\varphi} = 80\mu m$ y $\sigma_z = 20mm$

μ-Vertex

El detector de micro-vértices VD está situado muy cerca del punto de interacción, junto a la pared del tubo de vacío por donde circula el haz. Durante la toma de datos del 90 estaba formado por dos cilindros concéntricos de μ-strips de silicio paralelos al eje OZ con una resolución espacial muy buena en $r\varphi$ (5 μm) y también buena separación de dos trazas ($< 100\ \mu m$). Esto junto con su proximidad al punto de interacción permite una buena medida del parámetro de impacto de la partícula. Con esta medida se pueden reconstruir vértices secundarios de desintegración con mucha precisión, pudiéndose utilizar tanto para medir la vida media del τ como para facilitar el 'tagging' de algunos sucesos $q\bar{q}$ (p.ej. $b\bar{b}$, siendo esta una de las principales finalidades de este detector).

Durante la toma de datos del 91, gracias al estrechamiento del tubo del haz, se incluyó un tercer cilindro de las mismas características, mejorando así la recontrucción de los vértices secundarios. La precisión alcanzada es tal, que se han incluido los datos de este detector también para el ajuste de trazas cargadas primarias, mejorando la resolución en momento en casi un factor 3.

Las cámaras FCA y FCB:

La función de estas cámaras [4] es proporcionar señal de trigger en la zona forward y complementar en esta región a la TPC, en cuanto a reconstrucción de trazas y medida del momento. Las dos partes de la FCA están situadas en $z = \pm 160\ cm$, $11^\circ < \theta < 32^\circ$, $148^\circ < \theta < 169^\circ$. Cada una consta de tres planos dobles de tubos de deriva girados 120° entre sí, con los que logra una resolución en la medida de la posición (x, y) de 150 μm.

Las cámaras FCB están justo delante del calorímetro electromagnético 'forward' ($FEMC$), en $z = \pm 284\ cm$, cubriendo la zona angular $10^\circ < \theta < 37^\circ$, $143^\circ < \theta < 170^\circ$. Constan de 5 planos dobles girados entre si, con una resolución de 200 μm y permiten una estimación del momento de la traza, si este es bajo. La resolución espacial es de 150 μm.

Medida del momento

En la zona barrel, la acción conjunta de TPC, ID y OD (junto con el VD a partir del 91) se mejora sensiblemente la resolución en momento de cualquiera de ellos por separado. El valor previsto es de :

$$(\frac{\Delta p}{p})^2 = (0.06\%p)^2 + (1.5\%)^2, \qquad \theta = 90^\circ \tag{III.7}$$

Los estudios detallados sobre datos de LEP, demuestran que se ha alcanzado esta resolución con la inclusión del VD y que sin él (90), el error en el momento es aproximadamente 2.5 veces mayor.

En la zona forward, sucede algo parecido, con la acción conjunta de TPC, FCA y FCB, aunque la resolución final no es tan buena como en la zona barrel. La dependencia angular se puede ver en la figura III.8.

Existe sin embargo una zona alrededor de los 40° no cubierta ni por el OD ni la FCA y por tanto, con un error en el momento bastante mayor.

Figura III.8: Resolución en momento

III.4.2 Calorímetros

Este tipo de detectores son necesarios para medida de la energía y posición de las partículas neutras, que no son detectadas en las cámaras. Además proporcionan información adicional sobre la posición de los cargados y contribuyen a su identificación gracias a una medida de la energía independiente del momento.

Para medir la energía de diferentes partículas que atraviesen el calorímetro simultáneamente, es necesaria la segmentación de la lectura de la señal. Esta segmentación, transversal a la dirección de incidencia de la partícula, determina la granularidad del detector y por tanto su resolución espacial. Si el tamaño de la cascada es superior (como es usual) al de un segmento de lectura, la cascada da señal en varios de estos segmentos y los valores de las señales en estos diferentes segmentos ('pattern') permite estudiar el perfil transversal de la cascada y determinar con mejor precisión el punto de entrada de la partícula.

En ocasiones el calorímetro cuenta además con una segmentación a lo largo del mismo que permite estudiar el perfil longitudinal de la cascada. Dado que las cascadas electromagnéticas y hadrónicas tienen diferentes perfiles transversales (más ancho y con mayores fluctuaciones el hadrónico) y longitudinales (el electromagnético se inicia antes y fluctua menos), la segmentación de un calorímetro permite que este dé información adicional sobre la naturaleza de la partícula cuya energía ha sido medida.

En DELPHI existen dos calorímetros electromagnéticos, HPC y EMF en la parte 'barrel' y 'forward' respectivamente y uno hadrónico, HAC, que cubre el 98% del ángulo sólido.

La HPC

La HPC[3] es uno de los detectores más innovadores del experimento por utilizar en calorimetría la técnica de proyección temporal, siendo una de las primeras aplicaciones a gran escala de este método. Esto consiste en que el volumen de deriva incorpora 8 zonas de conversión de alta densidad (de plomo) y la señal de los electrones producidos en las cascadas creadas es conducida por deriva hasta las cámaras de lectura. Se logra así información tridimensional sobre las cascadas, mejorando la resolución espacial y la identificación, sin aumento en el número de canales de lectura, ya que la tercera coordenada se obtiene a partir del tiempo de deriva.

La HPC [8] está situada en el interior del solenoide y tiene forma cilíndrica. Está dividida en 144 módulos trapezoidales: 24 partes en azimuth $(r-\varphi)$ y 6 longitudinalmente. Cubre la zona angular $43^{\circ} \leq \theta \leq 137^{\circ}$. Cada módulo cubre 15° en φ y tiene 90 cm de longitud, excepto los dos de los extremos, que miden 70 cm. Los espacios muertos entre módulos están en principio cubiertos

[3]**H**igh density **P**rojection **C**hamber.

por el calorímetro hadrónico, cuyas torres cubren también 15° en φ pero están desplazados 7.5° respecto los de la *HPC*.

En cada módulo el campo eléctrico de deriva, que es paralelo al campo magnético, está creado por hilos de plomo paralelos pegados y conectados a un divisor de tensión, que actúan a la vez de material pasivo induciendo la producción de las cascadas. Los hilos se agrupan en cintas de 5 *cm* de ancho que se doblan en forma de acordeón dejando un espacio de 8 *mm* para el gas. El grosor de cada capa es de $\sim 0.5X_0$ y el número total de longitudes de radiación es 19. La cámara situada en el extremo del módulo tiene un cátodo de lectura segmentado de forma especial, con 128 canales de lectura y un diseño que permite una mejor separación de las cascadas y reconstrucción de su eje.

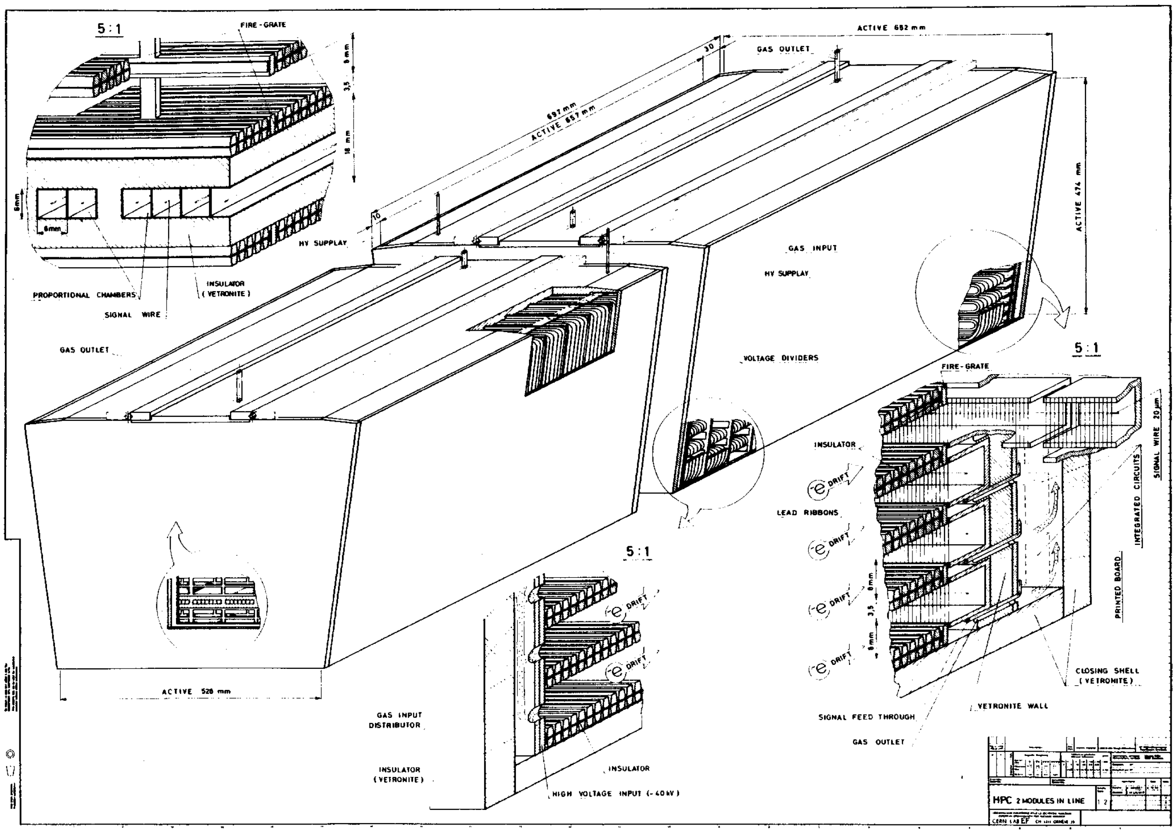

Figura III.9: La HPC

Para proporcionar una respuesta rápida utilizable para el 'trigger' (principalmente para electrones) se ha incluido dentro de cada módulo una lámina de centelleador.

Los parámetros físicos calculados en los test previos son:

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{21\%}{\sqrt{E}} \quad (E \; en \; GeV) \tag{III.8}$$

$$\sigma_z \approx 0.4 \; cm \tag{III.9}$$

$$\sigma_{r\varphi} \approx 1 \; cm \tag{III.10}$$

$$\sigma_\theta \approx 18 \; mrad \tag{III.11}$$

$$\sigma_\varphi \approx 75 \; mrad \tag{III.12}$$

Según recientes estimaciones, se ha mejorado sensiblemente la resolución espacial ($\sigma_{r\varphi} \approx 20 \; mm, \sigma_z \approx 10 \; mm$), pero todavía no se ha alcanzado la medida óptima en la dirección del showers ($\sigma_\theta \approx 50 \; mrad$), ni en la resolución de energía ($\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{23\%}{\sqrt{E}}$).

El EMF

El EMF o $FEMC$[4] [9], cubre en DELPHI las zonas angulares $8^\circ \leq \theta \leq 37^\circ$, $143^\circ \leq \theta \leq 172^\circ$. Está formado por dos discos de unos 5 m de diámetro que tapan cada uno un extremo del detector. Cada contador está formado por un bloque de vidrio de plomo (tipo SF3), con forma de pirámide truncada (orientado hacia el punto de interacción), con una longitud de 41 cm y una sección transversal de $5 \times 5 \; cm^2$ en la cara frontal. La medida de la energía se realiza en este caso por medio de la captación y posterior amplificación de la radiación de Cherenkov emitida por las partículas del shower.

En este caso no hay información de la dirección del shower, pero tenemos una mejor resolución en energía, estimada en: $\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{6.0}{\sqrt{E}}\%$

[4] **F**orward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter.

El HAC

El calorímetro hadrónico [10] es un calorímetro con hierro como material pasivo y capas de tubos multihilos funcionando en modo streamer, como parte activa. En realidad hay dos, uno 'barrel' y otro 'forward'. En la zona 'barrel' está situado alrededor del imán y además de su misión como calorímetro, desempeña la función de cerrar el flujo del campo magnético (gracias a la gran masa de hierro que lo compone). En la zona 'forward' se encuentra a su vez dividido en dos partes, una en cada 'end cap'.

El detector está formado por una sucesión de capas de hierro de 5 cm de grosor y huecos de 2 cm en los que se sitúan los tubos multihilo. El espesor total es de 110 cm de hierro (aproximadamente 6 longitudes de absorción).

La resolución espacial ($\Delta\theta \approx 3°, \Delta\varphi \approx 4°$) viene dada por los 'pads' de cobre de lectura, de unos $25 \times 25\ cm^2$ de área y agrupados para la lectura en torres de 5, orientadas al punto de interacción.

La resolución en energía actual es: $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{120\%}{\sqrt{E}} \quad (E\ en\ GeV)$.

Además de medir la energía da señal para el 'trigger' y contribuye a la identificación.

III.4.3 Detectores de identificación

El *RICH*

El *RICH* (**R**ing **I**maging **Ch**erenkov Counter), es otro de los detectores innovadores de DELPHI [4] (no hay nada parecido en los otros experimentos del LEP). Es un detector que aprovecha el efecto Cherenkov para la identificación de partículas (e/π/K/p) incluso dentro de jets.

Para cubrir un rango amplio de velocidades se utilizan dos medios de índices de refracción diferentes: C_5F_{12}, gas, para energías mayores y C_6F_{14} (freón), líquido, para energías más bajas. Entre ellos existe una cámara de deriva para la detección de los fotones Cherenkov.

La focalización del cono de luz de Cherenkov es distinta para los dos medios. Para el medio líquido es directa sobre la cámara de deriva que está a continuación (figura III.10), debido a su pequeño espesor. En el caso del medio gaseoso, al tener menor densidad, debe haber un espesor mayor para que la cantidad de fotones emitidos sea suficiente. Esto hace necesario una focalización por medio de una serie de espejos parabólicos hacia la misma cámara de deriva, situada ahora delante del radiador.

Figura III.10: Esquema del 'barrel' *RICH*

En ambos casos el resultado final es una circunferencia (o una elipse) medida por dos cámaras proporcionales situadas en los extremos de la cámara de deriva.

Se espera conseguir con este detector la separación π/K entre 0.25 GeV y 20 GeV, y entre 0.85 GeV y 30 GeV para K/p.

En DELPHI hay dos detectores basados en el mismo principio, uno en la zona 'barrel' y otro en la 'forward', con algunas diferencias debido a la geometría y la la posición relativa de los campos eléctrico y magnético en los detectores de fotones.

Cámaras de muones

Están situadas tras el calorímetro hadrónico [4]. Su finalidad es identificar los muones, que, al no producir showers electromagnéticos ni hadrónicos, son las únicas partículas que penetran fácilmente hasta estas cámaras de deriva, que cubren gran parte del ángulo sólido. En las cámaras 'barrel' los hilos de los tubos son paralelos al eje OZ y esta coordenada es medida por el tiempo de llegada de la señal a los extremos; se tiene así una resolución $\sigma(r\varphi) \sim 1\ mm$, $\sigma(z) \sim 10\ mm$ por punto (con 3 puntos), que permite la comparación con la extrapolación de cada traza medida en el detector central.

Las cámaras de la zona forward tienen dos capas y una resolución de unos 2 mm.

III.4.4 Otros detectores

TOF

El TOF [11] (**T**ime **o**f **F**light) está formado por un plano de 172 contadores de centelleo (NE110). Está situado entre el solenoide y el calorímetro hadrónico, cubriendo la zona 'barrel' (también se ha incorporado con posterioridad otro equivalente en la zona 'forward', el HOF). El interés de este detector es por un lado proporcionar un señal rápida para el 'trigger' y por otro realizar una medida del tiempo de vuelo para eliminar cósmicos.

SAT

El SAT [4] (**S**mall **A**ngle **T**agger) es el principal monitor de luminosidad del experimento (existe un $VSAT$). Está situado junto al tubo de vacío, cubriendo una zona de ángulos pequeños ($3^\circ < \theta < 8^\circ$ y $172^\circ < \theta < 177^\circ$) donde predomina el 'scattering' de Bhabha (diagrama de la figura I.2). Este es un proceso ya clásico y bien conocido a nivel teórico y experimental.

Está compuesto por un detector de trazas formado por tres planos de detectores de silicio (que no han entrado en funcionamiento hasta 1992) y un calorímetro electromagnético tipo 'sandwich' de plomo y centelleador, con una resolución en energía de $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E}}$ (E *en* GeV). Para definir precisamente el área activa, se ha colocado una máscara de plomo (unas 12 longitudes de radiación) en torno a los límites del calorímetro, evitando así posible pérdidas debido a ineficiencias por efectos de borde en el detector. De esta manera se detectan estos electrones y a partir del número de cuentas y de la sección eficaz teórica se puede obtener la luminosidad real.

Figura III.11: Detectores de trazas de DELPHI

Figura III.12: Calorímetros de DELPHI

III.5 El 'trigger'

Para los valores de luminosidad alcanzados en el LEP se tienen del orden de un Z^O cada dos segundos. Esto plantea dos problemas importantes. Primero que cierto tipo de detectores complejos (especialmente la TPC) no pueden estar tomando datos de continuo, necesitan ser activados en el momento en que pasan las partículas. El segundo está relacionado con falsos sucesos Z^O, como pueden ser cósmicos, interacciones 'beam-gas' o simplemente ruido electrónico. Si no eliminamos este tipo de sucesos, perderíamos gran parte de los buenos, ya que muchos detectores tienen un tiempo muerto después de cada medida. Además el volumen de información se haría excesivamente grande y no habría tiempo ni espacio físico para almacenar los datos (y mucho menos para analizarlos).

De aquí la necesidad de un 'trigger' (disparador) que active los detectores en el momento en que una serie de partículas atraviese el detector y tengan unas características que correspondan a buenos sucesos.

Para futuros desarrollos del acelerador, con mayores luminosidades, se ha diseñado un trigger con 4 niveles, aunque durante la toma de datos de los años 90 y 91 se han utilizando sólo dos [13] y en 1992 ha entrado en funcionamiento el tercero.

Los dos primeros niveles son síncronos con el BCO (**B**eam **C**ross **O**ver, cruce de los haces) que ocurre cada 22 μs. Los tiempos de decisión son 3 y 40 μs respectivamente, de manera que si un suceso es aceptado por el primer nivel se pierde un BCO.

Los niveles 3 y 4 son asíncronos respecto al BCO y el tiempo de procesado es de 30 y 400 ms, respectivamente.

La decisión central de los triggers síncronos la toma el llamado 'Trigger Supervisor', módulo que recibe y procesa la información de los distintos sub-triggers. Las componentes principales de estos niveles de trigger son [4]:

Trigger de trazas

Consta de dos componentes independientes, una en la zona barrel y otra forward. En el barrel, el primer nivel viene dado por la correlación en $r\varphi$ entre las señales del ID y del OD.

La TPC proporciona un segundo nivel, según dos componentes, el llamado trigger R-Z, que opera sobre la proyección R-Z de cada sector de la TPC y el 'contiguity trigger', basado en correlaciones en el espacio tridimensional, usando grupos de pads.

En la zona forward, los dos niveles vienen dados por las cámaras FCA y FCB.

Trigger de muones

Basado en el TOF y cámaras de muones en el barrel y por éstas y el HOF en la zona forward, selecciona los sucesos candidatos a ser pares de muones.

Trigger de energía electromagnética

En el barrel el primer nivel es activado por los centelleadores de la HPC y el segundo viene dado por la medida de la altura de los pulsos en los grupos de pads de cada módulo, requiriendo un mínimo de energía depositada, para evitar falsas señales procedentes de la radiactividad natural o de ruidos electrónicos.

En la zona forward la señal viene dada por el FEMC tanto para el nivel 1 como para el 2, con información proviniente de superbloques, consistentes en grupos de 16-32 bloques de vidrio de plomo.

Trigger de energía hadrónica

De forma parecida actúa el calorímetro hadrónico, para deposiciones de energía en showers hadrónicos.

Trigger de bhabhas

Proporcionado por los dos monitores de luminosidad, el SAT y el VSAT. Se requiere una deposición coplanar mínima (13 Gev en el SAT y 30 en el VSAT) así como determinadas multiplicidades.

Figura III.13: Trigger de DELPHI

III.6 Los programas de análisis

A la vista de la gran complejidad del detector y la gran cantidad de datos obtenidos, no es extraño que se hayan elaborado extensos programas (y en absoluto sencillos) para interpretar toda la información.

El análisis comienza con el programa *DELANA* (**DEL**phy data **ANA**lysis program) [20], que actúa directamente sobre los datos tal y como se obtienen de los detectores, 'RAW DATA'. El proceso tiene las siguientes etapas:

- Trasformar el 'raw' en datos calibrados, *TD* ('track detector')
- Dentro de cada detector relacionar los datos y buscar los posibles elementos de traza; *TE*, 'track elements'
- Conectar las *TE* de los distintos detectores, buscando los candidatos a traza, *TS*, 'track strings'
- Ajustar las *TS* para resolver las posibles ambigüedades a ese nivel para producir *TK*
- Finalmente estas *TK* se agrupan en grupos *TB* (track bundles) representando candidatos a vértices, que se ajustan dando lugar a las *TV* ('track vertex')

Todos estos datos se almacenan en forma de bancos (bancos TE, bancos TK, etc), de acuerdo con una estrucutura convenida, para su posterior utilización por otros programas de análisis o de visualización gráfica. El resultado es un fichero de datos con una estructura llamada *TANAGRA* [14] esquematizada en la figura III.14.

El siguiente paso del análisis es la construcción de la *DST* (**D**ata **S**ummary **T**apes) con el programa PXDST, que añade nuevos bancos a la estructura anterior. En esta etapa se completa la información (p. ej. calorimetría combinada), pero sobre todo está encaminada a obtener cantidades físicas (masas invariantes, número de jets, número de partículas por jet...) y a la identificación de las trazas.

Dentro del grupo de física del tau se ha desarrollado otro programa, TAUANA [15], que realiza este trabajo, pero teniendo en cuenta las peculiaridades de los sucesos $\tau^+\tau^-$ y en parte aprovechando lo realizado en la *DST*. La salida de este programa es en forma de ntuplas, creadas con HBOOK [21], que posteriormente pueden ser leidas por PAW [22]

Otra posibilidad es utilizar el programa gráfico de DELPHI, *DELGRA*, que actúa directamente sobre TANAGRA y ofrece la posibibilidad de ver los sucesos tal y como se han detectado. Es un método lento (hay que estudiar suceso a suceso) pero útil en algunos casos concretos para resolver situaciones extrañas y para comprobar de alguna manera el correcto funcionamiento de la cadena de análisis.

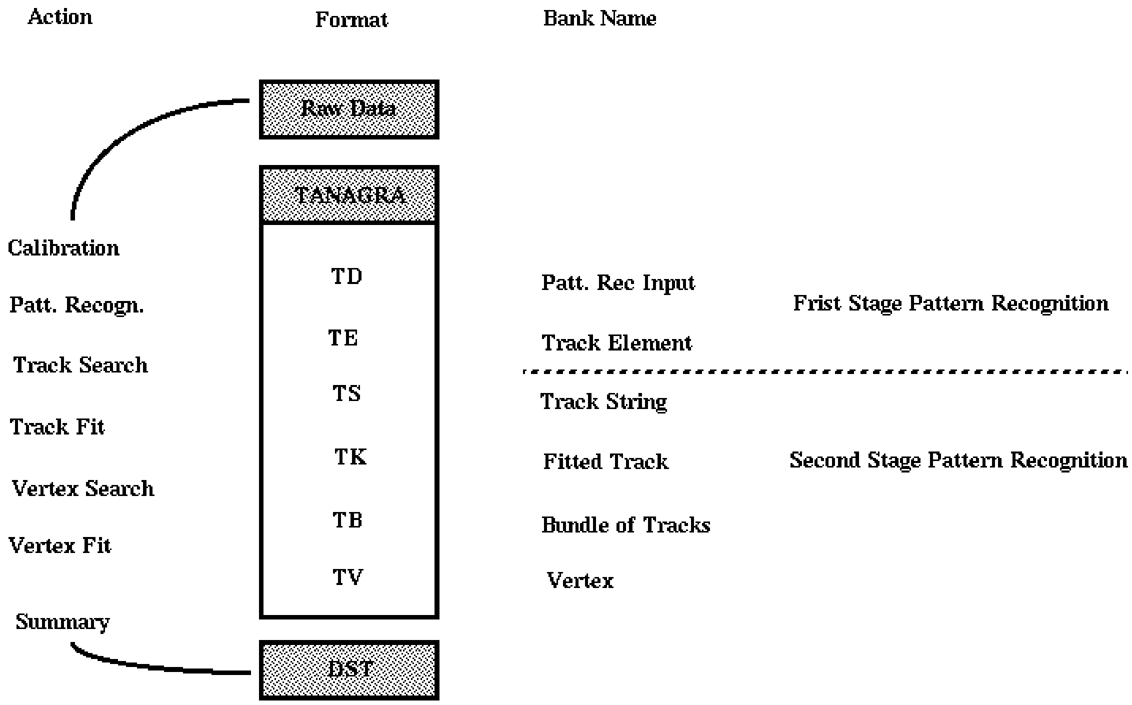

Figura III.14: Esquema de la estructura TANAGRA de almacenamiento de datos.

III.7 Los programas de simulación

La complejidad de la respuesta del detector no sólo dificulta el análisis sino que hace necesaria la simulación para comparar las predicciones teóricas con lo que se ha medido . Para ello en DELPHI se han desarrollado dos programas: *DELSIM* [16] y *FASTSIM* [17].

El primero es el programa de simulación detallada donde no solamente se sigue paso a paso la historia de cada partícula sino que se simula la respuesta de cada detector (obteniendo 'RAW DATA'). Se tiene en cuenta todos los detalles geométricos del detector (posibles agujeros, etc) y los distintos materiales que los componen.

El segundo es la simulación rápida que se basa en una simplificación de la geometría de los detectores y de la respuesta que dan (se da ya a nivel de *TE*) [18]. Es del orden de 100 veces más rápido y en casi todos los casos los resultados son parecidos. Es muy útil por tanto cuando se requiere una estadística alta, pero no gran precisión en algunos aspectos.

Por último decir que para la generación de sucesos τ, se utiliza el programa *KORALZ* diseñado específicamente para el decay $Z^o \rightarrow \tau^+\tau^-$ y que tiene un muy buen tratamiento de las correcciones radiativas y los efectos de la polarización [19].

Figura III.15: Esquema general de conexión del software 'Off-Line' de DELPHI

Referencias

[1] Proceedings of the LEP Summer Study, CERN 79-01.

[2] Arnison et al., Phys. Lett. 122B, 103 (1983)
Bagnaia et al., Phys. Lett. 129B, (1983) 130.

[3] S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. 19, 1264 (1967)
A.Salam en Elementary Particle Theory, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Estocolmo, 1968)p.367
S.L.Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.

[4] DELPHI Technical Proposal, DELPHI 83-66.
DELPHI Progress Reports 1984-1989.
DELPHI col,'The DELPHI detector at LEP', Nucl. Inst. and Meth. A303 (1991) 233

[5] P.Roudeau, Proceedings of the 13th International Winter Meeting, I.E.N. Cuenca,1985.

[6] C.Brand et al., Nucl.Inst.and Meth. A283(1989)567.
C.Brand et al., IEEE Trans. Nucl.Sc. NS36(1989)122.

[7] F.Hartjes et al., Nucl.Instr. and Meth. A289(1990)400.

[8] M.Berggren et al., Nucl.Inst.and Meth. A225 (1984)477.
A.Cattai et al., Nucl.Inst.and Meth. A235 (1985)310.
V. Gracco et al., Nucl.Inst.and Meth. A252 (1986)573.
F.Navarria et al, Nucl.Inst.and Meth. A257 (1987)499.
H.G. Fischer et al, Nucl.Inst.and Meth. A265 (1988)218.

[9] P.Checchia et al., Nucl.Inst.and Meth. A248(1986)317.
G.Barichello et al., Nucl.Inst.and Meth. A254(1987)111.
P.Checchia et al., Nucl.Inst.and Meth. A275(1989)49.

[10] N.A. Filatova, Nucl.Inst.and Meth. A243(1986)91.
G.D. Alekseev et al., Nucl.Inst.and Meth. A269(1988)652.

[11] P.Allen et al, Nucl.Inst.and Meth. A277(1989)347.
J.M.Benlloch et al, Nucl.Inst.and Meth. A290(1990)327.
J.M.Benlloch et al, Nucl.Inst.and Meth. A292(1990)319.

[12] Data Analysis Group, Data Flow and Data Structures in Detector Pattern Recognition Modules, DELPHI 87-35.

[13] S.O. Holmgren et al., DELPHI 87-12 DAS 48,Feb 1987.
J. Fuster et al., DELPHI 91-112 DAS 115, Dic 1991.

[14] D.Bertrand, TANAGRA User's Guide, DELPHI 87-95.

[15] P.Vaz, comunicación privada.

[16] DELSIM User Guide DELPHI 89-67, Reference Manual DELPHI 89-68.

[17] J.Cuevas, J.Marco et al., Nucl.Inst.and Meth. A274(1989) 459.

[18] J.Cuevas, Tésis U.Cantabria Nov, 1987

[19] S. Jadach and Z. Was, Comp. Phys. Commun. 36 (1985) 191.

[20] DELPHI Data Analysis Program (DELANA), User's Guide, DELPHI 89-44.

[21] R.Brun, D.Lienart, HBOOK User Guide, CERN Program Library Y250.

[22] R.Brun, O.Couet et al., PAW Physics Analysis Workstations, CERN Program Library Q121,Aug 1989.

Capítulo IV

Selección de sucesos

$\therefore$

IV.1 Introducción

Como paso previo a cualquier estudio sobre el τ hay que definir una selección que separe las interacciones del tipo $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ del resto de sucesos, $e^+e^- \to e^+e^-$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \to q\bar{q}$, $e^+e^- \to e^+e^-f\bar{f}$, rayos cósmicos, interacciones 'beam-gas', etc. La proporción inicial de $\tau^+\tau^-$ es aproximadamente un 3% y se pretende trabajar con una muestra suficientemente limpia (del orden del 98% de $\tau^+\tau^-$). Como en todo análisis, es importante tener una eficiencia de selección alta, para reducir los errores estadísticos. Más aún, en este análisis se ha tenido muy en cuenta el minimizar los errores sistemáticos y el buscar una selección válida para cualquier tipo de estudio sobre el τ. Esto implica utilizar el mínimo número de variables posible, que estas variables tengan variación suave en la zona del corte y no usar identificación específica de canales de desintegración del τ, porque se podrían introducir sesgos en la muestra final.

Para este análisis se han utilizado los datos tomados por el detector DELPHI durante el período de toma de datos de los años 1990 y 1991. Debido a la evolución del detector el procedimiento es ligeramente distinto para los datos de un año y de otro.

A continuación pasaré a describir las características principales de cada uno de los tipos de sucesos arriba comentados y cómo aprovecharlas para realizar la separación requerida. Finalmente explicaré el cálculo de la eficiencia y fondo resultantes de esta selección.

IV.2 Características de los sucesos cerca de la resonancia del Z^O

Paso a describir brevemente las características principales de las reacciones más importantes a estas energías y cómo se pueden distinguir de $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ en el detector DELPHI. En la figura IV.2 se pueden ver algunos ejemplos.

IV.2.1 $e^+e^- \to q\bar{q}$

Son los sucesos más abundantes, (se producen unos 21 por cada $\tau^+\tau^-$). Debido a la hadronización del par de quarks y la de los posibles gluones producidos, en el estado final se observan gran cantidad de partículas (cargadas y neutras); el número medio de trazas cargadas observado es de unas 21 [1]. Estas trazas están agrupadas en jets o chorros de partículas, típicamente uno por quark o gluón. Además, son sucesos bastante esféricos, o sea, todas estas trazas aunque dentro de uno de estos jets, están distribuidas en el espacio y no concentradas, dado que los jets son muy abiertos.

IV.2.2 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$

En este caso, cuando el Z^O se desintegra dando un par de muones, el ritmo de producción es el mismo que para $\tau^+\tau^-$. Son sucesos bastante claros, ya que en los detectores de trazas se observan dos partículas de alta energía, cada una con toda la accesible, muy colineales ('back to back') y que atraviesan los calorímetros dejando señal de partículas de ionización mínima (*mip*).

La situación se complica en el caso de que se produzca la emisión de un fotón radiativo, ya que entonces se produce una acolinelidad y parte de la energía de las trazas cargadas pasa al fotón con lo cual aparece como perdida en los detectores de trazas. Sin embargo, se siguen teniendo los dos muones y con la peculiaridad de que, pese a la emisión del fotón, uno de los dos suele tener un momento muy próximo al máximo.

IV.2.3 $e^+e^- \to e^+e^-$

Es una situación parecida al caso anterior. Ahora hay que tener también en cuenta la producción por el canal t, que hace aumentar la sección eficaz, especialmente para ángulos polares bajos. También se producen dos trazas de momento máximo, sólo que esta vez hay deposición en los calorímetros electromagnéticos (en principio, se debería ver toda la energía).

Aquí aparece un problema similar al planteado antes con los sucesos radiativos. Otra complicación que se presenta es la mayor probabilidad que tienen los electrones de producir interacciones secundarias con el detector, lo que dificulta la medida del momento.

IV.2.4 $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$

Son procesos de interacción a dos fotones, predominantemente según el diagrama (en orden más bajo) de la figura IV.1. Los electrones iniciales son dispersados con ángulo pequeño, de manera que habitualmente se pierden por el tubo del haz y no son detectados, y se llevan gran parte de la energía disponible. Se caracterizan por tanto, por tener baja energía visible, bajo momento transverso y alta acolinealidad.

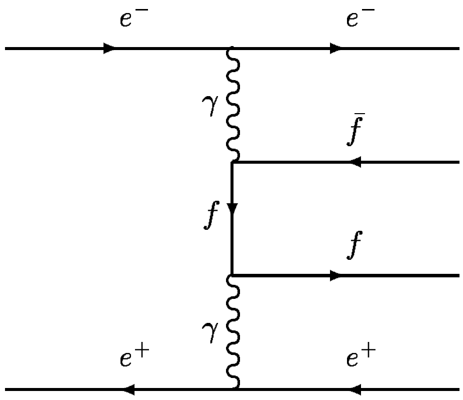

Figura IV.1: Diagrama principal del proceso $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$

IV.2.5 Rayos cósmicos

Pese a la profundidad a la que está situado el experimento, aún hay partículas procedentes de la radiación cósmica que llegan al detector y pueden dar señal (principalmente muones). El flujo en la superficie es de unas 100 partículas por metro cuadrado y por segundo [15], con una energía media de ≈ 2 GeV, con una dependencia en E^{-2}. La atenuación producida por atravesar los 100 metros de terreno hasta el detector reduce el flujo en un factor 100, aproximadamente. La mayoría de estos son eliminados directamente por el trigger, pero a pesar de todo quedan algunos en la muestra inicial de sucesos.

Dado que son trazas que no provienen del punto de interacción, sino que atraviesan el detector al azar, la característica principal es que la distancia del punto de máxima aproximación al vértice nominal de la interacción es grande. Si por casualidad atraviesa el detector por un punto próximo al de interacción, todavía se pueden distinguir por dos métodos más. Por una parte, puesto que hay una sola traza, que los programas de análisis considerarán como dos, la acolinealidad será muy pequeña. Por otra, hay información del tiempo de vuelo entre extremos opuestos de DELPHI medida por dos detectores (OD, TOF), de manera que un cósmico dará una diferencia de tiempos apreciable, mientras que en el resto de los casos las partículas llegarán simultáneamente a ambos lados.

IV.2.6 Interacciones 'beam-gas' y 'beam-wall'

Se pueden producir interacciones entre un e^+ o un e^- del haz con núcleos del gas residual del tubo o bien con las paredes del mismo. Es equivalente a una colisión de blanco fijo y por tanto la energía disponible en centro de masas es baja comparada con la de una interacción haz-haz ($\approx$ 10 GeV frente a 91 GeV). Debido a esto y a la particular cinemática estos sucesos se distinguen por el bajo momento transverso de sus trazas (la mayoría escapan por el tubo del haz sin ser obervadas y las restantes tienen un ángulo polar muy pequeño) y por la no compensación del momento total (todas las trazas tienden a ir en direcciones parecidas).

IV.2.7 $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$

Por ser procesos producidos en una aniquilación de e^+ y e^- con una E_{cm} grande, se distinguen de algunos de los anteriores por tener trazas de momento transverso relativamente alto y originadas en el punto de interacción. Otra característica es la baja multiplicidad final, dado que inicialmente se producen sólo dos partículas que se desintegran en unas pocas (típicamente 1 o 3 cargadas y hasta 3 π°). Sin embargo, la mayor peculiaridad es que en esta desintegración se producen siempre neutrinos (al menos 2 por suceso) que son indetectables en el experimento, reflejándose en una pérdida de momento y energía visibles y produciendo una acolinealidad en las trazas observadas. Finalmente, como las partículas detectadas provienen de la desintegración de un τ de alta energía (la transformación de Lorentz del sistema en reposo del τ al sistema laboratorio tiene $\gamma \approx 25$), tienden a estar todas muy colimadas.

Por tanto, pese a la distinta apariencia de un suceso $\tau^+\tau^-$ dependiendo del modo de desintegración de cada τ, se pueden destacar algunos aspectos que les diferencian del resto:

- multiplicidad baja; de 2 a 6 cargados y hasta neutros.
- si para uno de los τ hay más de 1 traza, están agrupadas en un 'jet' muy colimado.
- acolinealidad moderada; entre 1° y 10° en la mayoría de los casos.
- trazas procedentes del punto de interacción.
- momento transverso elevado.
- momento perdido, pero momento visible relativamente alto.

IV.3 Selección

El primer paso en la selección consiste en el cálculo del eje de thrust, con las partículas cargadas. Este eje se define como la dirección $\vec{u}$ que maximiza:

$$\Sigma_i |\vec{p_i}\vec{u}| \tag{IV.1}$$

siendo el sumatorio sobre todas las partículas (las cargadas en este caso) y los $\vec{p_i}$ los momentos individuales de cada una de ellas. Este eje, es una aproximación muy buena a la dirección en que ha sido generado el par de taus. Se utilizan únicamente las trazas cargadas, porque dan suficiente información de esta dirección y el incluir las neutras, aumentaría la indeterminación, más que disminuirla, debido a que en general, sus energías y direcciones están peor reconstruidas. De acuerdo con un plano perpendicular a él se divide el espacio en dos hemisferios, correspondientes a cada uno de los taus.

Para cumplir el objetivo fijado de no introducir sesgos, se definen variables globales del hemisferio, independientemente del número de cargados o neutros que haya. En particular se asignará a cada hemisferio el momento (en módulo) de la traza más energética, que llamaremos traza principal, y la energía calorimétrica correspondiente a todo lo que se encuentre en un cono de 30° en torno al eje de thrust.

Para reducir en lo posible el efecto de trazas producidas en interacciones secundarias con el detector (principalmente conversiones de γ), sólo se considerarán como buenas trazas aquellas procedentes de una zona de seguridad en torno al punto de interacción (5 cm en r y 10 en z). De esta manera se evitan todas las conversiones en los detectores anteriores a la TPC y en la pared interna de ésta (pero no las producidas en la pared del tubo), sin apenas perder ninguna traza primaria.

Debido a las distintas características del detector en la zona 'barrel' y en la zona 'forward' el análisis será ligeramente distinto en ambos casos y lo detallaré por separado. También existen pequeñas diferencias en el tratamiento de los datos del año 90 y los del 91, que iré señalando cuando corresponda.

IV.4 Selección en la zona 'barrel'

Consideraré como 'barrel' la zona del ángulo polar $43° < \theta < 137°$. Aquí tenemos una buena resolución en momento (sección III.4.1), información completa de los calorímetros y del micro-vertex (ver la figura III.3). En realidad, esta zona viene definida precisamente por los límites de la HPC y del OD.

Se aplica un primer conjunto de cortes para eliminar sucesos no provinientes de un Z^o leptónico, especialmente $e^+e^- \to q\bar{q}$ y $e^+e^- \to e^+e^-f\bar{f}$:

- $2 \leq N_{trk} \leq 6$
- $\theta_{iso} \geq 160°$
- $E_{vis} > 8\ GeV$

donde N_{trk} es el número de trazas que verifiquen la condición anteriormente citada de proximidad al punto de interacción; θ_{iso} es el angulo de aislamiento, definido como el ángulo mínimo entre trazas situadas en hemisferios opuestos; E_{vis} es la energía total calculada sumando los momentos de las partículas cargadas y la energía electromagnética de las neutros. La variable θ_{iso} limita tanto la acolinealidad máxima como el ángulo de apertura del jet (cuando hay más de dos trazas), siendo a la vez eficaz para rechazar $e^+e^- \to e^+e^-f\bar{f}$ y $e^+e^- \to q\bar{q}$. En las figuras IV.9, IV.10 y IV.11 se pueden ver distribuciones de estas variables para datos reales, comparadas con lo esperado por la simulación.

El siguiente paso es el rechazo de los otros canales leptónicos de desintegración del Z^o, $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ y $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$, con los siguientes criterios:

- $P_{rad} < \begin{cases} 0.92 \text{ (año 1990)} \\ 1 \quad \text{(año 1991)} \end{cases}$
- $E_{rad} < 1$

Estas dos variables están definidas como $P_{rad} = \frac{\sqrt{p1^2+p2^2}}{E_{haz}}$ y $E_{rad} = \frac{\sqrt{e1^2+e2^2}}{E_{haz}}$, donde p1 (p2) y e1 (e2) son el momento y la energía electromagnética asociada a cada τ como se ha explicado anteriormente. Se han escogido de esta manera para minimizar la relación fondo leptónico/señal, utilizando sólo dos variables. Para comprender el funcionamiento de estos cortes basta ver las distribuciones bidimensionales p1 (e1) frente p2 (e2) (figuras IV.5 y IV.6). Los sucesos seleccionados por este criterio son los que se encuentran dentro del arco circunferencia superpuesto, donde están la mayoría de los $\tau^+\tau^-$. Al contrario, el resto de los sucesos leptónicos (sólo los e^+e^- en la figura IV.6) tienden a tener los momentos o energías (normalizados a E_{haz}) de los dos hemisferios próximos a 1. Si el suceso es radiativo, al menos una de las trazas tiene un valor cercano a 1. La comparación de las figuras IV.5 con IV.7 y IV.6 con

IV.8 muestra claramente la ventaja de usar las distribuciones unidimensionales P_{rad} y E_{rad} en vez de las bidimensionales de p1 frente a p2 y e1 frente a e2. El corte en P_{rad} es distinto en datos del 90 y del 91, debido a la distinta resolución en momento. En la figura IV.3 se puede apreciar la diferencia.

Se eliminan rayos cósmicos e interacciones beam-gas y beam-wall con los siguientes requerimientos en el párametro de impacto.

- $|z1| < 4.5\ cm$ y $|z2| < 4.5\ cm$
- $|r1| < 1.5\ cm$ y $|r2| < 1.5\ cm$

donde r1 y r2 son el parámetro de impacto en el plano $r\varphi$ de las trazas principales, respecto al punto de interacción y z1 y z2 son las distancias en sentido longitudinal (según la dirección del haz) entre el punto de máxima aproximación y el punto de interacción.

Después de todos estos cortes, la muestra está muy enriquecida en $\tau^+\tau^-$, pero hay todavía demasiado fondo de cósmicos y $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$. Como son principalmente sucesos con dos trazas se aplica una nueva serie de condiciones sólo en este caso (ver figuras IV.13 y IV.14).

- $\theta_{acol} > 0.5°$
- $|z1 - z2| < 3\ cm$
- $|\vec{P}_T| > 0.4\ GeV$

donde $\vec{P}_T$ es la componente transversal del momento total del suceso (sumando los momentos individuales vectorialmente). El corte en $|z1 - z2|$, sirve para rechazar los cósmicos llegados a la TPC fuera de tiempo, de manera que los tiempos de deriva resultan mal calculados y la traza se divide en dos (una en cada mitad de la TPC) con valores de z distintos.

IV.5 Cálculo de la eficiencia 'barrel'

La eficiencia de la selección ha sido calculada por simulación. Los sucesos $\tau^+\tau^-$ son generados con KORALZ [5], simulando la respuesta del detector con DELSIM [2] y procesando la salida con los programas de análisis de DELPHI (DELANA [3] y PXDST) igual que si fueran datos tomados por el detector. Se obtiene de aquí la proporción de sucesos que superan los criterios de selección. Posteriormente se aplican unas pequeñas correciones debidas a diferencias encontradas entre datos y simulación.

IV.5.1 Datos de 1990

El valor obtenido para la eficiencia directamente de la simulación es $\epsilon = 51.67 \pm 0.20$ con respecto al número total del $\tau^+\tau^-$ generados en todo el ángulo sólido. Se han aplicado las siguientes correcciones por diferencias apreciables entre la simulación y los datos:

- la eficiencia en la reconstrucción de trazas en las proximidades de las zonas muertas entre sectores de la TPC (ver la sección III.4.1) es más baja en la realidad de lo que predice el MonteCarlo: 0.980 ± 0.005.
- la resolución en momento es peor para los datos que para la simulación: 0.993 ± 0.001.
- la distribución en el parámetro de impacto (r) es más ancha en el caso de los datos reales: 0.992 ± 0.004

El primer factor de corrección se puede calcular a partir de la distribución en φ módulo $60°$. Si suponemos que la eficiencia lejos de la zona muerta, la zona plana en la figura, es la misma en los dos casos, se puede normalizar las dos distribuciones allí y corregir por las diferencias que se observan en la zona ineficiente.

Los otros dos ha sido calculados comparando las resoluciones medidas en datos y en simulación, haciendo un 'smearing' sobre el MonteCarlo para compensar las diferencias y observando cómo afecta este a la eficiencia.

IV.5.2 Datos de 1991

De la simulación se obtiene $\epsilon = 53.39 \pm 0.16$. También en este caso hay que aplicar algunas correcciones:

- ineficiencia en los cracks de la TPC (figura IV.4): 0.9935 ± 0.0025.
- anchura de la distribución del parámetro de impacto: 0.997 ± 0.002.