

T.D.  
125-I

Universidad de Valencia  
Facultad de Ciencias Físicas

ESTUDIO DEL CALORIMETRO ELECTROMAGNETICO  
"FORWARD" DE DELPHI. APLICACION A LA  
BUSQUEDA DEL BOSON DE HIGGS HO EN LEP-I

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA BIBLIOTECA CIÈNCIES
Nº Registre 17826
DATA 25-11-05
SIGNATURA TD 125
Nº LIBIS:

616881564

C:19287038



**OBRA DE CONSULTA**  
EXCLOSA DE PRÉSTEC  
NO SE PRESTA

Memoria presentada por:  
JUAN JOSE GOMEZ CADENAS  
para optar al grado de  
Doctor en ciencias físicas

BIBLIOTECA  
FACULTAD DE C. FÍSICAS

UMI Number: U603082

All rights reserved

INFORMATION TO ALL USERS

The quality of this reproduction is dependent upon the quality of the copy submitted.

In the unlikely event that the author did not send a complete manuscript and there are missing pages, these will be noted. Also, if material had to be removed, a note will indicate the deletion.



UMI U603082

Published by ProQuest LLC 2014. Copyright in the Dissertation held by the Author.  
Microform Edition © ProQuest LLC.

All rights reserved. This work is protected against  
unauthorized copying under Title 17, United States Code.



ProQuest LLC  
789 East Eisenhower Parkway  
P.O. Box 1346  
Ann Arbor, MI 48106-1346

JORGE VELASCO GONZALEZ colaborador científico del CSIC  
y miembro del IFIC de la universidad de Valencia:

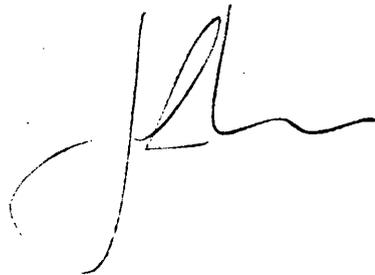
CERTIFICA: que la presente memoria

"ESTUDIO DEL CALORIMETRO ELECTROMAGNETICO FORWARD DE  
DELPHI. APLICACION A LA BUSQUEDA DEL BOSON DE HIGGS H0 EN  
LEP-I"

Ha sido realizada bajo mi dirección en el Instituto de  
Física Corpuscular por D. Juan José Gómez Cadenas y  
constituye su Tesis para optar al grado de Doctor en  
Ciencias Físicas.

Y para que así conste en cumplimiento de la legislación  
vigente firmo el presente certificado a:

Burjassot, 10 de Noviembre de 1986





A

Ella:  
Lògica y aguda  
Olvidadiza y nerviosa  
Inteligente  
Noble, valerosa y fiel  
Adorable.

## AGRADECIMIENTOS

Como es habitual en estos casos, este trabajo hubiera sido irrealizable sin la generosa ayuda de mucha gente.

Mencionarlos a todos, es, cuestión de falta de espacio y poca memoria, difícil, y ya de entrada desisto de ello. Quiero sin embargo citar algunos nombres que para mi son significativos.

Jorge Velasco ha dirigido esta Tesis; trabajando con el he aprendido física, han mejorado en algo mis modales y maneras de pensar, y, sobre todo, me he divertido enormemente.

Antonio Ferrer ha hecho posible, en gran medida este trabajo. Hace tan solo tres años, los recursos de cálculo, económicos, científicos, que he podido utilizar cómodamente hubieran sido impensables. Su dedicación al grupo de alta energía del IFIC y al proyecto DELPHI-Valencia ha sido, y es, la causa de que podamos trabajar en unas condiciones muy favorables, algo nada habitual por estos pagos.

Peter Sonderegger me convenció durante un verano de estudiante en el CERN de lo maravillosa que puede ser la profesión de físico experimental.

Eloina me lo ha recordado constantemente, a lo largo de los años.

Mucha gente ha perdido su tiempo discutiendo conmigo, comentando este o aquel aspecto, o, en la mayor parte de los casos enseñándome: T. Brobeck y P. Wilson, P. Checchia y A. de Angelis, E. Higon, B. Adeva y J. Cuevas entre otros.

En especial quiero agradecer a F. Richard el interés mostrado por este estudiante.

También quiero mencionar a los componentes de la colaboración FEMC a los que debo no pocos favores.

Muchos compañeros de fatigas han ayudado de distintos y, siempre eficaces modos: Especialmente útiles ha sido Rogelio Montañana, Concha Gonzalez y Rosario Rodriguez.

Este trabajo ha sido realizado en el Instituto de Física Corpuscular de la Facultad de Físicas de Valencia cuyo director es el Prof D. Fernando Senent, y en el departamento de Física Atómica molecular y Nuclear, cuyo coordinador es el Prof D. J.M. Bolta Alandete. A ambos y a todos los compañeros del Instituto mi agradecimiento por su apoyo.

INTRODUCCION. . . . .	1
-----------------------	---

PRIMERA PARTE

CAPITULO I.1

CALORIMETRIA ELECTROMAGNETICA EN FISICA DE ALTA ENERGIA

I.1.1 Introducció. . . . .	4
I.1.2 Cascadas electromagnéticas. . . . .	6
I.1.3 Calorímetros electromagnéticos. . . . .	16
I.1.4 Calorímetros homogéneos de vidrio de plomo. . . . .	17
I.1.5 Calorímetros no homogéneos. . . . .	20

CAPITULO I.2

EL CALORIMETRO ELECTROMAGNETICO "FORWARD" DE DELPHI

I.2.1 Introducció. . . . .	25
I.2.2 Geometría . . . . .	29
I.2.3 Soporte mecánico. . . . .	31
I.2.4 Cadena electrónica. . . . .	34
I.2.5 El módulo prototipo del FEMC	
Tests experimentales. . . . .	37

## CAPITULO I.3

### MEDIDA DE LA ENERGIA DE ELECTRONES Y FOTONES

I.3.1	Introducción. . . . .	.42
I.3.2	El montecarlo CEREN . . . . .	.43
I.3.2.1	Producción de la luz Cerenkov	
I.3.2.2	Transporte de la luz Cerenkov	
I.3.2.3	Eficiencia del sistema de lectura	
I.3.2.4	Obtención de la señal y medida de la resolución	
I.3.3	Simulación del prototipo del FEMC . . . . .	.49
I.3.4	Medida de la energía en los tests experimentales. . .	.52
I.3.5	Comparación del montecarlo con los resultados . . .	.54
I.3.6	Conclusiones. . . . .	.57

## CAPITULO I.4

### DETERMINACION DE LAS COORDENADAS DE INCIDENCIA DE ELECTRONES Y FOTONES.

I.4.1	Introducción. . . . .	.59
I.4.2	La simulación . . . . .	.60
I.4.3	Perfil de la cascada electromagnética . . . . .	.62
I.4.4	Algoritmos de reconstrucción de coordenadas . . . .	.63
I.4.4.1	Centro de gravedad.	
I.4.4.2	Algoritmos directos.	

I.4.4.2.1 El estimador  $X_b$ .

I.4.4.2.2 El estimador  $X_l$ .

I.4.5 Aplicación al FEMC. . . . .	.72
I.4.6 Análisis de datos experimentales. . . . .	.74
I.4.7 Conclusiones. . . . .	.76

## CAPITULO I.5

### UTILIZACION DEL FEMC EN LA SEPARACION PION-ELECTRON

I.5.1 Introducció. . . . .	.79
I.5.2 Separación de electrones y piones . . . . .	.80
I.5.3 Medida de la anchura de una cascada . . . . .	.83
I.5.3.1 La dispersión de la cascada	
I.5.3.2 El estimador $\lambda$	
I.5.4 Análisis de los datos experimentales. . . . .	.91
I.5.5 Otros algoritmos de separación $\pi/e$ . . . . .	.99
I.5.6 Conclusiones. . . . .	100

## SEGUNDA PARTE

### CAPITULO II.1

#### EL MECANISMO DE HIGGS

II.1.1 El concepto de simetría espontáneamente rota . . .	102
II.1.2 Ruptura espontánea de una simetría de gauge global. . . . .	106
II.1.3 El mecanismo de Higgs. . . . .	109
II.1.4 Ruptura espontánea de una simetría de Gauge local SU(2) . . . . .	113

### CAPITULO II.2

#### EL BOSON DE HIGGS H0 DEL MODELO STANDARD

II.2.1 El modelo standard . . . . .	116
II.2.2 Propiedades del bosón de higgs H0. . . . .	124
II.2.2.1 Acoplamiento del H0 con fermiones y bosones	
II.2.2.2 Cancelación de divergencias	
II.2.2.3 Masa del H0	

- II.2.3 Mecanismos relevantes de producción. . . . . 142
  - II.2.3. .1 Producción asociativa del H0
  - II.2.3. .2 Producción "gluónica" del H0
  - II.2.3. .3 La desintegración  $Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$
  - II.2.3. .4 El H0 en la desintegración de Omiums pesados.
- II.2.4 Elección de un canal prioritario en LEP-I. . . . . 159

CAPITULO II.3

EL DETECTOR DELPHI

- II.3.1 El detector DELPHI . . . . . 162
- II.3.2 La T.P.C. y la determinación del momento de una traza . . . . . 167
- II.3.3 Identificación de los muones . . . . . 172
- II.3.4 Los calorímetros electromagnéticos. La H.P.C. . . . 174
- II.3.5 El problema del material pasivo en DELPHI. . . . . 176
- II.3.6 El calorímetro hadrónico . . . . . 178
- II.3.7 La simulación del detector . . . . . 180

## CAPITULO II.4

### ANALISIS DEL PROCESO $e^+ e^- \rightarrow Z \rightarrow H f f$

II.4.1	Introducción . . . . .	183
II.4.2	Simulación montecarlo. . . . .	184
II.4.3	El mecanismo de Bjorken. . . . .	185
II.4.4	$Z^0 \rightarrow H^0 + e^+ e^-$ . . . . .	188
II.4.4.1	Señal experimental	
II.4.4.2	Selección rapida de sucesos	
II.4.4.3	Reconstrucción de la masa del $H^0$ .	
II.4.4.4	Reconstrucción de $m_H$ utilizando los productos de desintegración del $H^0$	
II.4.4.5	Eliminación del ruido de fondo	
II.4.5	$Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$ . . . . .	224
II.4.6	$Z^0 \rightarrow H^0 + q \bar{q}$ . . . . .	228
II.4.7	Otros mecanismos de producción del $H^0$ . . . . .	229
II.4.8	Conclusiones . . . . .	230
	CONCLUSIONES. . . . .	232

## INTRODUCCION

A principios de 1989 el acelerador de electrones y positrones LEP entrará en funcionamiento en su fase I, con una energía por haz de unos 45 GeV. De esta forma la energía total de 90 GeV será la adecuada para situarse en la resonancia  $Z^0$ , de la que se espera producir varios millones al año. Tanto el  $Z^0$  como sus próximos parientes los bosones vectoriales cargados  $W^\pm$ , descubiertos en el Sp̄p̄S del CERN, constituyen la evidencia más palpable hasta el presente en favor de la teoría standard  $SU(2) \times U(1)$ , de las interacciones electrodébiles. La enorme cantidad de  $Z^0$  que se producirán en LEP, así como la "limpieza" de las interacciones (debido al carácter puntual de los electrones, en contraposición con la complicada estructura interna de los  $p$  y  $\bar{p}$ ) permitirá llevar a cabo estudios de gran precisión, no solo sobre diferentes aspectos de la teoría standard, sino también de la cromodinámica cuántica (QCD) posible existencia de nuevos sabores pesados (Toponium), partículas supersimétricas...

Desde el punto de vista experimental, uno de los aspectos cruciales que ha permitido el descubrimiento en el Sp̄p̄S de los bosones vectoriales de  $SU(2) \times U(1)$ , ha sido la utilización de técnicas calorimétricas cuya importancia ha ido creciendo paralelamente a la energía de los nuevos aceleradores. Todos los detectores de LEP se caracterizan por el empleo masivo de calorímetros, tanto hadrónicos como electromagnéticos. Entre sus muchas cualidades retendremos en particular su capacidad para una rápida selección en

tiempo real( "on-line") de electrones y hadrones, que posibilita el estudio de procesos con secciones eficaces muy bajas, aislandolos del ruido de fondo constituido por la mayor parte de las interacciones que se registran.

Probablemente, la asignatura pendiente más importante del modelo standard sea la búsqueda del bosón de Higgs, ingrediente esencial para la renormalizabilidad de la teoría. Hasta el presente todos los intentos de detectar esta escurridiza partícula se han revelado infructuosos, pero las especulaciones teóricas conceden expectativas razonables, dentro del rango de energía de LEP, para su hallazgo. Como mas adelante veremos, dos procesos conocidos como mecanismos de Bjorken y de Wilzchek, se presentan como especialmente prometedores.

El objetivo de este trabajo va a ser el estudio de la posibilidad de detección del bosón de Higgs en LEP-I con el detector DELPHI, prestando especial atención al papel jugado por el calorímetro electromagnético "Forward" (FEMC) de dicho detector. Para tal fin dedicamos la primera parte de esta tesis al estudio detallado de las características del FEMC relevantes para nuestro propósito. En la segunda parte abordamos el estudio de la detección experimental del bosón de Higgs en LEP-I. Para dicho estudio nos impondremos la limitación de trabajar en el marco del modelo Standard mínimo, que predice la existencia de un solo bosón de Higgs, el  $H_0$ . Debido a las imprecisiones existentes, creemos que esta limitación dará un caracter mas sólido a nuestro

estudio. Considerar todas las posibilidades hubiera conducido a una dispersión innecesaria que repercutiría en una menor eficiencia. Como demostraremos tras un análisis detallado de todos los posible procesos de producción del  $H^0$ , tan solo los mecanismos de Bjorken y Wilzchek son interesantes para producir el  $H^0$  en LEP-I. En realidad, solo el primero de estos va a ser interesante en la primera fase, LEP-I, cuando se trabaje en la resonancia  $Z^0$ . La razón estriba en que para que el mecanismo de Wilzchek sea realizable 1) será necesario trabajar en la resonancia del toponium  $V(tt)$ , cuya existencia no ha sido aun probada y 2) que  $mV(tt) < mZ^0$ , lo cual puede no ser cierto. Veremos que, caso de ser ciertas las predicciones del modelo standard y hallarse la masa del  $H^0$  accesible en las energías de LEP-I, debería ser posible su identificación. Esto constituye nuestra conclusión.

**PRIMERA PARTE**

## CAPITULO I.1

### CALORIMETRIA ELECTROMAGNETICA EN FISICA DE ALTA ENERGIA

#### 1.1 Introducciòn

Conceptualmente un calorìmetro es un bloque de materia que intercepta la partìcula primaria y cuyo espesor es lo suficientemente grande para que esta interaccione y deposite toda su energìa en el interior de dicho bloque a travès de una cascada de partículas cuyas energìas van decreciendo progresivamente.

Para poder medir la energìa de la partìcula incidente es necesario que este bloque de material sea no solo capaz de detener a la partìcula absorbiendo su energìa, sino adicionalmente, debe poder proporcionar una señaìl proporcional a dicha energìa. El tipo de señaìl (luz de Cerenkov, luz de centelleo, carga de ionizaciòn etc) depende del tipo de detector y en general supone una fracciòn muy baja de la energìa inicial. Las fluctuaciones en la medida de la señaìl van a venir determinadas por varios factores, principalmente las fluctuaciones estadìsticas en el desarrollo de la cascada y por las fluctuaciones introducidas por el sistema de medida de la señaìl. Por otra parte, una propiedad comùn a la mayor parte de los calorìmetros es que la importancia relativa de dichas fluctuaciones disminuye a medida que aumenta la energìa, lo que los hace unos detectores ideales para la fìsica de

partículas a alta energía.

Citemos algunas de las ventajas de estos detectores, comparándolos con los espectrómetros magnéticos.

i) La resolución relativa,  $\sigma_E / E$  mejora a medida que aumenta la energía,  $\sigma_E / E \propto a / \sqrt{E}$ , con  $a$  cte, mientras que para los espectrómetros magnéticos la resolución relativa empeora a medida que aumenta la energía  $\sigma_p / p \propto a p$ .

ii) Los calorímetros pueden detectar tanto partículas cargadas como neutras mientras que los espectrómetros solo son sensibles a las partículas cargadas.

iii) El tamaño del detector aumenta logarítmicamente con la energía de la partícula mientras que en el caso de los espectrómetros aumenta linealmente con  $E$ .

Adicionalmente el uso de calorímetros modulares permite medir no solo la energía de las partículas incidentes, sino también estimar sus coordenadas de incidencia, basándose en la energía compartida por un conjunto de módulos que rodean al módulo en el que incide la partícula (cluster); asimismo, basándose en la diferencia entre las cascadas electromagnéticas y hadrónicas los calorímetros pueden ayudar en la tarea de identificación de partículas. Por último, su rápida respuesta permite usarlos para seleccionar sucesos en tiempo real ("online"), a partir de pautas ("patterns") preestablecidas de depósito de energía en uno o varios clusters.

En funci3n del tipo de partculas que detectan podemos clasificar a los calorímetros en electromagnéticos (diseñados para absorber una cascada electromagnética) y hadrónicos (diseñados para absorber una cascada hadrónica). Asimismo, según el tipo de detector, podemos clasificarlos en homogéneos (el material absorbente encargado de detener a la partícula y el material activo cuya misi3n es dar una seña1 proporcional a su energí1, son en este caso, el mismo) e inhomogéneos (el detector alterna capas de material pasivo con capas de material activo). Este último tipo de calorímetros se llaman también calorímetros "sandwich" o calorímetros de "sampling" (muestreo).

En este capítulo vamos a concentrarnos fundamentalmente en los calorímetros electromagnéticos, estudiando brevemente sus principales características.

## 1.2 Cascadas electromagnéticas

Cuando una partícula de alta energí1 penetra en un bloque de materia suficientemente grande, genera una cascada de partculas secundarias que tiene las siguientes propiedades.

1) La energí1 incidente  $E$  se distribuye en un gran número de partculas secundarias y por lo tanto se absorbe a una cierta profundidad dentro del material. La profundidad que se requiere para absorber totalmente la energí1 de la partícula aumenta como  $\ln E$ .

ii) El momento transverso promedio cedido a los secundarios es pequeño  $\langle Pt \rangle \approx 0.3$  GeV para hadrones y  $\langle Pt \rangle \approx 0$  para electrones y fotones. Consecuentemente la cascada se desarrolla colimada espacialmente y el eje de la cascada es una cantidad razonablemente bien definida que representa la dirección de la partícula original.

iii) La cascada se desarrolla de modo diferente para electrones(fotones) y para hadrones. Los muones (en el rango de energías inferior al TeV) no inician cascada alguna, perdiendo energía por ionización al mínimo al atravesar el material.

iv) Inherentes al desarrollo de la cascada hay grandes fluctuaciones en energía y distribución espacial de secundarios. Dichas fluctuaciones imponen límites intrínsecos a la resolución alcanzable con un calorímetro, pero disminuyen a medida que aumenta la energía de la partícula incidente, puesto que en este caso aumenta también el número de secundarios.

En las figuras <I.1.1-a> y <I.1.1-b> se muestra la simulación montecarlo [I.1.1] de las cascadas iniciadas respectivamente por un electrón y un pión de 20 GeV de energía, en un bloque de vidrio de plomo SF1 de 5x5x44 cm<sup>3</sup>. Obsérvese la diferencia entre la cascada electromagnética que comienza a desarrollarse inmediatamente y con un gran número de secundarios y la cascada hadrónica que comienza mucho más tarde, está menos colimada (obsérvese como el eje

de la cascada electromagnética está bien definido, mientras que para la cascada hadrónica la dispersión lateral es mucho mayor) y produce menos secundarios, lo cual trae como consecuencia que las fluctuaciones intrínsecas al desarrollo de una cascada hadrónica sean superiores a las de las cascadas electromagnéticas.



Figura <I.1.1-a>

Desarrollo de una cascada electromagnética iniciada por un electrón de 20 GeV en un bloque de vidrio de plomo de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  y 20 Xo. Las líneas de trazo continuo representan electrones mientras que las de trazo discontinuo representan fotones

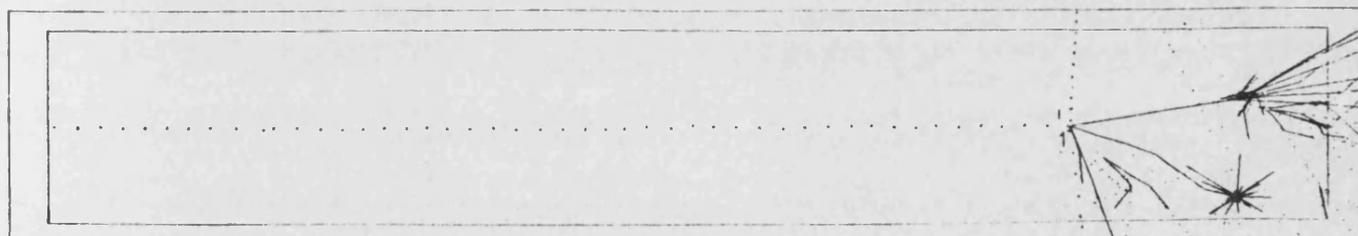
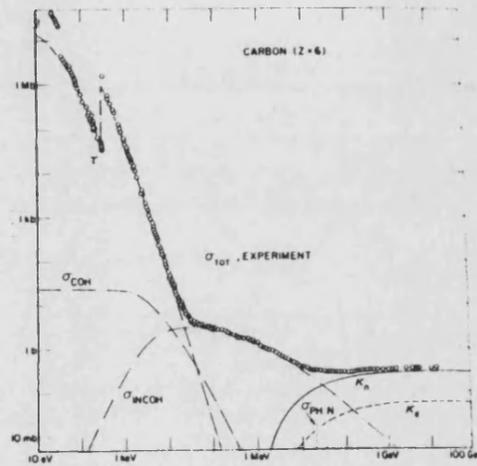


Figura <I.1.1-b>

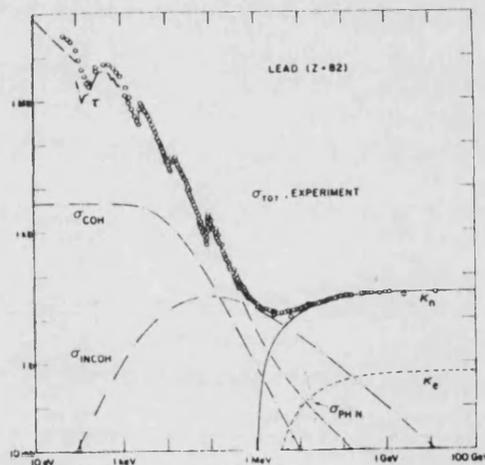
Desarrollo de una cascada hadrónica iniciada por un  $\mu^-$  de 20 GeV. Obsérvese como en este caso el eje de la cascada no está bien definido

En la tabla <I.1.t1> se resumen las principales características de las cascadas electromagnéticas y hadrónicas. Los procesos electromagnéticos dominantes en el desarrollo de una cascada tienen secciones eficaces grandes y las interacciones nucleares juegan un papel despreciable en el depósito de la energía. Es por esta razón que las cascadas electromagnéticas son "puras". Por el contrario las cascadas hadrónicas son "mixtas", llevando asociado su desarrollo una importante componente electromagnética (debido a los  $\pi^0$  y  $\eta$ , producidos en las colisiones nucleares, que decaen electromagnéticamente). Los procesos electromagnéticos dominantes a alta energía son el bremsstrahlung y la producción de pares, cuyas secciones eficaces son prácticamente independientes de la energía por encima de 1 GeV. Estas dos reacciones son las responsables de la multiplicación de partículas secundarias. A lo largo del proceso de multiplicación el máximo número de partículas secundarias se alcanza a una cierta profundidad  $t_{max}$ , después de lo cual el número de secundarios decrece lentamente, siendo los procesos dominantes en esta etapa la ionización y la dispersión Compton para electrones y la absorción atómica para fotones. En la figura <I.1.2-a>, <I.1.2-b> se muestran las distintas contribuciones a la sección eficaz total para fotones en un material ligero (carbón) y otro pesado (plomo). Obsérvese la constancia de la sección eficaz de producción de pares a alta energía (entre 1-100 GeV) y como a baja energía (MeV) el proceso dominante es la dispersión Compton. Para la sección eficaz

total de los electrones hay que añadir la ionización.



a)



b)

Figura <I.1.2>  
Sección eficaz total para fotones  
a) en carbón, b) en plomo.

TABLA <I.1.t1>

Comparación de las características de una cascada electromagnética y una hadrónica

	Cascada e.m.	Cascada had.
Proceso de multiplicación	Pares+ Brems.	Int. Nucl.
Recorrido libre medio	$9X_0/7$ para $\gamma$ $X_0/\ln(E/k)$ para $e^\pm$ $\propto A/Z^2$	$\lambda_0 = A/N_{av} \sigma_{abs}$ $\propto A^{1/4}$
Inelasticidad media por colisión	$\langle K \rangle \sim 1$ para $\gamma$	$\langle K \rangle = 0.5-0.85$ Depende débilmente de A
Partículas secundarias	e y $\gamma$	De todos tipos sobre todo $\pi^\pm$
Desarrollo longitudinal	En unidades de $X_0$	En unidades de $\lambda_0$
Máximo en $\#e^\pm$	$\ln E$	$\ln E$
Atenuación	Lenta, exponencial	lenta, exponencial
Longitud de atenuación	$\lambda_{att} = (3-4)X_0$	$\lambda_{att} = (1-2)\lambda_0$
Longitud de la cascada	$L = (10-30) X_0$ $\propto \ln E$	$L = (5-10)\lambda_0$ $\propto \ln E$
Desarrollo lateral	En unidades de $R_m$	no hay escala
Energía invisible	No hay	Neutrinos
Energía que no se detecta eficientemente	$\gamma$ de baja energía	$\gamma$ y n de baja energía frag. nucleares etc
Mayor fuente de fluct.	Profundidad de la primera interacción	Energía cedida a los $\pi^\pm$ , prof. de la primera int.

El desarrollo longitudinal de una cascada electromagnética viene caracterizado por una variable de escala que denominamos longitud de radiación. Una longitud de radiación se define como el recorrido libre medio de un electrón en un material de constantes (A,Z):

$$E_e(x) = E_0 \exp(-x/X_0) \quad (I.1.1)$$

La expresión explícita de  $x_0$  en función de A,Z del material viene dada por la expresión [I.1.2]:

$$X_0 [q_1/cm^2] = \frac{716.4 A}{Z^2 (0.184 \cdot 2 Z^{-1/3} - 1) + 2 L_m 1194 Z^{-2/3}} \quad (I.1.2)$$

Donde el termino correctivo de Coulomb es:

$$f(x) = 1.202x - 1.0369x^2 + \frac{1.008x^3}{1+x} \quad (I.1.3)$$

Una expresión aproximada, mucho mas simple viene dada en [I.1.3]

$$X_0 (q_1/cm^2) \sim 180 A/Z^2 \quad (I.1.4)$$

En la figura <I.1.3> se muestra el desarrollo de una cascada electromagnética iniciada por electrones de 6 GeV en tres materiales con valores muy distintos de (A,Z), observándose como dicha cascada se desarrolla aproximadamente en unidades de longitud de radiación  $X_0$ . El máximo de la cascada es por lo tanto aproximadamente constante para una energía incidente dada y viene dado por:

$$t_{max}(X_0) = 1.01 (L_m \gamma - 1) \quad (I.1.5)$$

Donde  $y = E/\epsilon$  siendo E la energía de la partícula incidente.  $\epsilon$  se denomina energía crítica y viene definida como la energía de un electrón que pierde la misma cantidad de energía por colisiones que por radiación (para energías menores de  $\epsilon$  el proceso de multiplicación de la cascada se detiene.) siendo su valor aproximado:

$$\epsilon = 550 / Z \quad (\text{KeV}) \quad (I.1.6)$$

Asimismo el número máximo de electrones en la cascada es aproximadamente constante para una energía dada:

$$\pi_{\text{max}} (\text{n}^\circ \text{ de } e^- \text{ en } t_{\text{max}}) = \frac{0.31 y}{\sqrt{\ln y - 0.37}} \quad (I.1.7)$$

Las longitudes de atenuación para electrones  $\lambda_e$  y para fotones  $\lambda_\gamma$  que caracterizan el decrecimiento del número de secundarios de la cascada electromagnética después del máximo se escriben como:

$$\lambda_e = \frac{X_0}{\ln(\epsilon/k_m)} \quad (\text{electrones}) \quad (I.1.8)$$

$$\lambda_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \quad (\text{fotones}) \quad (I.1.9)$$

Donde  $k_m$  es la mínima energía detectable por radiación.

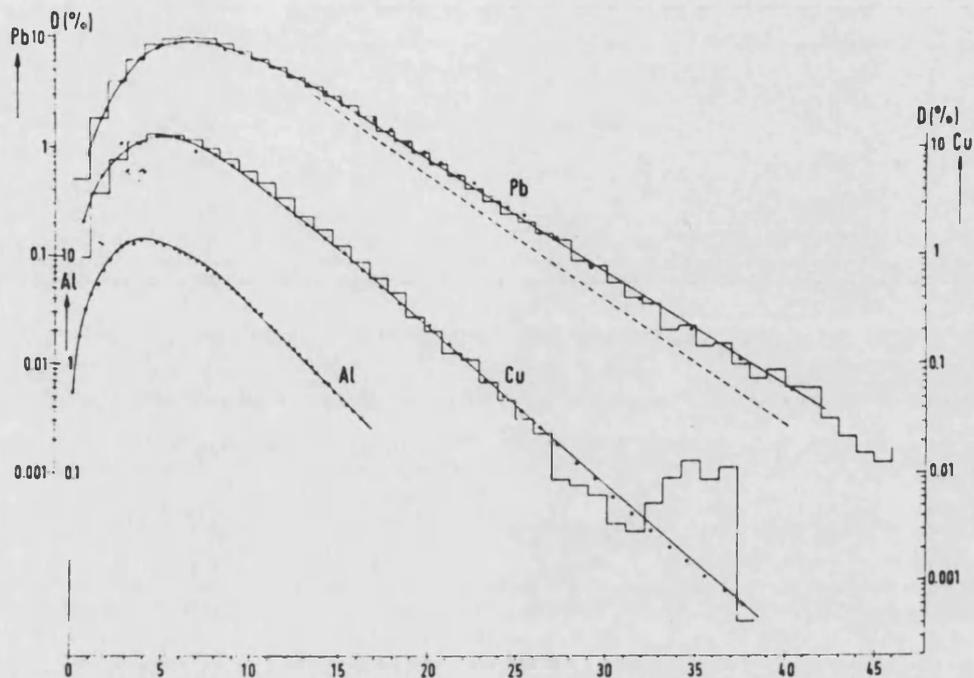


Figura <I.1.3>  
 Desarrollo de una cascada electromagnética iniciada por electrones de 6 GeV en tres materiales diferentes. Obsérvese como el máximo de la cascada ocurre a unas  $5 X_0$  para todos los casos

En cuanto al desarrollo transversal de la cascada, nos encontramos con que la distribución transversal de secundarios muestra una marcada dependencia de la profundidad a lo largo del eje de la cascada (ver figura <I.1.-a>). Cerca del máximo de la cascada la avalancha de los electrones secundarios aún bastante energéticos está bastante colimada y contenida en un cilindro de radio  $R \sim 1 X_0$ . Lejos del máximo, la distribución viene dominada por la dispersión múltiple de los electrones de baja energía que ya no emiten radiación de bremsstrahlung y se alejan, ionizando al mínimo del eje de la cascada. Para esta parte

de la cascada la distribución transversal es constante cuando se expresa en unidades del radio de Moliere  $R_m$  definido como:

$$R_m = \frac{21 \text{ MeV}}{\epsilon} X_0 \quad (I.1.10)$$

Debido a que las cascadas electromagnéticas pueden reducirse como hemos visto a la simple repetición de unas pocas interacciones bien conocidas, la simulación Montecarlo se ha convertido a lo largo de los últimos años en un poderoso instrumento para estudiarlas, habiéndose desarrollado excelentes montecarlos entre los que destaca el código E.G.S. de reconocido prestigio [I.1.4] y el extraordinariamente versátil GEANT3 desarrollado recientemente en el CERN [I.1.1]. La razón que explica el gran éxito de la simulación montecarlo para describir las cascadas electromagnéticas es que el tratamiento analítico es extraordinariamente complejo y resulta posible solo introduciendo drásticas aproximaciones, tales como la "aproximación B" de Rossi [I.1.5] en la cual el problema tridimensional se reduce a un problema unidimensional ignorando la dispersión múltiple, y donde además la pérdida de energía por unidad de radiación se supone constante. Pese a lo drástico de estas aproximaciones, el tratamiento de Rossi describe razonablemente bien las características más generales de la cascada electromagnética y puede utilizarse para cálculos y consideraciones cualitativas.

Sin embargo un estudio preciso requiere el uso de la simulación montecarlo, cuyas predicciones concuerdan extraordinariamente bien con los resultados experimentales.

Una discusión detallada sobre las propiedades de las cascadas electromagnéticas puede encontrarse en las referencias [I.1.2] y en [I.1.6].

### 1.3 Calorímetros electromagnéticos

Un calorímetro electromagnético es un aparato, capaz de:

i) Detener el electrón (fotón) incidente, de tal forma que toda la energía de este se deposite en su interior.

ii) Dar una señal proporcional a la energía de dicho electrón.

Una posibilidad es construir el calorímetro con bloques de un material denso ( $Z$  grande) capaz de producir y transmitir luz de centelleo, (por ejemplo un cristal de NAI), o luz de Cerenkov (por ejemplo el vidrio de plomo). En ambos casos la intensidad total de luz de centelleo o Cerenkov es proporcional a la pérdida total por ionización o longitud de traza total de los electrones de la cascada y por lo tanto a la energía incidente. Otra posibilidad es construir un calorímetro que muestree la energía de la

cascada a intervalos regulares, es decir un detector que alterne placas de material pasivo (por ejemplo plomo) cuya misión es detener la cascada, con placas de material activo (por ejemplo plástico centelleador). El detector DELPHI combina ambos tipos de calorímetros. El Forward Electromagnetic Calorimeter (FEMC) es un calorímetro de vidrio de plomo mientras que la High Projection Chamber (H.P.C.) es un calorímetro sandwich del tipo plomo-gas, y los calorímetros hadrónicos son del tipo Hierro-gas.

#### 1.4 Calorímetros homogéneos de vidrio de plomo.

Aunque existen varias posibilidades a la hora de elegir un material para construir un calorímetro homogéneo (el NaI o el B.G.O. son dos ejemplos) trataremos aquí tan solo los calorímetros basados en el vidrio de plomo.

El vidrio de plomo es un vidrio transparente que contiene PbO (alrededor del 50 % en peso) y tiene por lo tanto una longitud de radiación corta ( típicamente 2.5 cm). La tabla <I.1.t2> muestra alguna de las propiedades de varios tipos de vidrio de plomo. Dicho vidrio emite y transmite luz Cerenkov como respuesta al paso de una partícula cargada rápida ( $\beta > 0.6$ ) siendo por tanto la cantidad total de luz proporcional a la longitud de traza total de los electrones de la cascada.

TABLA <I.1.t2>

Propiedades mas significativas de algunos vidrios de plomo

Vidrios	PBO PES0(%)	Densidad (g/cm <sup>2</sup> )	Indice de Refraccion	Xo (cm)	Energia critica
F-2	45	3.61	1.62	3.2	17.3
SF-2	53	3.85	1.65	2.8	17.3
SF-5	55	4.08	1.67	2.5	15.8
sf-6	71	5.20	1.81	1.6	12.6

El uso de este tipo de calorímetros presenta varias ventajas inmediatas. Por ejemplo:

1) Tienen una resolución en energía muy buena para un costo relativamente bajo. Dicha resolución es del orden de:

$$\frac{\sigma(E)}{E} (\%) = \frac{4-7}{\sqrt{E}} (\%) \quad (I.1.11)$$

En la tabla <I.1.t3> comparamos el coste y la resolución entre el vidrio de plomo, el NAI y el BGO. Obsèrvese que aunque la resolución de estos últimos es superior, el costo es en ambos casos enormemente mas alto que para el vidrio de plomo.

TABLA <I.1.t3>

Comparación entre diversos calorímetros homogéneos

Tipo de calorímetro	Costo (\$/Xo )	$\sigma_{\epsilon} / E$
Vidrio de plomo	1.5	$4-7\% / \sqrt{E}$
NaI	15	$.8\% / E^{1/4}$
BGO	15	$1\% / \sqrt{E}$

La mayor limitación a la resolución alcanzable con este tipo de calorímetros no son las fluctuaciones intrínsecas de la cascada, que para este caso son prácticamente despreciables, sino las fluctuaciones asociadas con la estadística de fotoelectrones [I.1.7]. Este fenómeno se estudia en detalle en el capítulo 2.

ii) Los bloques de vidrio de plomo pueden disponerse en estructuras matriciales que permiten abordar problemas como la reconstrucción de coordenadas de incidencia, separación de electrones y hadrones, reconocimiento de pautas en el depósito transversal de energía (útiles para seleccionar sucesos on-line), etc.

iii) Los bloques de vidrio de plomo dan asimismo una respuesta rápida al paso de una partícula, lo que permite utilizarlos en procesos que impliquen muchas partículas en el estado final.

El mayor problema que plantean estos calorímetros es el daño producido en ellos por la radiación. Dependiendo del flujo incidente de partículas, la longitud de atenuación en el vidrio se acorta con el tiempo, disminuyendo la cantidad de luz producida, y por lo tanto la resolución global.

Un estudio muy detallado de las propiedades generales de los detectores de vidrio de plomo y sus aplicaciones a la física de partículas puede encontrarse en [I.1.8].

### 1.5 Calorímetros no homogéneos.

Para determinados dispositivos experimentales puede resultar conveniente utilizar calorímetros del tipo inhomogéneo o sandwich en lugar de calorímetros homogéneos, a pesar de la evidente desventaja en la resolución en energía de los primeros frente a estos últimos. Las razones para utilizar calorímetros sandwich son fundamentalmente de tipo económico ya que estos son mucho más baratos que cualquiera de los homogéneos, y su uso es por tanto imperativo cuando se deben construir detectores muy grandes (como en el caso de los calorímetros hadrónicos, los cuales son todos del tipo sandwich). No obstante pueden existir razones adicionales. Por ejemplo los calorímetros sandwich que utilizan fibras ópticas centelleadoras como material activo (el material pasivo puede ser cualquier metal de  $Z$  alto, Pb, W, U, etc) son extraordinariamente resistentes a la radiación, lo que los hace preferibles a por ejemplo los calorímetros de vidrio de plomo en experimentos donde la intensidad de partículas que llega al calorímetro es alta.

El problema inmediato al medir la energía depositada, con un calorímetro sandwich, es la ignorancia de lo que ocurre en el interior de las placas de material absorbente.

Esta circunstancia se traduce en un término en la resolución llamado "fluctuación de muestreo", asociado con la información que se pierde por el hecho de que la energía depositada no se mide continuamente sino que se muestrea a intervalos regulares. Este término es el dominante en la resolución y es proporcional no solo a  $E^{-1/2}$  sino también a  $\sqrt{t}$  donde  $t$  es el espesor de cada capa de material absorbente. Esta proporcionalidad podemos explicárnosla a partir del hecho de que la resolución es proporcional a la inversa de la raíz del número de electrones muestreados en el material activo:

$$\sigma(\%) \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (I.1.12)$$

Por otra parte  $N$  aumenta linealmente con  $E$ :

$$N \propto E \quad (I.1.13)$$

Y también, a medida que  $t$  disminuye, si el espesor activo no disminuye  $N$  aumenta. Es decir:

$$N \propto \frac{E}{t} \quad \begin{matrix} (\text{GeV}) \\ (\%) \end{matrix} \quad (I.1.14)$$

Y por lo tanto:

$$\sigma(\%) \propto \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{E}} \quad (I.1.15)$$

Como consecuencia, a medida que el muestreo es mas fino,  $t, \sigma \rightarrow 0$  y la resolución del detector mejora. Esto sugiere la posibilidad inmediata de construir calorímetros inhomogéneos de muy buena resolución utilizando un sandwich muy fino. Entre otras posibilidades citaremos aqui los

calorímetros que alternan fibras ópticas con plomo. Este tipo de calorímetros permiten un sandwich típico de 1mm de espesor frente a los valores típicos de 50-100 mm de los calorímetros que alternan plástico centelleador con plomo. Su resolución típica, es en principio próxima a la del vidrio de plomo:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{8}{\sqrt{E}} (\%) \quad (I.1.15)$$

Asimismo, utilizando esta técnica pueden construirse calorímetros modulares en los cuales cada bloque esté compuesto de capas de plomo y fibras orientadas paralelamente al haz incidente lo que permite recoger la luz en la cara posterior de cada módulo. De esta manera pueden construirse calorímetros modulares de resolución comparable, mayor resistencia a la radiación y menor coste que los calorímetros del tipo vidrio de plomo. No obstante, la tecnología de fibras ópticas centelleadoras presenta aún problemas importantes y los resultados experimentales no son tan buenos como sería de esperar. Una discusión detallada sobre este tipo de detectores puede encontrarse en la referencias [I.1.9] y [I.1.10].

Otros tipos de detectores inhomogéneos utilizan diferentes clases de sandwich, argón líquido-plomo, o gas-plomo entre otros. Citemos por último los que utilizan Uranio como material pasivo, uno de los más recientes desarrollos en calorimetría. Este tipo de detectores permite mejorar enormemente la mala resolución de los

calorímetros hadrónicos ( $\sigma(\epsilon)/\epsilon \sim \frac{50}{\sqrt{\epsilon}}$ ) utilizando el llamado "efecto de compensación" del Uranio. Dicho efecto es la consecuencia de las capturas neutrónicas y fisiones producidas en el Uranio que producen fotones de baja energía (alrededor de 1 MeV) que se añaden a la energía detectable. Este efecto permite mejorar la resolución en calorímetros hadrónicos a valores del orden de ( $\sigma(\epsilon)/\epsilon \sim 30\%/\sqrt{\epsilon}$ ). En la referencia [I.1.11] puede encontrarse un estudio excelente sobre las propiedades de estos calorímetros.

## REFERENCIAS

[I.1.1] Para esta simulaciòn se utilizò el montecarlo  
GEANT3 descrito en:

R. Brun et al. "GEANT 3" , CERN-DD/85/1

[I.1.2] S. Iwata DPNU-13-80,1980

[I.1.3] U. Amaldi, Physica Scripta, 23(1981)409

[I.1.4] El montecarlo E.G.S. se describe en

R.L. Ford and W.R. Nelson, SLAC-REPORT 210(1978)

[I.1.5] B. Rossi, Hig Energy Particles.

Prentice Hall Inc. 1952

[I.1.6] C. W. Fabjan and T. Ludlam

CERN-EP 182-37(1982)

[I.1.7] C.A. Heusch et al. NIM 56(1967) 213

[I.1.8] C.A. Heusch et al. CERN-EP/84-89

[I.1.9] H. Burmeister et al. NIM 225(1983)530

[I.1.10] J.J. Gomez et al. to be published in NIM

[I.1.11] R. Wigmans CERN/EP 86-141

## CAPITULO I.2

### EL CALORIMETRO ELECTROMAGNETICO "FORWARD" DE DELPHI

#### 2.1 Introducció

El detector DELPHI, que describimos brevemente en el capítulo II.3 es uno de los cuatro detectores de LEP, siendo como los otros tres un aparato de propósito general, con cobertura angular  $4\pi$ , estructura modular y geometría cilíndrica (figura <I.2.1>).

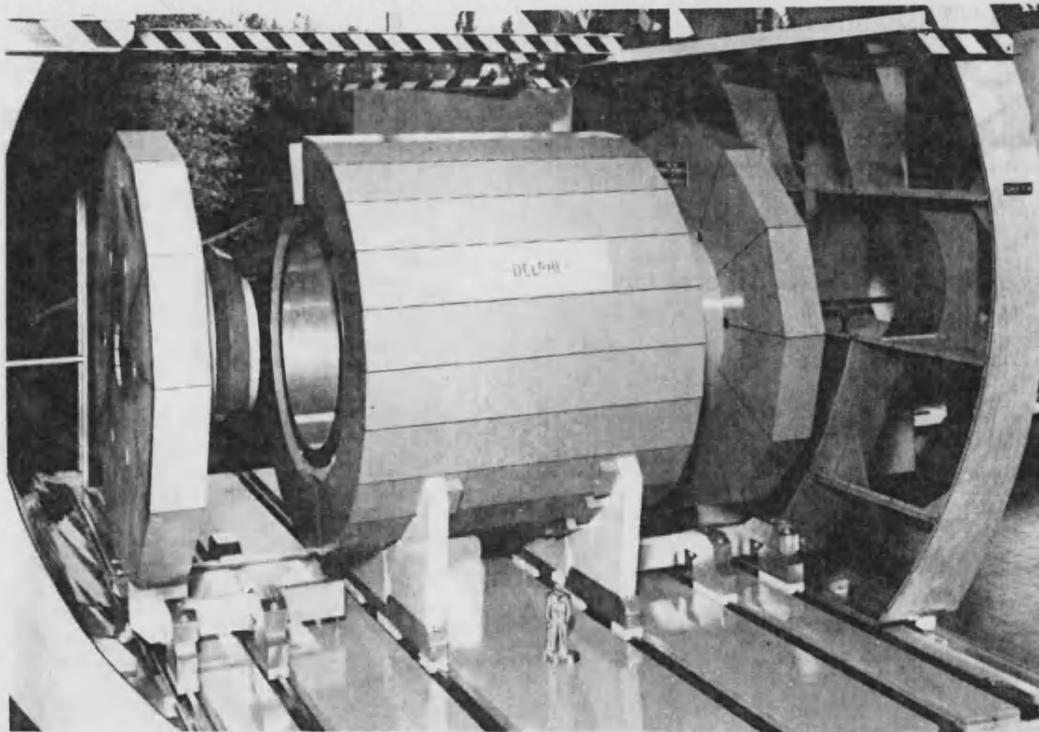


Figura <I.2.1>  
Maqueta del detector DELPHI.  
Obsèrvese la geometria cilíndrica

En los extremos del cilindro se sitúan los dos calorímetros electromagnéticos "forward" (figura <I.2.2>) cada uno de los cuales es un disco de 480 cm de diámetro y 56 cm de profundidad situado a 284 cm de la zona de interacción y que proporcionan una cobertura angular desde  $10^\circ$  hasta  $35.5^\circ$ , con respecto al eje del haz. En la figura <I.2.3> se muestra un esquema de dichos calorímetros. Como puede verse están diseñados con estructura modular. Cada uno de los FEMC de DELPHI se construirá utilizando matrices de contadores de vidrio de plomo con geometría proyectiva (los bloques están dirigidos ligeramente por encima del punto de interacción). Cada calorímetro constará de unas 100 matrices de aproximadamente 80 contadores cada una.

Por estar situados en una región donde el campo magnético es muy intenso ( $B=1.2$  T), el sistema de lectura convencional a base de tubos fotomultiplicadores no resulta apropiado, utilizándose en su lugar un sistema de lectura basado en una técnica de reciente desarrollo [I.1.1], los fototriodos de vacío. Dichos fototriodos muestran una excelente tolerancia a un campo magnético intenso, pero, en contrapartida, su ganancia es muy baja, lo que hace imperativo el uso de una cadena electrónica de amplificación de la señal de muy alta ganancia.

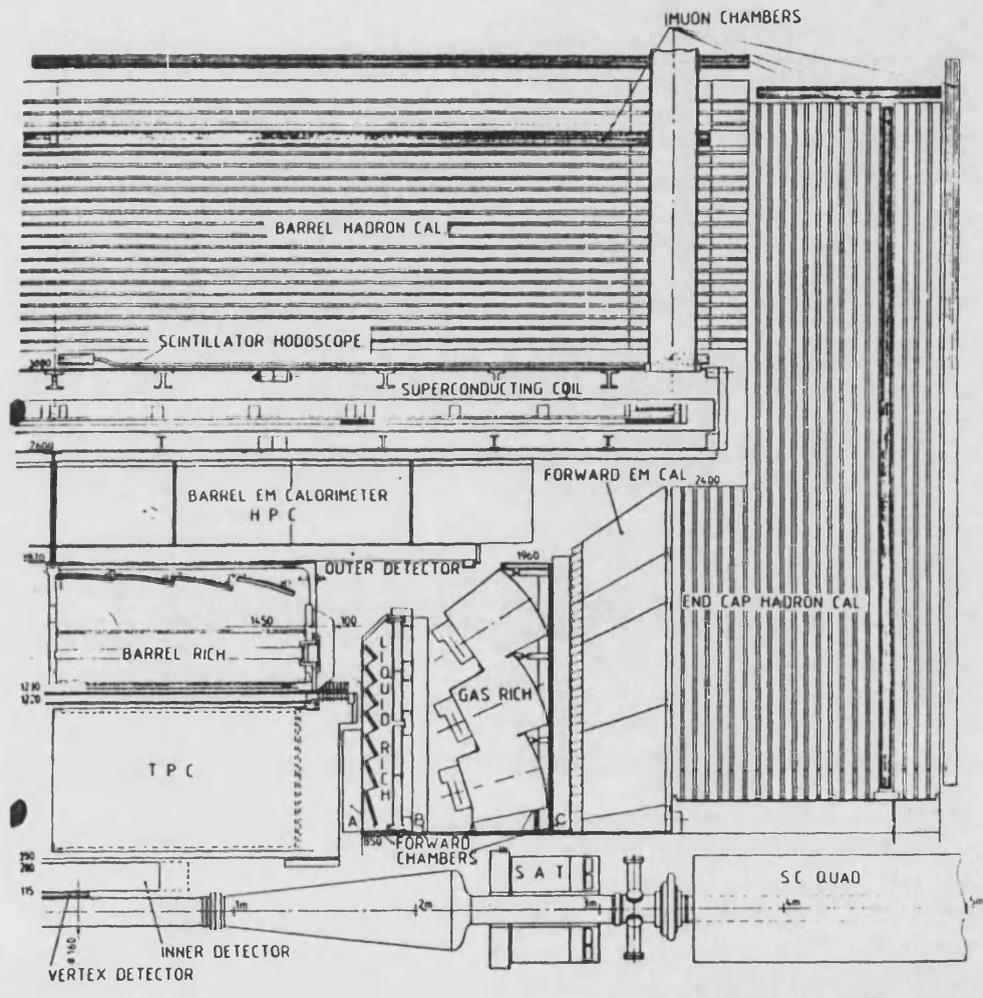


Figura <I.2.2>  
 Vista longitudinal del detector DELPHI. Puede observarse la localización del FEMC entre los contadores RICH, "forward" y el calorímetro hadrónico

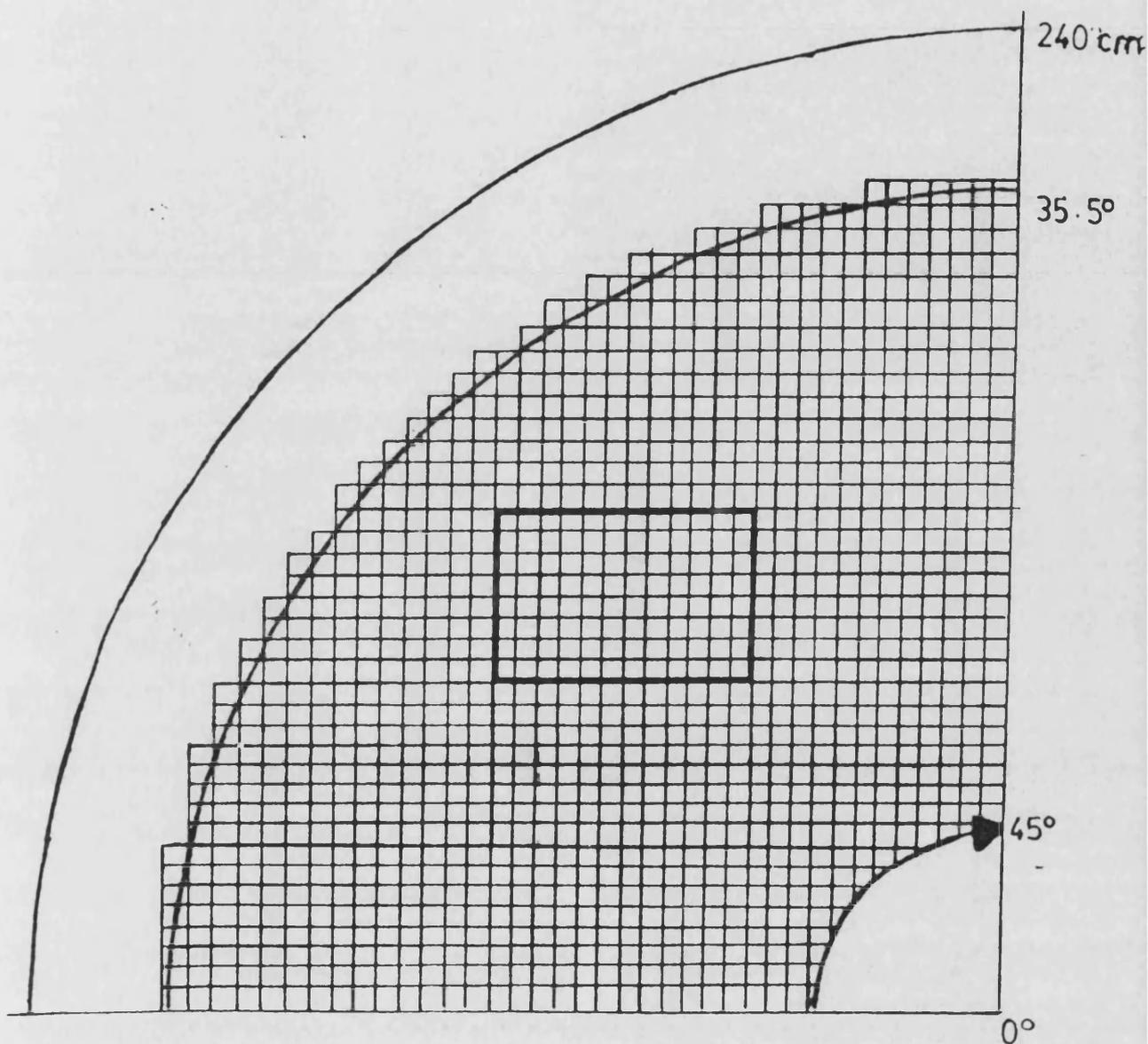


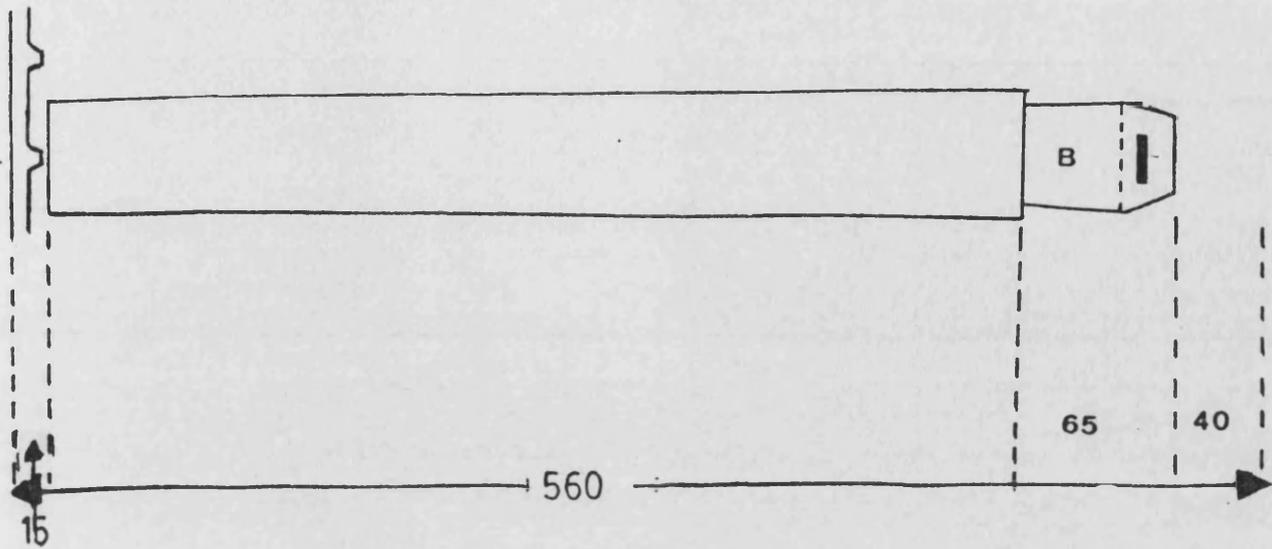
Figura <I.2.3>

Vista anterior de un cuadrante del FEMC conteniendo aproximadamente 1100 bloques de vidrio de plomo. En negrita un módulo típico.

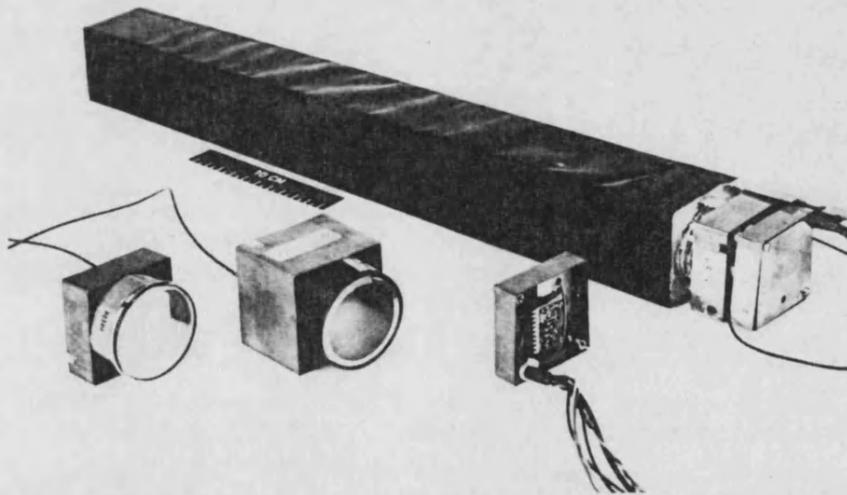
En este capítulo vamos a describir las principales características del FEMC. Presentaremos asimismo algunos resultados experimentales basados en tests de un prototipo de este, que nos permitirán comprender sus propiedades instrumentales más relevantes.

## 2.2 Geometria

El elemento básico del calorímetro lo constituye un bloque de vidrio de plomo de sección cuadrada y geometría de pirámide truncada que se muestra en la figura <I.2.4>. Las dimensiones transversales de dicho bloque vienen determinadas esencialmente por la granularidad que se pretende conseguir, la cual es del orden de  $1^\circ$ , lo que implica unas dimensiones transversales del orden de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ . La profundidad del módulo debe ser suficiente para contener prácticamente cualquier cascada electromagnética iniciada por electrones o fotones en el rango de energías de LEP (Hasta 45 GeV en LEP-I). Esta condición implica una longitud de  $20 X_0$  para los bloques [I.2.2]. Por otra parte, de los 56 cm de profundidad disponibles para el FEMC, 7 deben dedicarse al sistema de lectura y al menos 5 cm a soporte mecánico y cableado. Consecuentemente la profundidad de los bloques no debe ser superior a 44 cm, lo que conlleva utilizar un vidrio de plomo cuya longitud de radiación no supere los 22 mm.



a)



b)

Figura <I.2.4>

a) Esquema de un contador. Las unidades son mm.  
 b) Fotografía de un contador completamente ensamblado  
 Además pueden verse dos tipos diferentes de triodos.

El eje de cada contador y la línea que lo une con el punto de interacción no son perfectamente paralelas, (lo que correspondería a una geometría proyectiva perfecta) sino que forman un ángulo de aproximadamente  $3^\circ$ . La elección de esta geometría "casi-proyectiva", se debe a las siguientes razones:

i) Una pequeña aberración de la geometría proyectiva perfecta minimiza los efectos negativos de las zonas pasivas introducidas en los módulos por la estructura metálica de soporte.

ii) El eje de la cascada electromagnética de las partículas incidentes no es paralelo al eje z del contador y por lo tanto la fuga lateral de energía es algo mayor, lo que implica que la energía en los módulos vecinos al de incidencia es algo mayor que en el caso de incidencia normal. Este efecto es útil para minimizar la superposición de cascadas iniciadas por diferentes partículas y para mejorar la resolución a baja energía.

### 2.3 Soporte mecánico

Un módulo típico (figuras <I.2.5> y <I.2.6,a,b>) contiene 80 contadores dispuestos en 10 columnas de 8 contadores cada una. Dicho módulo está construido con planchas de acero amagnético. Las planchas inferior y superior tienen 3 mm de espesor, mientras que las paredes laterales tienen 2 mm de espesor.

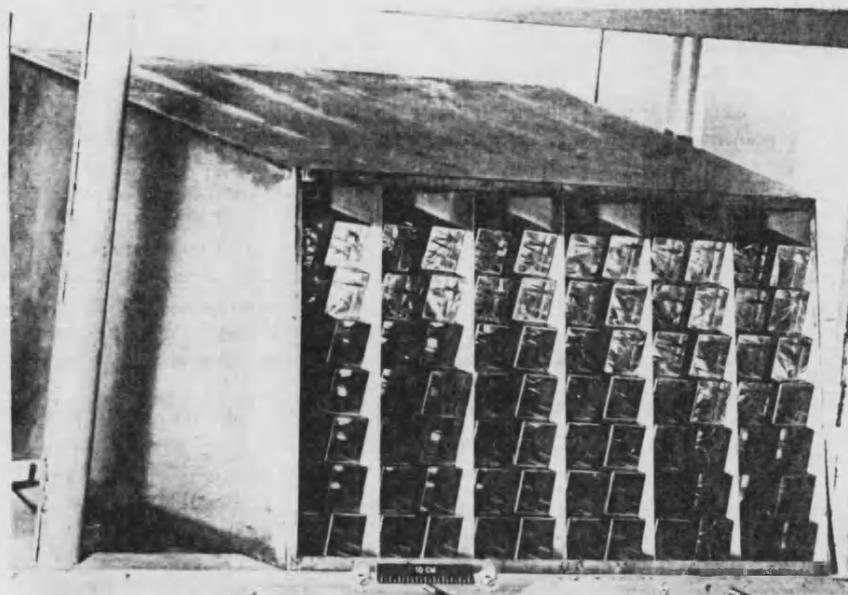
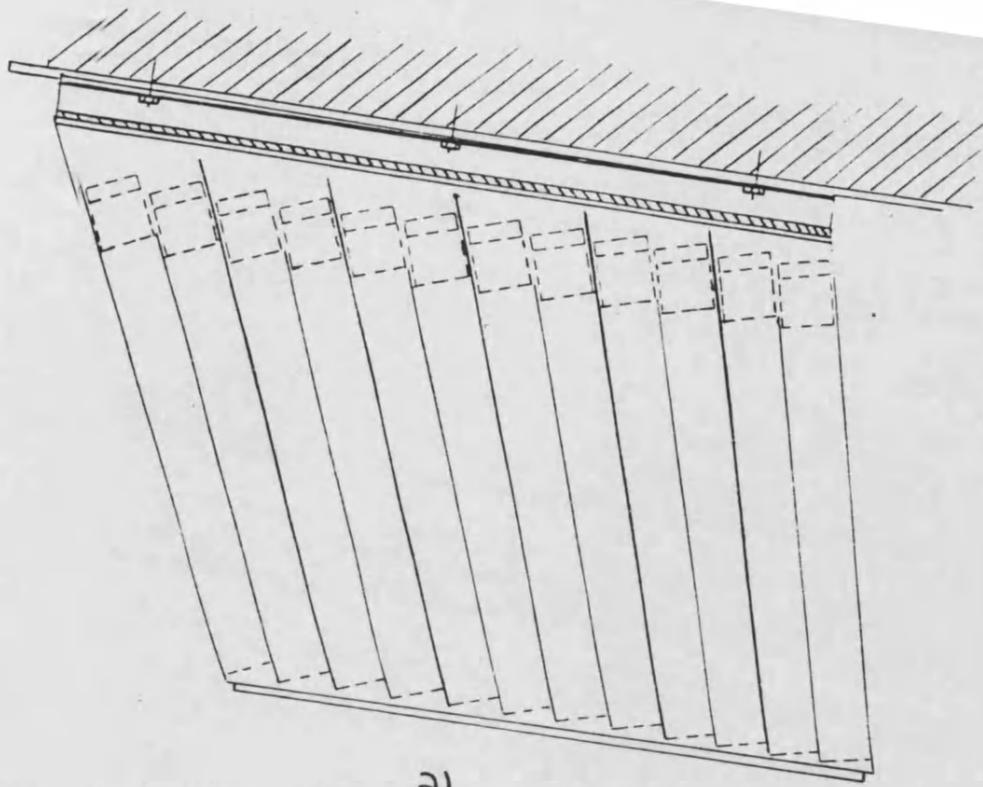


Figura <I.2.5>  
Fotografía del módulo prototipo

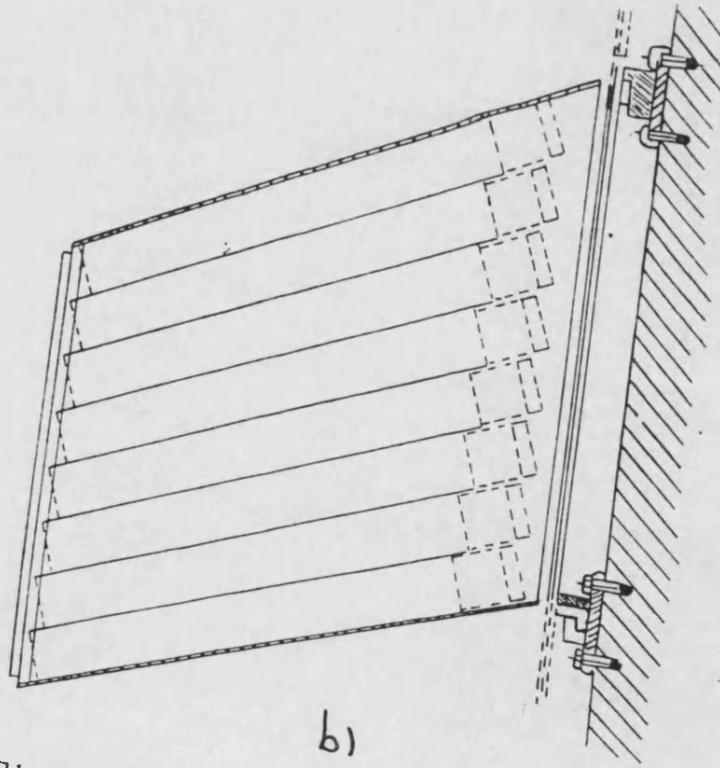
Cada caja está reforzada internamente por planchas verticales, asimismo de 1 mm de espesor, situadas cada dos columnas de contadores. Estas planchas se utilizan también para sostener los bloques fijos en sus posiciones.

La superficie pasiva del módulo es de alrededor del 2% de la superficie total. Los módulos están sujetos por la parte posterior a la estructura metálica soporte del calorímetro mediante railes que permiten una cómoda extracción.

Las deformaciones mecánicas del módulo, cuando este soporta el peso total son inferiores a 1 mm.



a)



b)

Figura <I.2.6>  
a) esquema del mòdulo, corte frontal  
b) esquema del mòdulo, corte lateral

## 2.4 Cadena electrònica

La cadena electrònica se describe en profundidad en [I.2.3]. Aquí revisaremos tan solo sus principales características. Consta de 3 elementos bàsicos: fototriodo, preamplificador y shaper. El esquema de la misma se muestra en la figura <I.2.7>. Describamos brevemente cada uno de estos elementos.

### i) EL fototriodo.

Como hemos mencionado anteriormente, debido al fuerte campo magnètico que existirà en DELPHI hay que descartar el empleo de fotomultiplicadores convencionales, utilizàndose en su lugar fototriodos de vacìo, los cuales dan una respuesta lineal aùn en presencia de intensos campos magnèticos. Como ya hemos comentado, el mayor problema que plantea el uso de tales triodos es su baja ganancia, del orden de  $10^{-15}$  ( mientras que la ganancia típica de un fotomultiplicador es de  $10^4 - 10^7$  ). Es por lo tanto imprescindible ampliar la señaal generada por el triodo antes de transmitirla al sistema de lectura.

### ii) El preamplificador

El modelo finalmente adoptado ha sido un modelo comercial hìbrido de la casa LABEN [I.2.4] oportunamente modificado para mejorar las características de resoluciòn y ruido, y cuyo esquema se muestra en la figura <I.2.8>.

### iii) El shaper

Puesto que la señal proveniente del amplificador situado en la zona experimental de DELPHI debe llevarse hasta la sala de control mediante un cable de señal de considerable longitud ( $L=60$  m en los tests experimentales), la señal debe ser filtrada y confirmada antes de poder tratarla digitalmente. Para ello se utiliza un amplificador-conformador (shaper amplifier) cuyo esquema se detalla en la figura <I.2.9>.

Por último la salida del shaper se digitaliza con un conversor analógico digital (ADC) el cual se lee a su vez por el sistema de adquisición de datos.

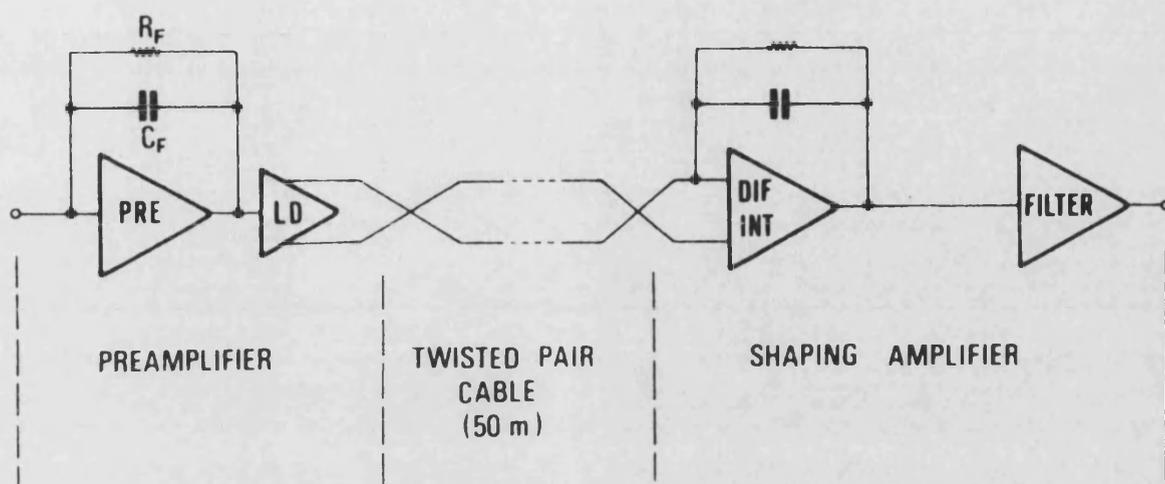


Figura <I.2.7>  
 Esquema de la cadena electrònica. En el extremo izquierdo entra la se\u00f1al proveniente del triodo. La se\u00f1al filtrada en el extremo derecho va directamente al A.D.C.

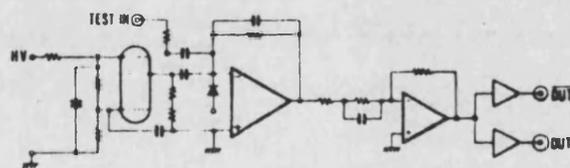


Figura <I.2.8>  
 Diagrama el\u00e9ctrico del preamplificador

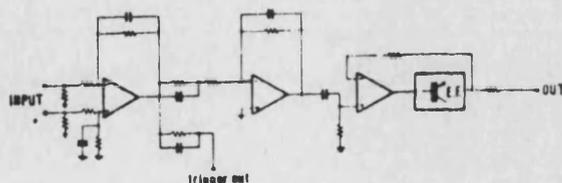


Figura <I.2.9>  
 Diagrama el\u00e9ctrico del shaper amplifier

## 2.5 El mòdulo prototipo del FEMC. Tests experimentales

Para decidir entre las distintas posibilidades tècnicas, (tipo de vidrio y de fototriodo, cadena de amplificaciòn, etc) así como para estudiar las principales propiedades instrumentales del calorimetro (resoluciòn en energìa y posiciòn, separaciòn electròn-piòn, etc) se ha construido un mòdulo prototipo del FEMC (figura <I.2.5-a> y se han llevado a cabo varios tests experimentales con el mismo. Los primeros tests se realizaron durante el verano de 1984 en el haz X7 del SPS en el CERN, y se describen, junto con las características del mòdulo prototipo en [I.2.5]. Los principales objetivos de dichos tests fueron:

i) La medida precisa de la cantidad de luz producida por diferentes tipos de vidrio de plomo.

ii) La comparaciòn de los resultados de diferentes modelos de triodos

iii) La medida del equivalente en energìa incidente del ruido de fondo en una situaciòn lo mas pròxima posible a la situaciòn experimental real en DELPHI.

En la tabla <I.2.t1> se muestran las diferentes combinaciones vidrios-triodos que se montaron en el primer test experimental. Se estudiaron 3 tipos de vidrio, dos fabricados por la casa SCHOTT (SF1 y SF6) y uno fabricado por CORNING (CEREN22), y 3 diferentes triodos suministrados por HAMAMATSU, PHILIPS y EMI. La ganancia de dichos triodos se muestra en la tabla <I.2.t2>. En la tabla <I.2.t3> se muestra la respuesta de los 3 tipos de vidrio estudiados. Por último en la tabla <I.2.t4> se muestra el equivalente en energía del ruido electrónico para las diferentes combinaciones vidrio-triodo. La elección final del tipo de vidrio y triodo se hizo a la vista de estos resultados y de la relación calidad/precio de los diferentes productos, resultando finalmente elegida la combinación SF1-HAMAMATSU.

TABLA <I.2.t1>

Combinaciones vidrios-triodos usadas  
en el test experimental

VIDRIO	TRIODO		
	HAMAMATSU R 2184	RTC XP1201	EMI D435
CORNING CEREN 22 (Xo=22 mm)	23	8	-
SCHOTT SF1 (Xo=22 mm)	16	-	2
SCHOTT SF6 (Xo=17 mm)	6	2	-

TABLA <I.2.t2>

Ganancia de los triodos

HAMAMATSU R2184	9.5	±	0.9
RTC XP1201	13.5	±	2.9
EMI D435	8.4		

TABLA <I.2.t3>

Respuesta de los vidrios de plomo

SCHOTT SF1	642 phe/GeV
CORNING C22	580 phe/GeV
SCHOTT SF6	422 phe/GeV

TABLA <I.2.t4>

Equivalente en energía (MeV) del  
ruido electrónico

	HAMAMATSU	RTC	EMI
SF1	46	27	39
C22	51	30	-
SF6	77	40	-

Durante el verano de 1985 y a lo largo del año 1986 se han realizado otros tests experimentales, despues de trasladar el prototipo al area experimental del haz X6 del SPS del CERN. Entre otros, los objetivos a estudiar han sido:

i) La resolucìon en la energia del FEMC

ii) La resolucìon en la reconstrucìon de las coordenadas de las partìculas incidentes.

iii) La capacidad de separaciòn electròn-piòn.

Cada uno de estos puntos se estudia en detalle en los siguientes capìtulos.

## REFERENCIAS

[I.2.1] M.D. Rousseau et al. IEEE Trans. nucl. sci.  
NS30(1983)479

[I.2.2] Ver referencia [I.1.3]

[I.2.3] G. Barichello at al. DFPD/3/86/

[I.2.4] Laben modelo 5254 tipo FET

[I.2.5] P. Checchia et al. (FEMC collaboration)  
NIM A248(1986)317

## CAPITULO I.3

### MEDIDA DE LA ENERGIA DE ELECTRONES Y FOTONES

#### 3.1 Introducción

La señal que se mide en un detector basado en el vidrio de plomo es la luz Cerenkov producida por los electrones secundarios de la cascada electromagnética a medida que esta se propaga por el material. La luz así producida se transmite a través del vidrio hasta alcanzar el sistema de lectura. El interés de su medida radica en que la luz Cerenkov emitida es proporcional al recorrido libre medio total de los electrones en la cascada, el cual lo es a su vez a la energía total depositada. Así pues la señal medida es, si la cascada se contiene completamente, proporcional a la energía de la partícula incidente [I.3.1].

La resolución alcanzable en un detector de estas características (suponiendo que sus dimensiones son lo bastante grandes como para contener totalmente la cascada) viene limitada por la estadística de fotoelectrones, que depende del tipo de material, geometría, eficiencia del sistema de lectura etc. Consecuentemente dicha resolución es bastante peor que la debida a las fluctuaciones intrínsecas de la cascada. Si denominamos  $\sigma_1$  , a la resolución en energía debida a las fluctuaciones intrínsecas de la cascada ,y  $\sigma_2$  a la debida a la estadística de fotoelectrones entonces podemos escribir la resolución total

$\sigma$  como la suma cuadrática de ambos terminos:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (I.3.1)$$

Resultando  $\sigma \gg \sigma_1$ . La estimación de  $\sigma_2$  es por tanto necesaria si se pretende reproducir los resultados experimentales.

En este capítulo abordamos el estudio de la estadística de fotoelectrones como limitación fundamental de la resolución de nuestro detector. Para estudiar la influencia de dicha estadística hemos desarrollado un montecarlo capaz de simular las condiciones experimentales del FEMC (tipo de vidrio, eficiencia cuántica del fototriodo, etc). Los resultados obtenidos con dicho montecarlo se comparan con los resultados experimentales obtenidos en los tests del FEMC descritos en el capítulo I.2, obteniéndose un buen acuerdo entre ambos.

### 3.2 El montecarlo CEREN

El diagrama de flujo del montecarlo se muestra en la figura <I.3.1>. Como puede verse, la propagación de la cascada electromagnética en el material se simula mediante el código E.G.S. [I.3.2] al que ya nos hemos referido en el capítulo I.1. Para cada electrón de la cascada generada por E.G.S. cuya velocidad  $\beta$  supere el umbral para la producción de luz Cerenkov,  $\beta_0 = 1/n$ , siendo  $n$  el índice de refracción del medio, las rutinas de CEREN producen y

propagan el cono de luz Cerenkov, simulando la transparencia del cristal y la eficiencia cuántica del fototriodo, y obteniendo como resultado final el número de fotoelectrones producido, con su error, que es una magnitud directamente comparable con los resultados experimentales.

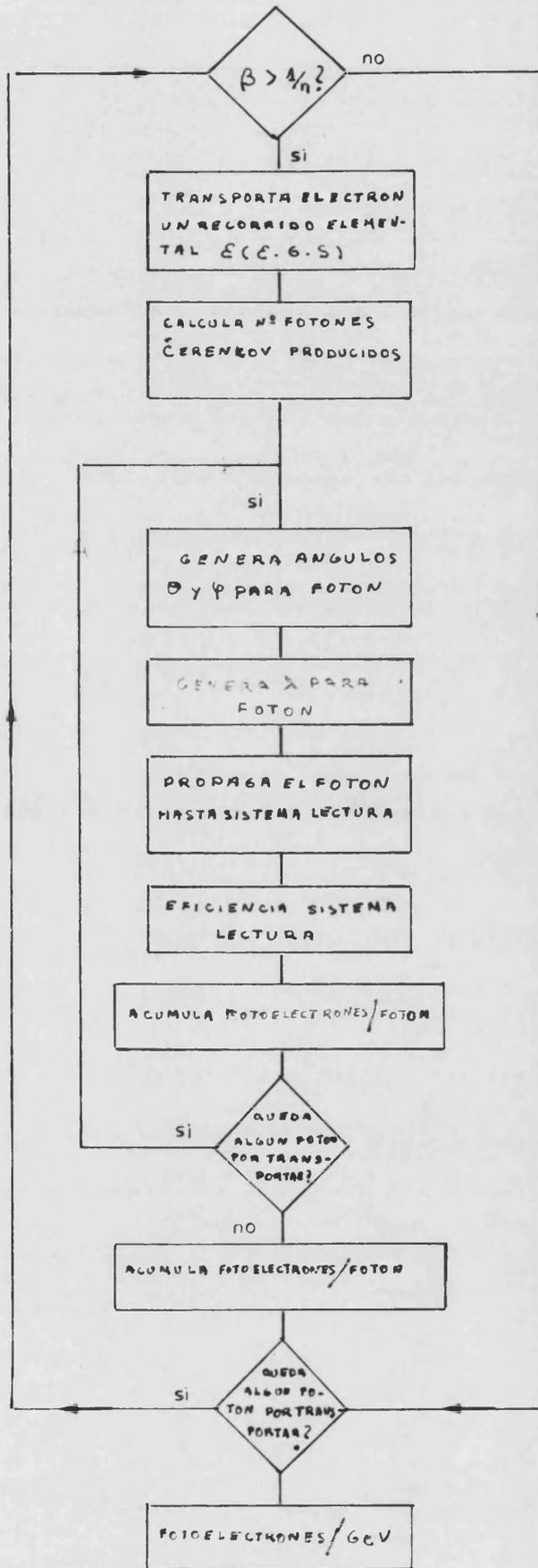


Figura <I.3.1>  
Diagrama de flujo del programa CEREN

### 3.2.1 Producción de la luz Cerenkov

Consideremos un electrón atravesando el vidrio de plomo. Dicho electrón produce un número  $N_0$  de fotones Cerenkov por centímetro de recorrido dado por la ecuación

$$N_0 = \frac{\alpha}{c} \int \left[ 1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right] 2\pi d\nu \quad (1.3.2)$$

Siendo  $\beta$  la velocidad del electrón,  $\alpha$  la constante de estructura fina y  $n$  el índice de refracción del medio, en general  $n=n(\nu)$ . La integral en la ecuación (1.3.2) está extendida a todo el rango de frecuencias para el que  $\beta > \frac{1}{n}$ .

Para el rango de frecuencias para las que el vidrio es transparente (espectro visible e infrarrojo y ultravioleta próximos, ver figura <I.3.2>),  $n$  puede considerarse como constante. La ecuación (1.3.2) se transforma entonces en:

$$N_0 = \frac{2\pi\alpha}{c} \left[ 1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right] \int d\nu \quad (1.3.3)$$

Por otra parte el semiángulo  $\theta_c$  del cono de emisión de luz Cerenkov viene dado por:

$$\theta_c = \arccos \left[ \frac{1}{\beta n} \right] \quad (1.3.4)$$

Teniendo en cuenta (1.3.4) y substituyendo la constantes numéricas (1.3.3) se transforma en:

$$N_0 = 370 \text{ rad}^2 \theta_c \cdot \Delta E \quad (1.3.5)$$

Donde  $\Delta E$  es el intervalo de energía de los fotones producidos para el cual es sensible el sistema de lectura, típicamente  $1 < \Delta E < 1.5 \text{ e.v.}$  (ver figura <I.3.3>)

CEREN desplaza las partículas de la cascada electromagnética (electrones y fotones) en intervalos elementales, calculados en función del tipo de partícula, tipo de interacción, etc. Tras desplazar a un electrón, (bajo control de las rutinas standard E.G.S.) si la velocidad de este supera el umbral  $1/n$  se cede control a la rutina de producción y transporte de luz, proporcionándosele el intervalo recorrido  $\epsilon$ . El número de fotones producidos se calcula entonces según la ecuación (I.3.5):

### 3.2.2 Transporte de la luz Cerenkov

Una vez calculado el número de fotones producidos por unidad de recorrido elemental  $N_0$ , debe transportarse cada uno de ellos hasta el sistema de lectura, calculándose la eficiencia en la transmisión de la luz a lo largo del cristal. El semiángulo de emisión Cerenkov (respecto al sistema de referencia del electrón emisor) viene dado por la ecuación (I.3.4). Para cada fotón se obtiene el ángulo  $\varphi$  aleatoriamente entre 0 y  $2\pi$  y a partir de ambos ángulos su vector de posición  $X$ :

$$X = X_e \cdot M \quad (I.3.6)$$

Siendo  $X_e$  el vector de posición del electrón en el sistema de referencia del detector y  $M$  la matriz de transformación de coordenadas entre el sistema de referencia del electrón y el sistema de referencia del detector.

Para la propagación de cada fotón se utiliza la aproximación de la óptica geométrica puesto que el rango de longitudes de onda considerado está próximo al visible, como se ha discutido anteriormente. Cada fotón se trata como un rayo de luz (onda plana de intensidad  $I_0$ ) calculándose la atenuación de este debida a la absorción del medio y a las pérdidas en cada reflexión a lo largo de todo el recorrido en el interior del cristal hasta alcanzar el sistema de lectura.

### 3.2.3 Eficiencia del sistema de lectura

Una vez alcanzado el sistema de lectura, la luz Cerenkov se transforma en una señal medible (fotoelectrones) proporcional a la intensidad de esta. La eficiencia con que dicha señal se convierte depende del tipo de sistema de lectura utilizado. CEREN incorpora una rutina que calcula dicha eficiencia en función del sistema de lectura proporcionado por el usuario.

### 3.2.4 Obtención de la señal y medida de la resolución

Conforme lo expuesto anteriormente, para cada electrón de la cascada electromagnética se calcula el número total de fotoelectrones producidos, acumulándose estos para todas las electrones de la cascada. Como resultado final se obtiene el número de fotoelectrones por unidad de energía, con su dispersión. Ambas cantidades son directamente comparables con los resultados experimentales. La resolución obtenida incorpora no solo las fluctuaciones intrínsecas de la

cascada sino las fluctuaciones debidas a la estadística de fotoelectrones.

### 3.3 Simulación del prototipo del FEMC

A fin de poder comparar los resultados de CEREN con los resultados experimentales hemos simulado el prototipo del FEMC descrito en el capítulo anterior. El tipo de vidrio simulado ha sido el vidrio SF1 y el triodo ha sido el R2184 de Hamamatsu. La figura <I.3.2> muestra el intervalo de transmisión de la luz Cerenkov para el SF1, mientras que en la tabla <I.3.t1> detallamos su composición química y sus principales propiedades. En la figura <I.3.3> y en la tabla <I.3.t2> se muestra la eficiencia para la transmisión de la luz del triodo. Ambas curvas corresponden a datos proporcionadas por el fabricante. Para estudiar la linealidad y la resolución se han simulado electrones de diversas energías en el rango entre 0.5 y 10 GeV.

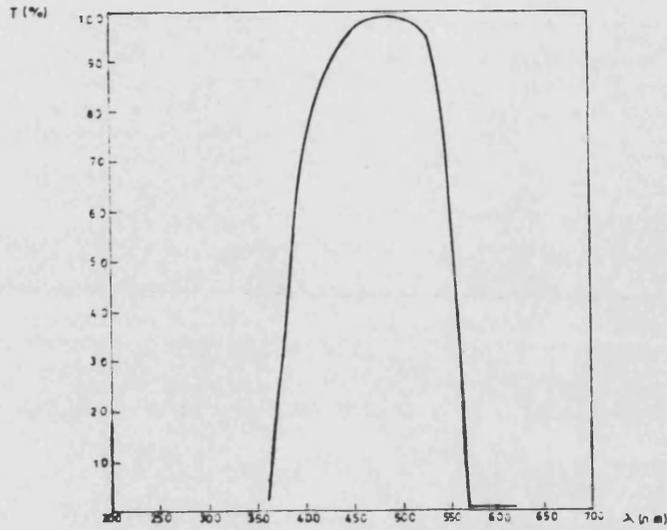


Figura <I.3.2>  
 Transmisión de la luz Cerenkov en el SF1.  
 Se representa la longitud de onda de los  
 fotones Cerenkov en función de la  
 transmisión (en %)

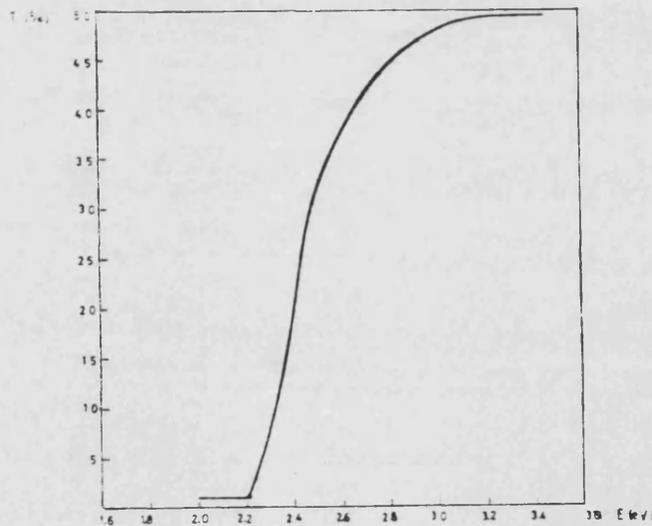


Figura <I.3.3>  
 Intervalo de sensibilidad del triodo  
 R2184 de HAMAMATSU. Se representa la  
 energía de los fotones Cerenkov (en e.v)  
 en función de la transmisión (en %)

TABLA <I.3.t1>

Propiedades del vidrio SF1

COMPONENTES	PARAMETROS
38% SIO 2	$X_0 = 2.2 \text{ cm}$
35% PBO	$n = 1.7$
5% K O	$\rho = 4.5 \text{ g/cm}$
1% N O	$E_c = 11.8 \text{ MeV/X}_0$

TABLA <I.3.t2>

SENSIBILIDAD DEL SISTEMA DE LECTURA

(Fototriodo de Hamamatsu R2184)

LONGITUD DE ONDA INCIDENTE (mm)	TRANSMISION (%)
300	0
350	50
400	50
450	40
500	30
550	10
600	5
650	0

### 3.4 Medida de la energía en los tests experimentales

Durante los test se observò que la cadena electrònica presentaba ruido coherente, debido a problemas de aislamiento electrònico, por lo que la resoluciòn se parametrizò como:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(a + \frac{b}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{c_m}{E}\right)^2} \quad (I.3.8)$$

Donde las constantes a y b son las usuales debidas a las fluctuaciones en el desarrollo de la cascada (incluyendo la estadística de fotoelectrones) y  $c_m$  es el equivalente en energía del ruido debido a la cadena de amplificaciòn de los n contadores cuyas señales se suman para obtener la energía total de la cascada. Si los contadores son del mismo tipo la correlaciòn entre los distintos canales es practicamente despreciable y se puede factorizar  $c_m$  como:

$$c_m = c_1 \sqrt{n} \quad (I.3.9)$$

Donde  $c_1$  es el ruido en un solo canal

Para obtener los valores de a, b y  $c_m$  comparamos la ecuaciòn (I.3.8) con los datos experimentales que se muestran en la figura (I.3.4). El valor de  $c_m$  para el cluster de 3x3 contadores que se definiò para sumar la energía es,  $c_m=200$  MeV. Con este valor de  $c_m$ , el mejor ajuste de los datos experimentales conduce a los valores para a y b de:

$$a = (0.4 \pm 0.1) \times 10^{-2} \text{ GeV}^{1/2} \quad (I.3.10)$$

$$b = (6.9 \pm 0.2) \times 10^{-2} \text{ GeV}^{1/2} \quad (I.3.11)$$

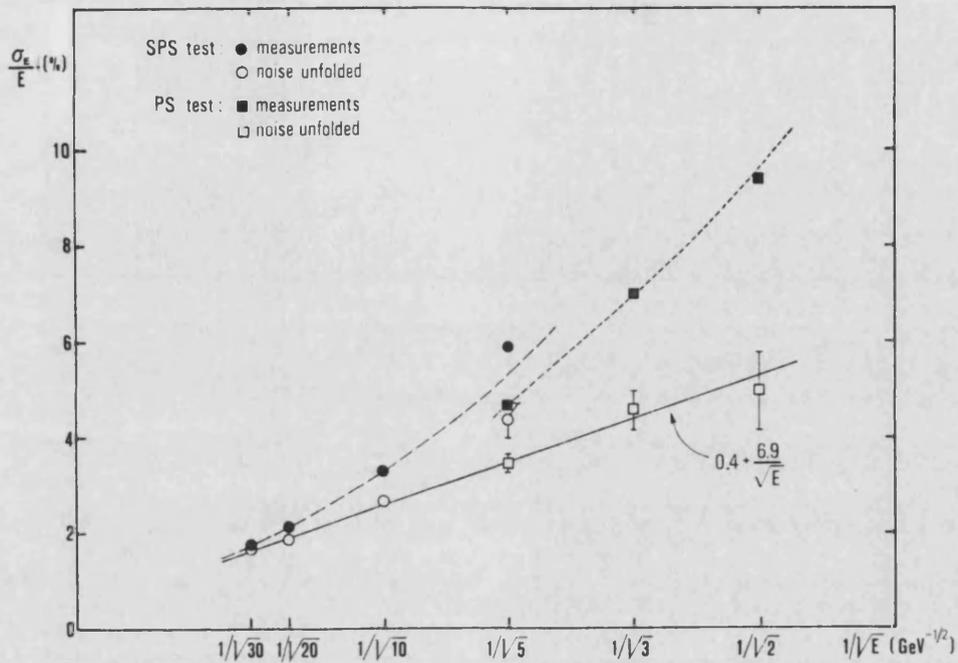


Figura <I.3.4>

Resolución en energía para los vidrios SF6 y SF1 en el rango 2-30 GeV. La línea recta representa el ajuste de la ecuación (I.3.8) a los datos experimentales una vez sustraído el ruido electrónico.

Para este test se hicieron medidas con electrones comprendidos en el rango entre 2 y 30 GeV. El espectro de energía medido a 2 y 20 GeV (energía nominal del haz) se muestra en la figura <I.3.5,a-b>.

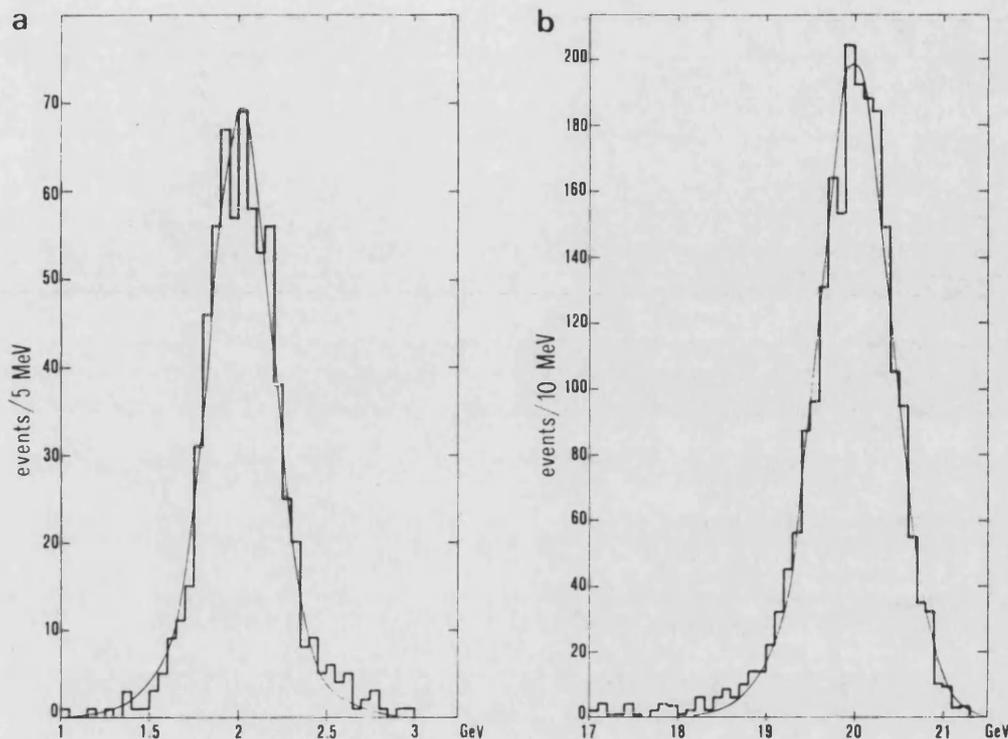


Figura <I.3.5>  
 Distribuciones de energía a) 2 GeV y b) 20 GeV (energía nominal del haz). Las curvas superpuestas son ajustes gaussianos a los histograms en el intervalo alrededor del valor máximo de la distribución.

### 3.5 Comparación del montecarlo con los resultados experimentales.

La figura <I.3.6> muestra las predicciones para la dependencia de la resolución con la energía, sin tomar en cuenta la estadística de fotoelectrones (E.G.S.) y tomándola en cuenta (CEREN). La figura <I.3.7> muestra la relación entre el número de fotoelectrones y la energía incidente, destacándose la excelente linealidad.

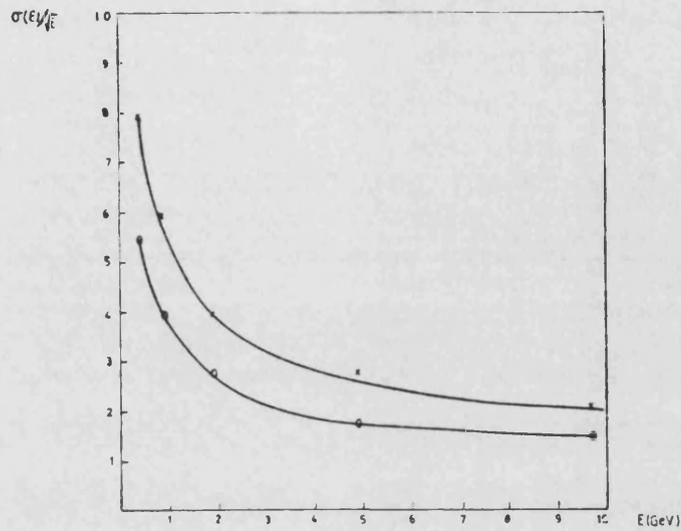


Figura <I.3.6>  
 Dependencia de la resolución con la energía.  
 Se muestra la resolución intrínseca calculada  
 por E.G.S. y la resolución total (\*) calculada  
 por CEREN.

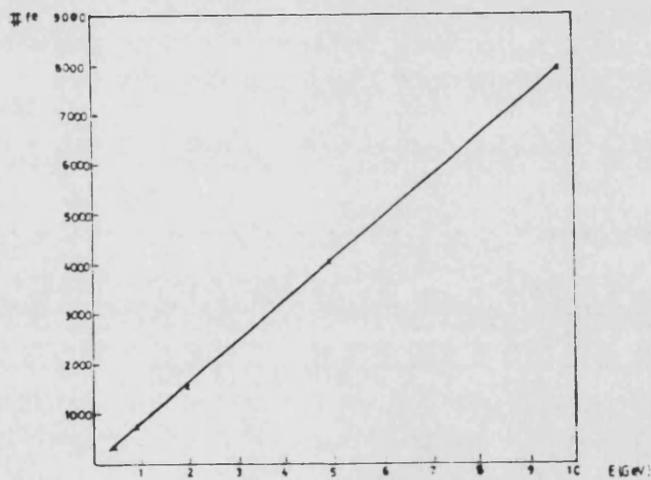


Figura <I.3.7>  
 Número de fotoelectrones producido por la  
 simulación CEREN del SF1 + triodo

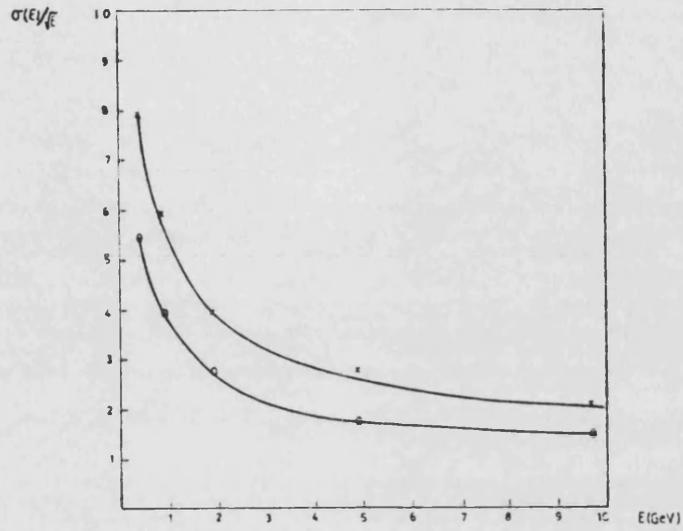


Figura <I.3.6>  
 Dependencia de la resolución con la energía.  
 Se muestra la resolución intrínseca calculada  
 por E.G.S. y la resolución total (\*) calculada  
 por CEREN.

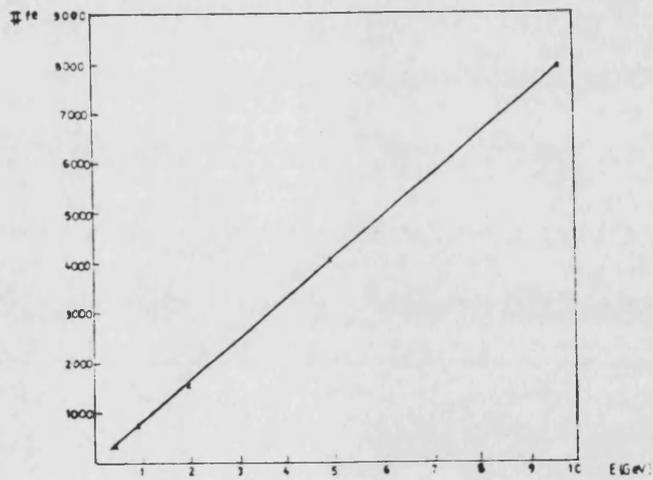


Figura <I.3.7>  
 Número de fotoelectrones producido por la  
 simulación CEREN del SF1 + triodo

Por último la tabla (I.3.3) muestra la comparación entre los resultados experimentales y la simulación. Puede observarse que el montecarlo predice muy bien la dependencia de la resolución y da una predicción razonable para el número de fotoelectrones/unidad de energía producidos.

TABLA <I.3.3>

Comparación con los resultados experimentales y la simulación

EXPERIMENTAL

CEREN

$$\sigma(E)/E = 0.4 + 6.9/\sqrt{E}$$

$$\sigma(E)/E = 0.5 + 6/\sqrt{E}$$

$$\#F.E. = 642 \text{ f.e./GeV}$$

$$\#F.E. = 750 \text{ f.e./GeV}$$

Por último la tabla (I.3.3) muestra la comparación entre los resultados experimentales y la simulación. Puede observarse que el montecarlo predice muy bien la dependencia de la resolución y da una predicción razonable para el número de fotoelectrones/unidad de energía producidos.

TABLA <I.3.3>

Comparación con los resultados experimentales y la simulación

EXPERIMENTAL

CEREN

$$\sigma(E)/E = 0.4 + 6.9/\sqrt{E}$$

$$\sigma(E)/E = 0.5 + 6/\sqrt{E}$$

$$\#F.E. = 642 \text{ f.e./GeV}$$

$$\#F.E. = 750 \text{ f.e./GeV}$$

### 3.6 Conclusiones

En este capítulo hemos estudiado la resolución en energía que puede obtenerse con el FEMC. Los datos experimentales muestran la presencia de un ruido electrónico asociado con la cadena de amplificación de la señal relativamente alto, y que debe ser sustraído en el ajuste de dichos datos para conocer los valores de  $a$  y  $b$  que nos proporcionan la resolución intrínseca del detector. Dicha resolución está dominada por la estadística de fotoelectrones asociada con la propagación y medida de la luz de Cerenkov, como puede verse en los resultados obtenidos comparando la resolución "intrínseca" (tomando en cuenta solo las fluctuaciones de la cascada) con la que se obtiene cuando se incorporan los efectos citados. Hemos desarrollado un montecarlo capaz de tomar en cuenta dichos efectos y cuyas predicciones coinciden bien con los resultados experimentales.

## REFERENCIAS

[I.3.1] E. Longo e I. Sestilli, NIM (1975)283

[I.3.2] ver por ejemplo U. Amaldi (referencia [I.1.3])

## CAPITULO I.4

### DETERMINACION DE LAS COORDENADAS DE INCIDENCIA DE ELECTRONES Y FOTONES.

#### 4.1 Introducció

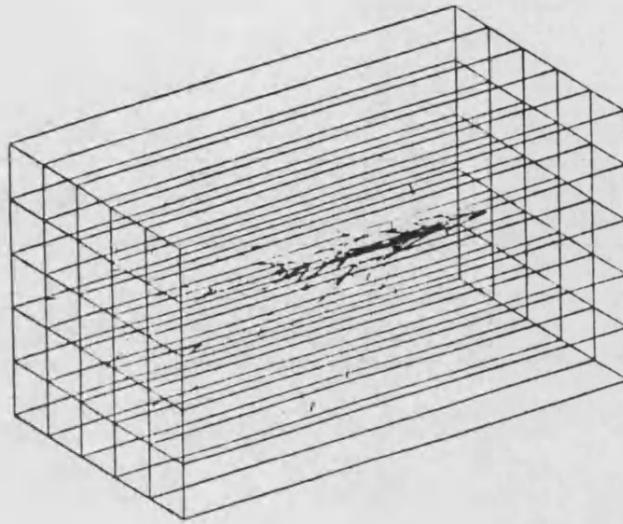
La determinación del punto de impacto de electrones y fotones en calorímetros homogéneos modulares a partir del conocimiento de la energía depositada en el módulo en el que incide la partícula y en la de los módulos adyacentes (cluster) es un problema común a muchos experimentos de física de alta energía. En el caso particular de los fotones esta posibilidad resulta especialmente atractiva ya que, al carecer de carga eléctrica, no son sensibles a otros detectores de posición.

Para determinar la coordenada de incidencia de un electrón a partir de la energía compartida en el cluster que rodea el módulo de incidencia deben utilizarse algoritmos basados en la desarrollo transversal de una cascada electromagnética. La calidad de dichos algoritmos viene dada por dos magnitudes intrínsecas del módulo: el tipo de material empleado (NaI, vidrio de plomo, BGO, etc) así como sus dimensiones transversales.

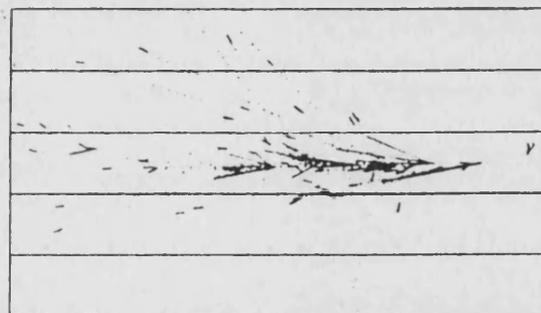
En este capítulo estudiamos diversos algoritmos de reconstrucción de coordenadas y su aplicación al FEMC. Para estudiar dichos algoritmos se ha utilizado simulación montecarlo, comparándose los resultados con datos experimentales correspondientes a tests del prototipo del FEMC descrito en el capítulo I.3.

#### 4.2 La simulación

Para el presente estudio hemos simulado una matriz(cluster) de 5x5 módulos de vidrio de plomo SF1 de dimensiones 5x5x44 cm<sup>3</sup> que corresponde al cluster del prototipo del FEMC que se utilizò para la toma de datos en los tests experimentales. Los programas montecarlo utilizados fueron CEREN y GEANT3 a los que nos hemos referido en el capítulo anterior. Las cascadas electromagnéticas se iniciaron con fotones de 1 y 10 GeV de energía. Las figuras <I.4.1-a,b> muestran el desarrollo de una cascada originada por un fotòn de 1 GeV incidiendo en el centro de la matriz.



a)



b)

Figura <I.4.1>

(a) Desarrollo de una cascada electromagnética iniciada por un fotón de 1 GeV en un cluster de 25 módulos de las características del prototipo del FEMC. (b) Proyección longitudinal.

### 4.3 Perfil de la cascada electromagnética

Se define el perfil de una cascada electromagnética como la energía  $E(X-XI)$  depositada por la misma en función de su distancia al eje de desarrollo (XI). Todos los algoritmos estudiados se obtienen [I.4.1] a partir de la constatación experimental de que el perfil de la cascada puede representarse aproximadamente como una función exponencial.

$$E:(X-XI) = a \exp [-(X-XI)/C] \quad (I.4.1)$$

O como una doble exponencial:

$$E:(X-XI) = a_1 \exp [-(X-XI)/C_1] + a_2 \exp [-(X-XI)/C_2] \quad (I.4.2)$$

Que tiene en cuenta explícitamente la existencia de las dos componentes, central y periférica, de la cascada y que describe aún mejor los resultados experimentales (menor  $x^2$ ) en calorímetros modulares. En [I.4.1] la primera exponencial describe el centro de la cascada formado por partículas de mayor energía, mientras que la segunda representa la periferia de esta a la que contribuyen sobre todo los fotones de baja energía.

El coeficiente  $C$  de la ecuación (I.4.1) se denomina ANCHURA de la cascada. En el caso de la doble exponencial se define análogamente la ANCHURA EFECTIVA  $C_e$  como la media ponderada de las pendientes de las dos exponenciales.

$$C_e = a_1 C_1 + a_2 C_2 \quad (I.4.3)$$

Los parámetros C1 C2 Y Ce se han obtenido mediante simulación y se han medido asimismo experimentalmente (ver sección 4.6 ). La comparación de los resultados se muestra en la tabla <I.4.t1>. Como puede verse el acuerdo es bueno, lo que garantiza la fiabilidad de los montecarlos utilizados.

TABLA <I.4.t1>

	Medido experimentalmente	Obtenido por Montecarlo
C1	4.8	4.5 ± 0.5
C2	8.3	8.5 ± 0.5
Ce	6.0	5.6 ± 0.5

#### 4.4 Algoritmos de reconstrucción de coordenadas

Supongamos una partícula de energía E incidiendo en el detector. Si consideramos un cluster de 5x5 módulos centrado en el de incidencia, sabemos que se deposita un 95 % de la energía si esta es inferior a 20 GeV y sobre un 90 % si es inferior a 40 GeV. Podemos considerar por tanto:

$$E = \sum_i E_i \quad (I.4.4)$$

donde la suma se extiende a los 25 módulos que componen la matriz. La cantidad de energía depositada en el i-esimo elemento viene expresada como:

$$E_i = \int_{x_d(i)}^{x_u(i)} \epsilon (x-xI) dx \quad (I.4.5)$$

siendo Xu(i), Xd(i) las coordenadas de los extremos del módulo en un sistema de referencia arbitrario con el eje z longitudinal. La ecuación (I.4.5) será el punto de partida

para la obtención de los diversos algoritmos que discutiremos a continuación. Debido a la simetría azimutal de los módulos es suficiente con realizar un análisis unidimensional del problema; la componente transversal restante se trataría idénticamente.

#### 4.4.1 Centro de gravedad.

EL centro de gravedad (COG) de la cascada se define como:

$$X_G = \frac{2 \Delta \sum_i i E_i}{\sum_i E_i} \quad (I.4.6)$$

Siendo  $\Delta$  la semilongitud transversal de un módulo del cluster. La relación entre  $X_G$  y la coordenada de incidencia  $X_I$  se obtiene sustituyendo (I.4.5) en (I.4.6).

$$X_G = \frac{2 \Delta \sum_i i \int_{x_{d(i)}}^{x_{e(i)}} E(x-x_I) dx}{\sum_i \int_{x_{d(i)}}^{x_{e(i)}} E(x-x_I) dx} \quad (I.4.7)$$

Suponiendo una dependencia exponencial del tipo (I.4.1) la ecuación (I.4.7) se transforma en:

$$X_G = \frac{\Delta \operatorname{sech}(X_I/c)}{\operatorname{sech}(\Delta/c)} \quad (I.4.8)$$

En el caso de una doble exponencial, la relación entre  $X_G$  y  $X_I$  es prácticamente la misma a condición de emplear la anchura efectiva  $C_e$  de la cascada:

$$X_G = \frac{\Delta \operatorname{sech}(X_I/C_e)}{\operatorname{sech}(\Delta/C_e)} \quad (I.4.8')$$

Las ecuaciones (I.4.8) y (I.4.8') muestran que  $X_g$  no es lineal con la coordenada de incidencia. Solo cuando  $\Delta / C_e \sim 1$ , es decir, cuando las dimensiones transversales del módulo se aproximan a las de la anchura efectiva de la cascada, y solo entonces,  $X_g$  resulta aproximadamente lineal con  $X_I$ . En el FEMC,  $\Delta / C_e = 0.4$ , por lo que el COG resulta completamente sesgado, como se ve en la figura <I.4.2> que muestra dicho comportamiento. Vemos como  $X_g$  coincide únicamente con  $X_I$  en los bordes y en el centro del módulo, llegando a desviaciones en el resto de hasta 15 mm.

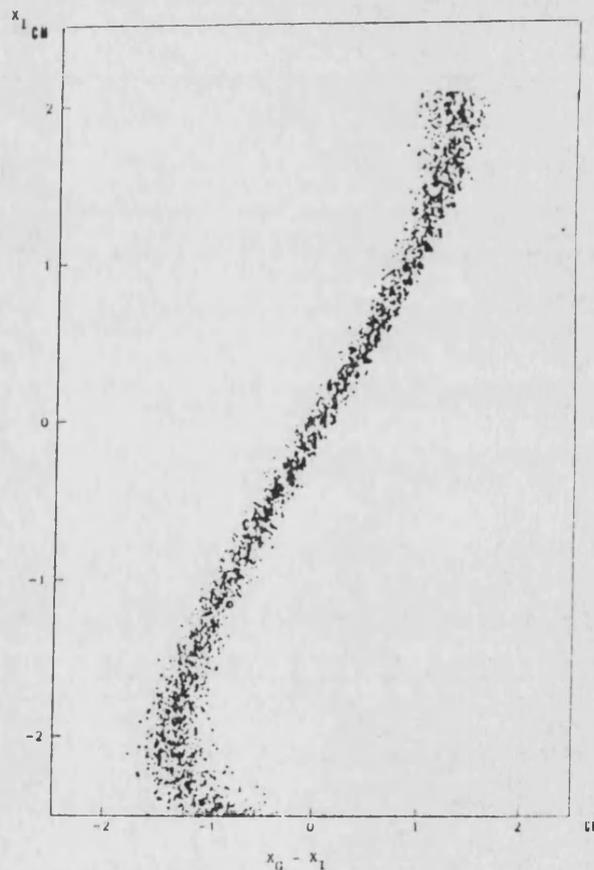


Figura <I.4.2>  
 $X_g - X_I$  frente a  $X_I$ . Puede observarse el fuerte sesgo del algoritmo. Las partículas incidentes fueron fotones de 10 GeV (simulación montecarlo)

No obstante, a partir de la ecuación (I.4.8') podemos definir un "centro de gravedad sin sesgo" como:

$$X_p = \frac{\sum_{i=1}^n x_i \cdot \Delta(C_i)}{\Delta} \quad (I.4.9)$$

La dependencia de  $X_p$  con  $XI$  se muestra en las figuras <I.4.3-a,b>. Como se ve, hay un cierto sesgo cerca de los bordes  $|X_p - XI| \sim 2.5$  mm. Sin embargo la dispersión del algoritmo es mínima en los bordes y máxima en el centro.

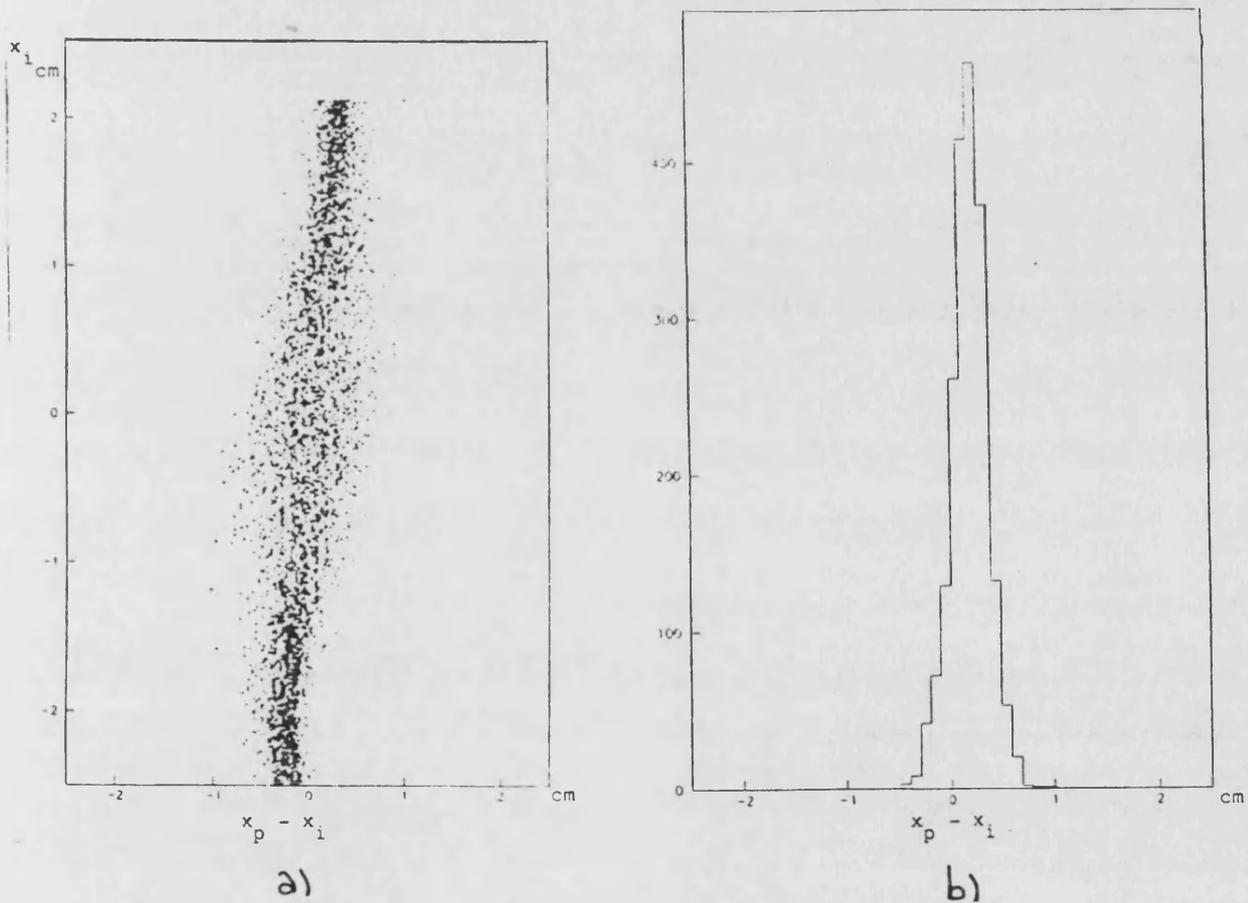


Figura <I.4.3>

(a)  $X_p - XI$  frente a  $XI$ . (b) proyección de  $X_p$  sobre  $X_p - XI$ . Puede observarse un ligero sesgo hacia los bordes. El algoritmo presenta mayor dispersión en el centro.

#### 4.4.2 Algoritmos directos.

Llamamos algoritmos directos a aquellos que se obtienen a partir de la energía depositada en el módulo de incidencia y los inmediatamente adyacentes. Estudiaremos aquí dos, que llamaremos  $X_b$  y  $X_l$ .

##### 4.4.2.1 El estimador $X_b$ .

Sean  $E_0$ ,  $E_1$  y  $E_{-1}$  las energías depositadas en el módulo de incidencia y los dos adyacentes. Se tiene que:

$$\frac{E_0}{E_1} = \frac{\int_{x_d(0)}^{x_u(0)} E(x-xI) dx}{\int_{x_d(1)}^{x_u(1)} E(x-xI) dx} \quad (2.4.10)$$

Si se trata de una sola exponencial (I.4.10) se transforma en:

$$\frac{E_0}{E_1} = 2 \exp((\Delta - xI)/c) - e^{-2xI/c} - 1 \quad (2.4.11)$$

Si se consideran valores de  $XI$  tales que  $XI \gg c$ , entonces  $\exp(-2XI/c) \ll 1$  y definimos  $X_b$  como:

$$X_b = \Delta - c \ln(1/2 (E_0/E_1) + 1) \quad (XI > 0) \quad (2.4.12)$$

$$X_b = -\Delta + c \ln(1/2 (E_0/E_{-1}) + 1) \quad (XI < 0) \quad (2.4.13)$$

Las figuras <I.4.4,a-b> muestran la dependencia de  $X_b$  con  $X_I$ . Se observa un claro sesgo en la zona central, mientras que en los bordes (desde 1.2 hasta 2.5 cm) es mejor que  $X_p$ . Esta diferencia se incrementa a energías mas bajas (figura <I.4.5,a-b>). En cuanto a la dispersión es menor en los bordes que en el centro del módulo.

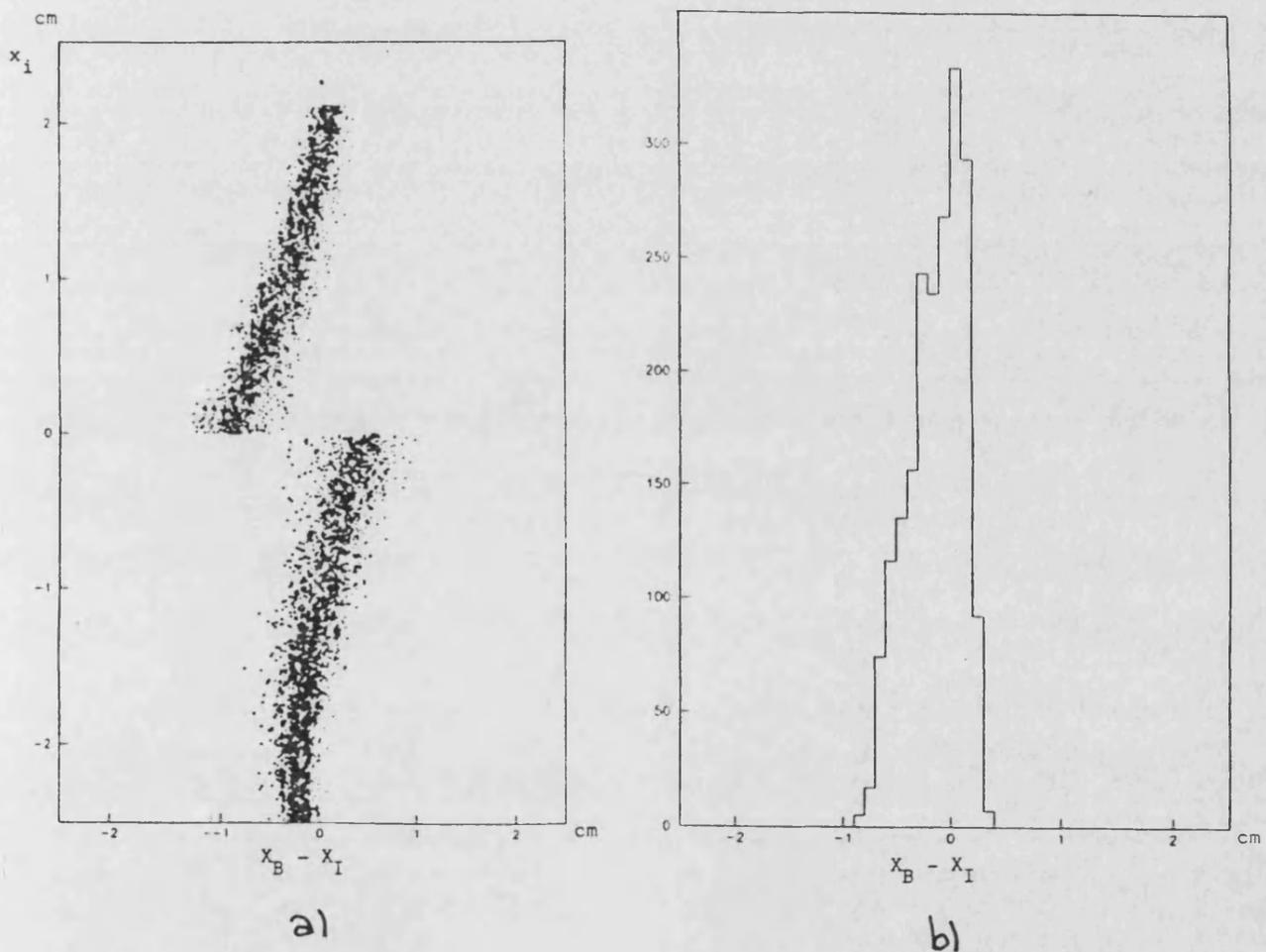
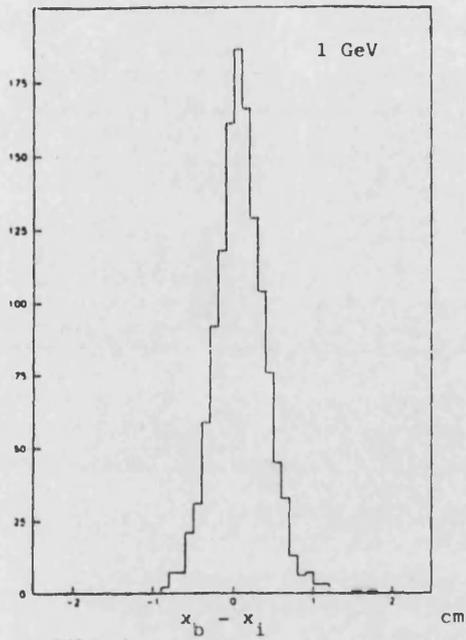
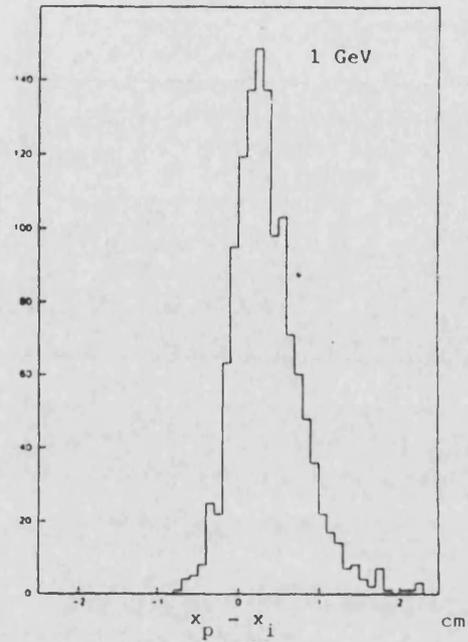


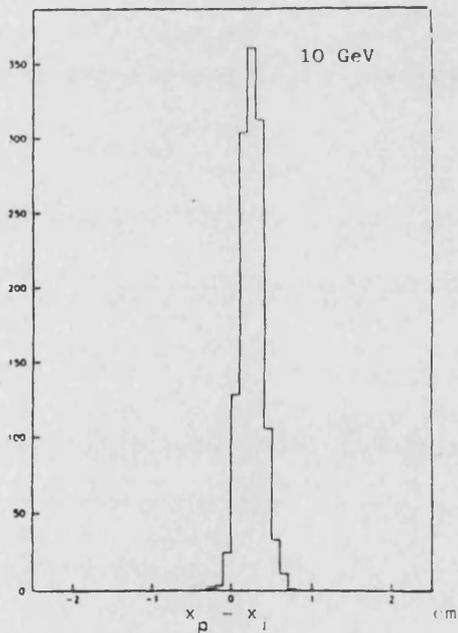
Figura <I.4.4>  
 (a)  $X_b$ - $X_I$  frente a  $X_I$ . (b) proyección de  $X_b$  sobre  $X_b$ - $X_I$ . Obsérvese la discontinuidad en el centro, donde el sesgo es muy pronunciado mientras que en los bordes es muy pequeño.



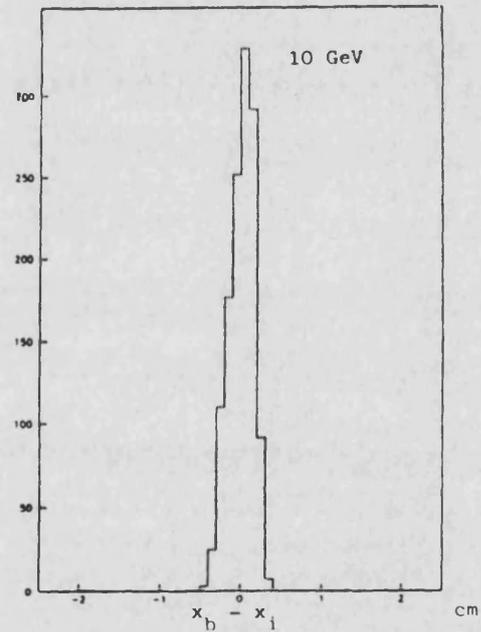
a)



b)



c)



d)

Figura <I.4.5>  
 Comparación entre  $X_p$  y  $X_b$  para (a) energías 1 GeV, y (b) energías de 10 GeV, en el rango de valores  $|X_i| > 2C$ .

#### 4.4.2.2 El estimador $X_L$ .

Si ahora consideramos:

$$\frac{E_1}{E_{-1}} = \frac{\int_{x_d(-1)}^{x_a(1)} E(x - x_I) dx}{\int_{x_d(-1)}^{x_a(-1)} E(x - x_I) dx} \quad (I.4.14)$$

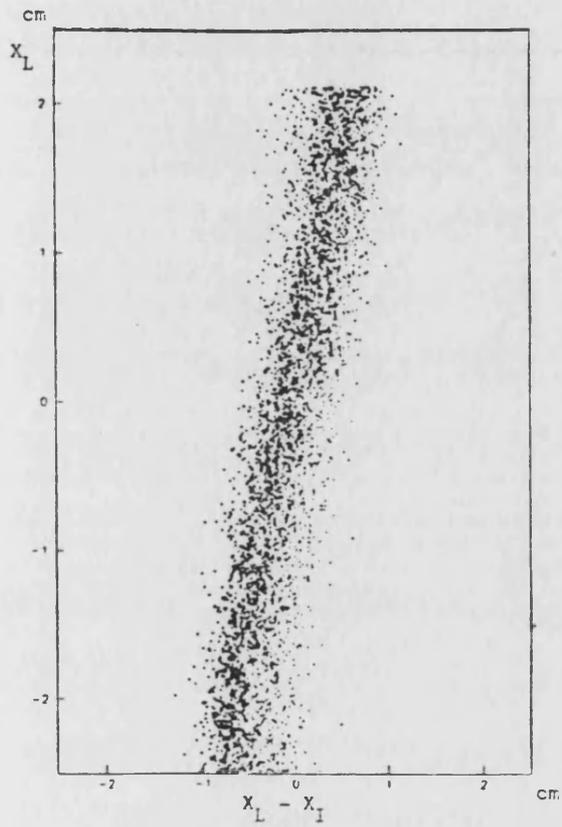
Obtenemos, empleando (I.4.1):

$$\frac{E_1}{E_{-1}} = \exp(2 x_I / c) \quad (I.4.15)$$

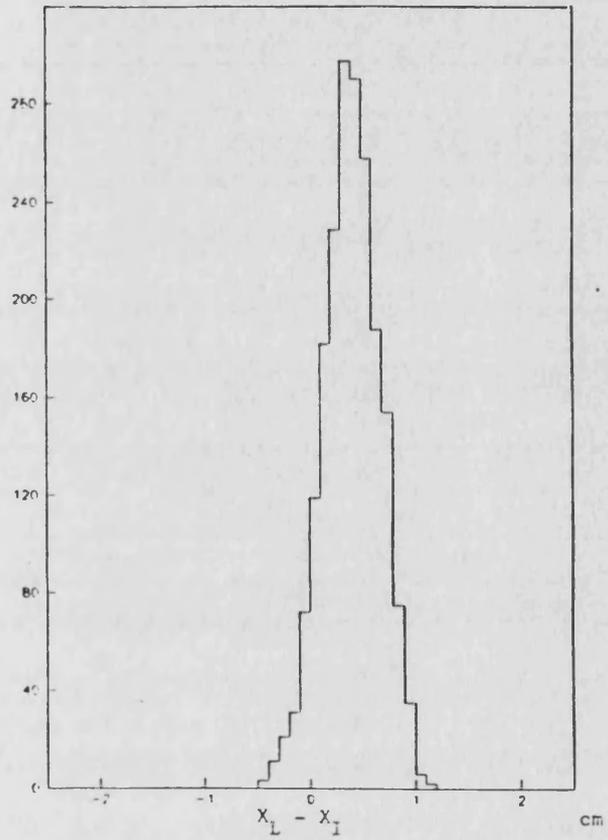
Lo que nos permite definir:

$$X_L = 1/2 c \ln(E_1 / E_{-1}) \quad (I.4.16)$$

Las figuras <I.4.6, a-b> muestran la dependencia de  $X_L$  con  $X_I$ , que es lineal en todo el rango desde  $-\Delta$  a  $+\Delta$ , siendo sin embargo su dispersión mayor que la de los dos algoritmos anteriormente estudiados,  $X_p$  y  $X_b$ . Esto se debe a que las dimensiones transversales de los módulos son grandes frente a la anchura efectiva de la cascada, con lo que las fluctuaciones de la energía depositada en los módulos adyacentes al de incidencia también son grandes.



a)



b)

Figura <I.4.6>  
 (a)  $X_L - X_I$  frente a  $X_L$ . (b) proyección de  $X_L$  sobre  $X_L - X_I$ . El algoritmo tiene poco sesgo pero su dispersión es grande.

#### 4.5 Aplicación al FEMC

Como ilustración del presente análisis, en la figura <I.4.7> y tabla <I.4.t2> puede observarse la reconstrucción de la coordenada de incidencia para los tres métodos estudiados:  $X_p, X_b$  y  $X_l$ , para fotones de 10 GeV de energía (simulación montecarlo). Observamos que  $X_l$  presenta mayor dispersión. En cuanto a  $X_p$  y  $X_b$ , cada uno posee un rango de validez en que es mejor que el otro:  $X_p$  en la zona central y  $X_b$  en los bordes. En la zona intermedia son equivalentes. Podemos pues decir que ambos estimadores resultan complementarios.

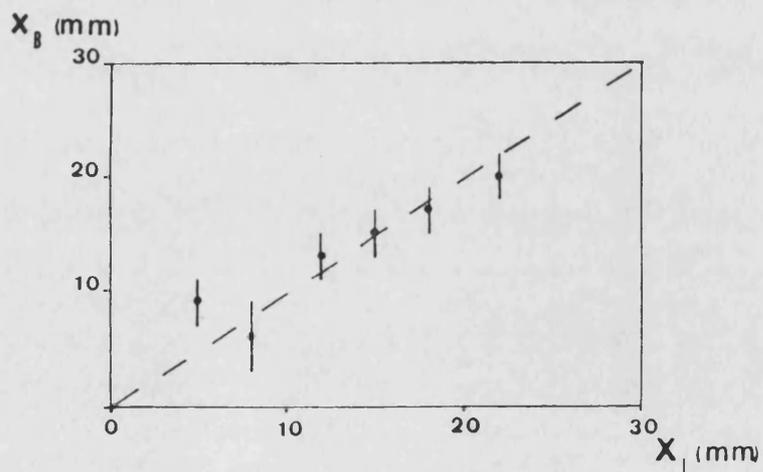
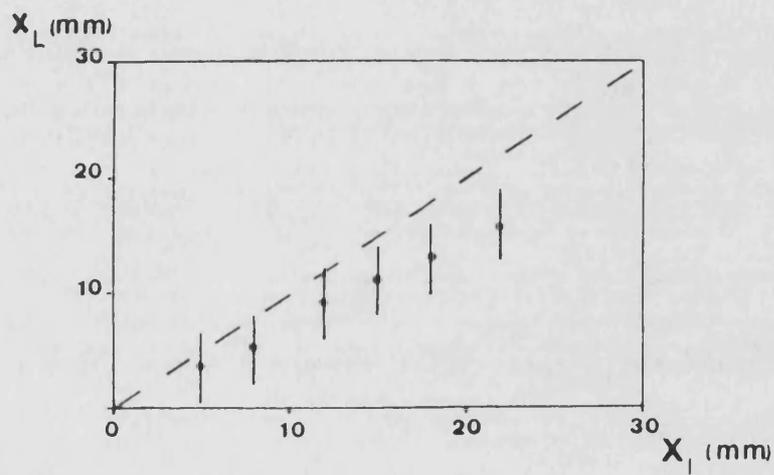
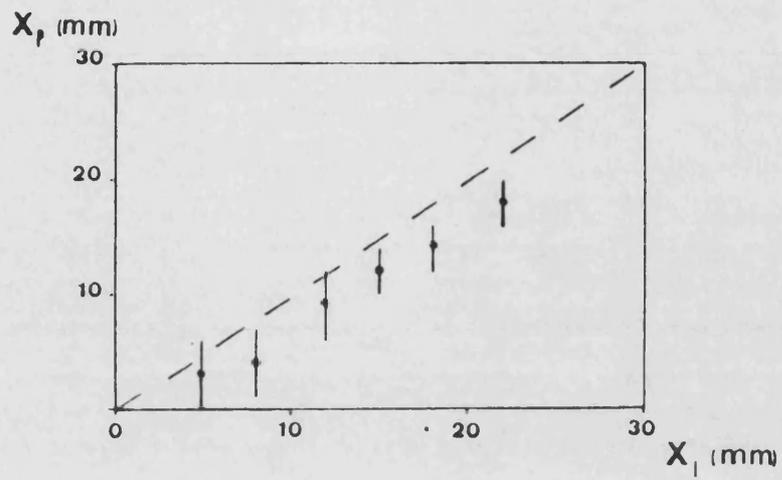


Figura <I.4.7>  
 Reconstrucción de las coordenadas de un  
 fotón de 10 GeV mediante  $X_p, X_l$  y  $X_b$ . (Los  
 datos son simulación montecarlo)

Las dimensiones transversales de los módulos del FEMC son tales que la elección de un algoritmo concreto no resulta fácil. Si las dimensiones del cristal son pequeñas como en el caso de [I.4.1] ( $2 \Delta < 3.5$  cm) los algoritmos directos son los más adecuados. Para valores de  $\Delta$  muy grandes ( $2 \Delta > 7.5$  cm) las fluctuaciones en los bloques adyacentes son muy grandes y los algoritmos directos son completamente inapropiados. Para el caso del FEMC,  $X_p$  y  $X_l$  dan resultados comparables.

TABLA <I.4.t2>

XI	$X_p$	$X_l$	$X_b$
5	$3 \pm 3$	$3.5 \pm 3$	$9 \pm 2$
8	$4 \pm 3$	$5 \pm 3$	$6 \pm 3$
12	$9 \pm 3$	$9 \pm 3$	$13 \pm 2$
15	$12 \pm 3$	$11 \pm 3$	$15 \pm 2$
18	$14 \pm 2$	$13 \pm 3$	$17 \pm 2$
22	$18 \pm 2$	$16 \pm 3$	$20 \pm 2$

#### 4.6 Análisis de datos experimentales

Los datos experimentales utilizados para estudiar la eficiencia del FEMC en la reconstrucción de las coordenadas de las partículas incidentes fueron tomados durante un test del prototipo del FEMC descrito en el capítulo I.2, realizado en el haz X6 del SPS del CERN durante el verano de 1985. Para dicho estudio se utilizaron electrones de 5 GeV

que incidían en el módulo central de un cluster de 3x3 módulos. Se tomaron datos para incidencia perpendicular y para una incidencia a  $4^\circ$  con respecto al eje de los módulos.

La figura <I.4.8,a-b> muestran la posición reconstruida en función del punto de impacto, con su dispersión para los dos ángulos de incidencia. La precisión varía desde 2.7 mm cerca del borde del módulo (donde el uso de  $X_b$  permite optimizarla) hasta 6 mm para electrones en el centro del módulo (donde  $X_p$  da mejores resultados). La extrapolación entre los resultados experimentales y la simulación nos permiten escribir la resolución espacial del FEMC como:

$$\sigma_{xy} = 12 \text{ mm} / \sqrt{E} \quad \text{cerca del centro del módulo}$$

$$\sigma_{xy} = 5 \text{ mm} / \sqrt{E} \quad \text{cerca del borde del módulo}$$

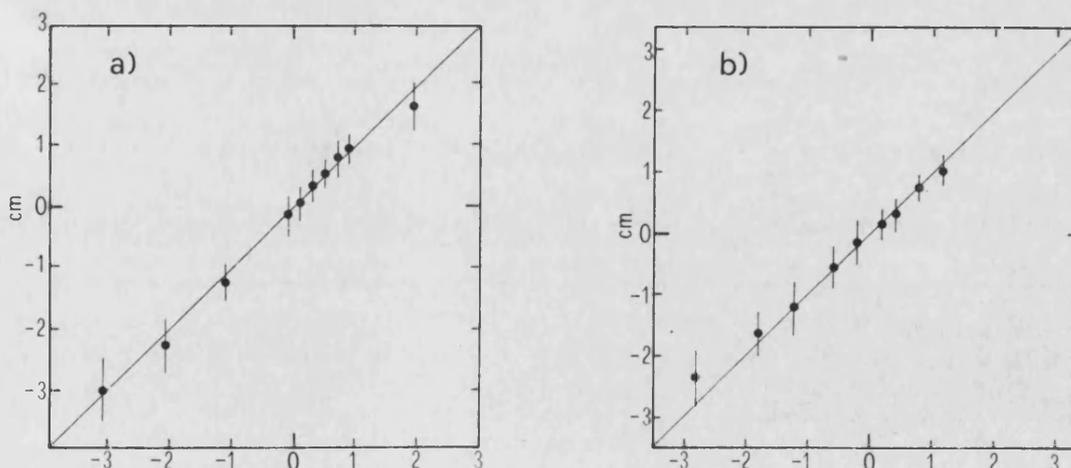


Figura <I.4.8>  
Reconstrucción de las coordenadas de electrones de 5 GeV mediante un algoritmo combinado  $X_p, X_b$ . (Datos experimentales). a) Incidencia normal. b) Incidencia a  $4^\circ$ .

#### 4.7 Conclusiones

En este capítulo hemos estudiado diversos algoritmos de reconstrucción de las coordenadas de las partículas incidentes en calorímetros homogéneos modulares. Hemos visto que la elección del algoritmo depende en gran medida de las dimensiones transversales de los módulos. En el caso concreto del FEMC, los designados como Xb y Xp resultan apropiados. La resolución espacial del FEMC la estimamos a partir de los datos experimentales y los obtenidos por simulación, obteniéndose valores en concordancia con los obtenidos por calorímetros similares.

Los resultados son, pues, consistentes con una expresión del tipo:

$$\sigma_{x,y} = \frac{a}{\sqrt{E}} \quad \text{con } a = 5 - 12 \text{ mm}$$

compatible con otros análogos [I.4.2]

## REFERENCIAS

[I.4.1] G.A. Akopdjmov et al. NIM 140(1977)44.

[I.4.2] B. Powell et al. NIM 198(1982)217

referencia [I.4.1]

## CAPITULO I.5

### UTILIZACION DEL FEMC EN LA SEPARACION PION-ELECTRON

#### 5.1 Introducción

Para los detectores de LEP, la correcta identificación de los electrones frente a los hadrones en un determinado suceso va a ser un objetivo prioritario, ya que los leptones, contrariamente a los hadrones se producen en interacciones puntuales y, consecuentemente, "recuerdan" su origen, lo que los hace de vital interés como "señales" de un determinado proceso. Así por ejemplo, en la producción del Higgs neutro predicho por el modelo standard mínimo, un canal importante es el llamado proceso de Bjorken:

$$e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+ e^- + H^0 \rightarrow e^+ e^- + \text{hadrones} \quad (I.5.1)$$

La identificación de electrones, separándolos del fondo de hadrones que los acompañan, es esencial para poder seleccionar este tipo de sucesos. Asimismo la correcta identificación de leptones (electrones o muones) resulta importante en otros procesos de gran interés físico, como la búsqueda de partículas supersimétricas, en la identificación de sabores pesados (b,t) etc [I.5.1].

En este capítulo vamos a estudiar como puede utilizarse el FEMC para separar electrones y hadrones en dos situaciones diferentes. Cuando puede utilizarse la información de otros detectores ( es decir, cuando el suceso

ha sido grabado en cinta y se está estudiando "offline"), y cuando, debiendo tomarse una decisión rápida (por ejemplo selección "online" de sucesos) el FEMC debe trabajar como un detector aislado. En este último caso, veremos que la elección de un algoritmo adecuado puede optimizar la separación entre piones y electrones.

## 5.2 Separación de electrones y piones

La manera mas simple de utilizar un calorímetro electromagnético con estructura modular para separar piones y electrones, es aprovechando el hecho de que la energía depositada por una cascada electromagnética en el detector es mucho mayor que la depositada por una cascada hadrónica. En la figura <I.5.1> se muestra la señal producida por un haz de electrones de 20 GeV y por un haz de piones de la misma energía, ambos centrados en un cluster de 3x3 módulos del prototipo del FEMC (ver sección 5.4). Obsérvese como la señal producida por los piones presenta un pico (correspondiente a las partículas que atraviesan el detector ionizando al mínimo) y una larga cola correspondiente a cascadas hadrónicas en las que se deposita una cantidad de energía muy variable; por otra parte la señal correspondiente a los electrones es un pico estrecho y perfectamente definido. Como puede verse, ambas distribuciones solapan ligeramente. Podemos definir el factor de separación electrón-pion,  $R$ , como el área en que ambas superficies se solapan, o, en otros términos como el

número de piones cuya señal no es distinguible de la de los electrones.

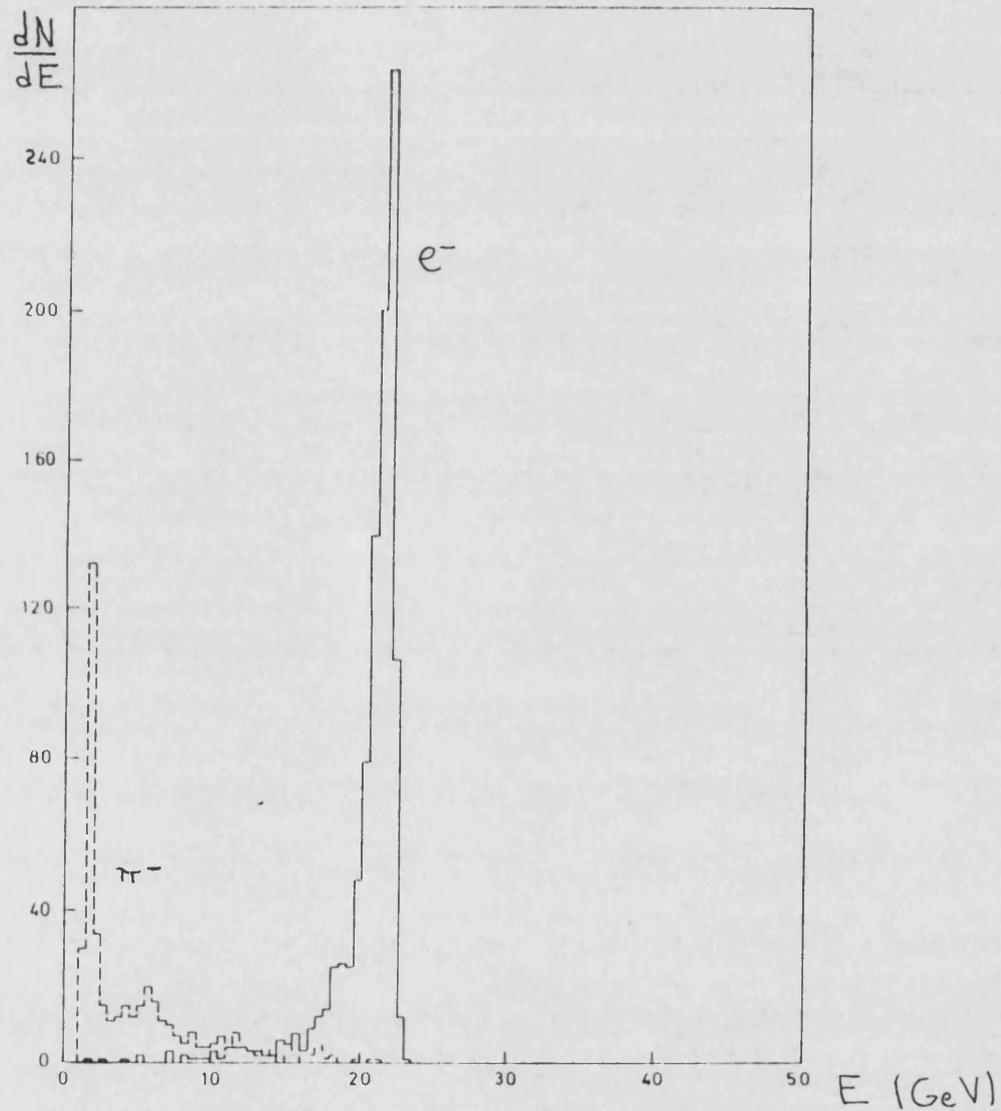


Figura <I.5.1>  
Energía depositada en un cluster de 9  
contadores, por un haz de electrones  
(trazo continuo) y de piones (trazo  
discontinuo) de 20 GeV de energía

Podemos entonces introducir un criterio de selección de cascadas consistente en aceptar estas si su valor de  $D$  está dentro de ciertos límites:

$$d_{\min} < D < d_{\max}$$

(I.5.3)

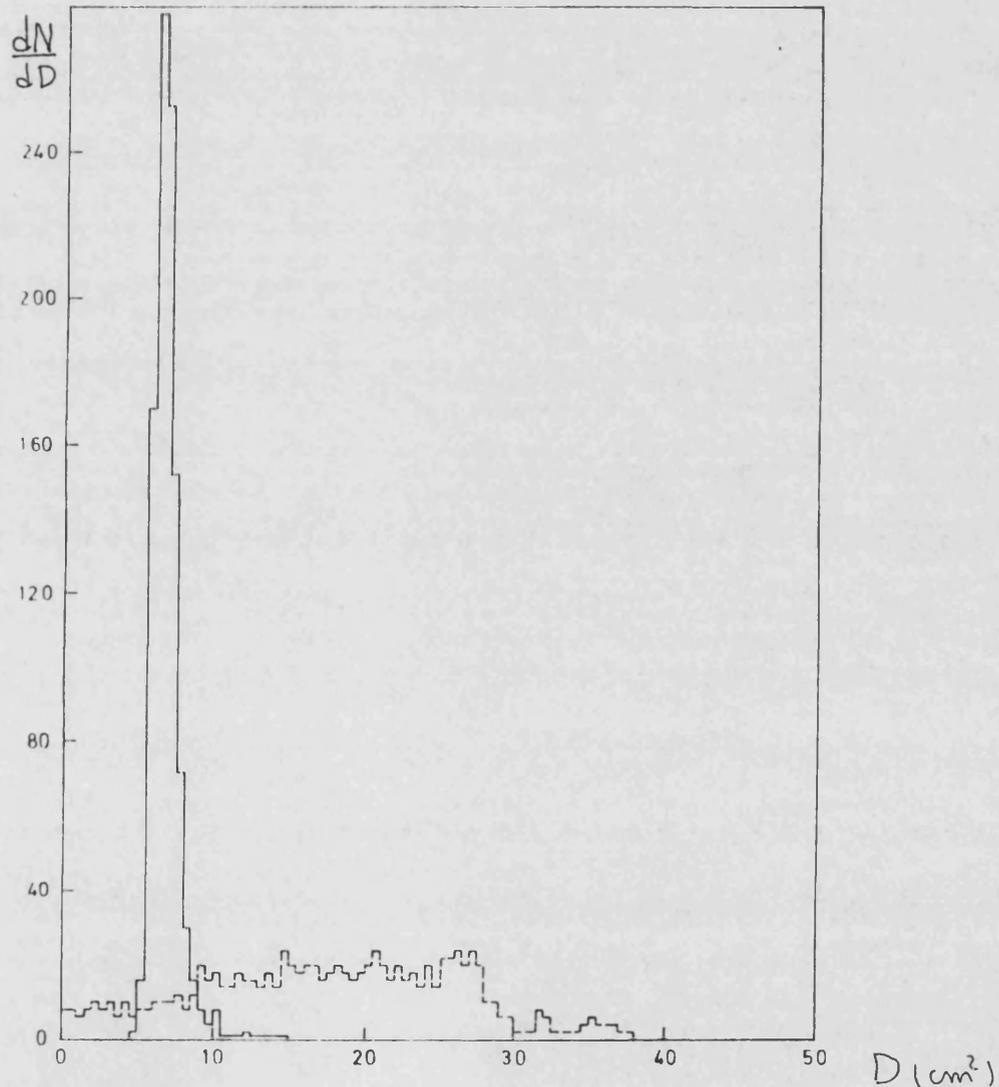


Figura <I.5.3>  
Distribuciones de Dispersión para electrones (trazo continuo) y piones de 20 GeV. Ambos haces estaban centrados en el módulo central del cluster e incidían perpendicularmente al plano definido por los módulos

Si el momento de las partículas incidente es conocido la mejor forma de separar electrones de piones es imponer un corte  $|E - P| \leq N \sigma$  [I.5.2]:

$$|E - P| \leq N \sigma \quad N = 3, 4, \dots \quad (I.5.1)$$

En el caso de que el momento de los piones sea igual o menor que el de los electrones (como el caso de la figura <I.5.1>), este corte elimina la práctica totalidad de los piones ( $\pi / E < 0.1 \%$ ), mientras que más del 95 % de los electrones lo superan.

Por otra parte la eficiencia del corte disminuye a medida que el momento de los electrones disminuye con respecto al de los piones (lo que correspondería a que el pico de los electrones se desplazará hacia la izquierda en la figura <I.5.1>). Por ejemplo, para piones de 20 GeV y electrones de 5 GeV el factor de rechazo basado en este corte es un orden de magnitud menor, aproximadamente del 5 %, y del orden del 50 % para electrones de energías muy bajas (1 GeV).

Además, para el conocimiento del momento de la partícula incidente se necesita utilizar la información proporcionada por otros detectores (i.e. los detectores de trazas). Sin embargo, cuando se pretende conseguir una rápida selección de algún tipo de sucesos, cada detector debe trabajar aisladamente. En este caso el FEMC no puede conocer el momento de la partícula incidente, y el

corte E/P resulta inaplicable.

Afortunadamente existe otra diferencia fundamental entre las cascadas electromagnéticas y las hadrónicas. El desarrollo transversal de ambas es muy diferente. Mientras las cascadas electromagnéticas muestran una componente central muy colimada (debida a los electrones secundarios todavía muy energéticos) y una componente periférica de poca importancia (debida a los fotones de baja energía), las cascadas hadrónicas deben su desarrollo transversal a la emisión de secundarios, que, debido a la naturaleza de estas se emiten a ángulos grandes (Ver figuras (I.1.1-a,b)). Consecuentemente, las cascadas hadrónicas presentan una parte periférica mayor y de mayor duración que las electromagnéticas [I.5.3]. Esta diferencia entre ambas nos va a permitir introducir un criterio de selección adicional.

### 5.3 Medida de la anchura de una cascada.

#### 5.3.1 La dispersión de la cascada

Un algoritmo clásico para medir la anchura de la cascada es su dispersión, introducida por GAMS [I.5.4] y que se define como:

$$D_x = \frac{\sum_i x_{ic}^2 E_i}{\sum_i E_i} \quad D_y = \frac{\sum_i y_{ic}^2 E_i}{\sum_i E_i} \quad (I.5.2)$$
$$D = D_x + D_y$$

Donde  $X_{ic}$  e  $Y_{ic}$  son las posiciones de los centros de los módulos de un cluster  $n \times n$  (normalmente un cluster  $3 \times 3$  o  $5 \times 5$ ) definido de tal forma que la partícula incidente llega al bloque central del cluster con coordenadas  $(X_{ip}, Y_{ip})$  (ver figura <I.5.2>) y  $E_i$  es la energía depositada en cada módulo.

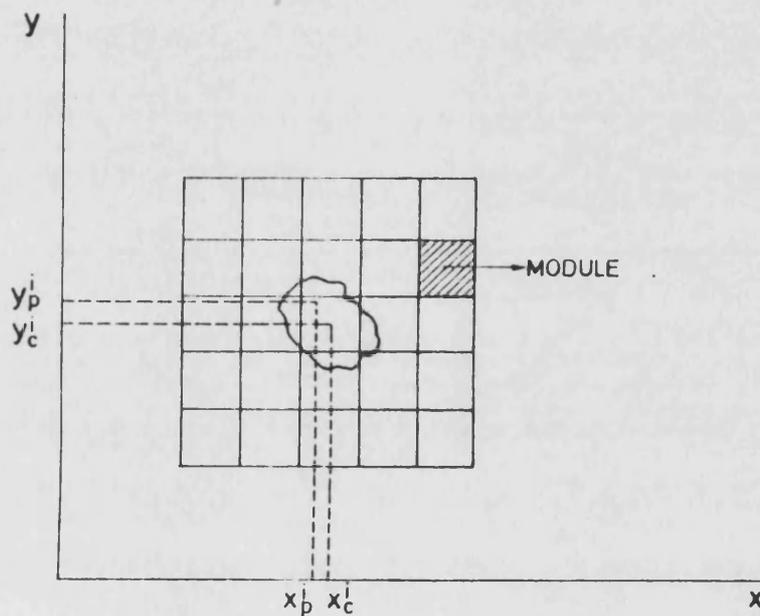


Figura <I.5.2>  
Definición de las coordenadas del cluster ( $X_c$ ) y de la partícula incidente ( $X_p$ ).

En la figura <I.5.3> se muestran las distribuciones de dispersión obtenidas para un haz de electrones y un haz de piones de 20 GeV de energía, incidiendo en el centro del módulo central de un cluster  $3 \times 3$  del prototipo del FEMC; ambos haces eran perpendiculares al plano definido por los módulos. Como puede observarse la distribución para los electrones es mucho más estrecha que para los piones.

En el caso de la figura <I.5.3>, seleccionando cascadas en el intervalo:

$$20 < D < 100 \text{ (mm}^2\text{)} \quad (\text{I.5.4})$$

Puede obtenerse un valor de R del orden del 10%. En el caso de incidencia normal las distribuciones en D varían solo de forma muy suave con la energía, y por lo tanto el criterio (I.5.3) es prácticamente independiente de esta. Si además combinamos con un corte E/P, podemos obtener un valor de R del orden de 0.3 % incluso cuando el momento de los electrones es pequeño frente al de los piones.

Por otra parte, para que la dispersión de la cascada sea una medida correcta de la anchura de esta debe verificarse que:

i) Las dimensiones transversales de los módulos del cluster deben ser relativamente pequeñas (por lo tanto la partícula incidente puede considerarse que lo hace en el centro del módulo y aproximar  $X_p$  a  $X_c$ ).

ii) La dirección de la partícula incidente debe ser perpendicular a la superficie de los módulos (y por tanto el eje de la cascada es paralelo al eje z de los módulos)

Ambas condiciones eran ciertas en el dispositivo experimental de GAMS pero no lo son en general. En el caso concreto del FEMC de DELPHI, debido al material pasivo situado entre el vértice de interacción y el calorímetro, los

electrones (fotones) de alta energía procedentes de una interacción van a iniciar cascadas electromagnéticas antes de llegar al FEMC, y los electrones secundarios de dicha cascada, van a ser desviados por el intenso campo magnético de DELPHI. Como consecuencia, van a llegar al FEMC muchas partículas formando ángulos relativamente grandes con respecto a la incidencia perpendicular (según simulación ángulos del orden de  $5-15^\circ$ ). Incluso sin contar tal efecto la geometría casiproyectiva del FEMC implica un cierto ángulo ( $3^\circ$ ) con respecto a la incidencia normal. Por otra parte las dimensiones transversales de los módulos del FEMC son bastante mayores que en el caso de GAMS ( $5 \times 5$  cm<sup>2</sup> frente a  $3.5 \times 3.5$  cm<sup>2</sup>) lo que hace más incorrecta la aproximación  $X_p = X_c$ .

### 5.3.2 El estimador $\lambda$ .

En lugar de utilizar D como medida de la anchura de la cascada hemos desarrollado un algoritmo basado en el método de los momentos de la cascada. El algoritmo supone en todo momento que no hay ninguna información exterior al FEMC y por lo tanto no se conocen ni el momento  $|P|$  ni la dirección de incidencia ni la posición  $x_{ip}$  de la partícula incidente.

El primer paso es determinar  $x_{ip}, y_{ip}$ . Como vimos en el capítulo anterior un buen algoritmo para ello es:

$$\begin{aligned} x_p &= b \cdot \operatorname{arcsen} h (x_G / \Delta \operatorname{sen} h (\Delta / b)) \\ y_p &= b \cdot \operatorname{arcsen} h (y_G / \Delta \operatorname{sen} h (\Delta / b)) \end{aligned} \quad (I.5.5)$$

Donde  $\Delta = 2.5$  cm y  $b = 6$  mm (ver capítulo anterior).  $X_g$  e  $Y_g$  vienen definidas como:

$$x_g = \frac{\sum_i x_{ic} E_i}{\sum_i E_i} \quad y_g = \frac{\sum_i y_{ic} E_i}{\sum_i E_i} \quad (1.5.6)$$

Las fórmulas anteriores nos permiten estimar  $X_p$ ,  $Y_p$  y por lo tanto  $X_i$ ,  $Y_i$  con un error relativamente pequeño ( $E_{X_p, Y_p} < 6$  mm).

Entonces podemos definir los siguientes valores medios:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i x_i E_i}{\sum_i E_i} \quad \bar{y} = \frac{\sum_i y_i E_i}{\sum_i E_i} \quad \overline{x^2} = \frac{\sum_i x_i^2 E_i}{\sum_i E_i} \quad (1.5.7)$$

$$\overline{y^2} = \frac{\sum_i y_i^2 E_i}{\sum_i E_i} \quad \overline{xy} = \frac{\sum_i x_i y_i E_i}{\sum_i E_i}$$

Con:

$$x_i = |x_{ip} - x_{ic}| \quad (1.5.8)$$

$$y_i = |y_{ip} - y_{ic}|$$

Las ecuaciones de los ejes mayor y menor de la cascada y sus varianzas vienen dadas respectivamente por los autovectores y los autovalores que se obtienen diagonalizando la matriz:

$$\begin{bmatrix} \overline{x^2} - (\bar{x})^2 & \overline{xy} - \bar{x} \cdot \bar{y} \\ \overline{xy} - \bar{x} \cdot \bar{y} & \overline{y^2} - (\bar{y})^2 \end{bmatrix} \quad (1.5.9)$$

Sean  $(u,v)$  los ejes propios de la cascada y  $\lambda_s, \lambda_e$  los autovalores asociados (ver figura <I.5.4>). En el caso de incidencia normal tenemos:

$$\lambda = \lambda_s = \lambda_e = D_x = D_y = D/2$$

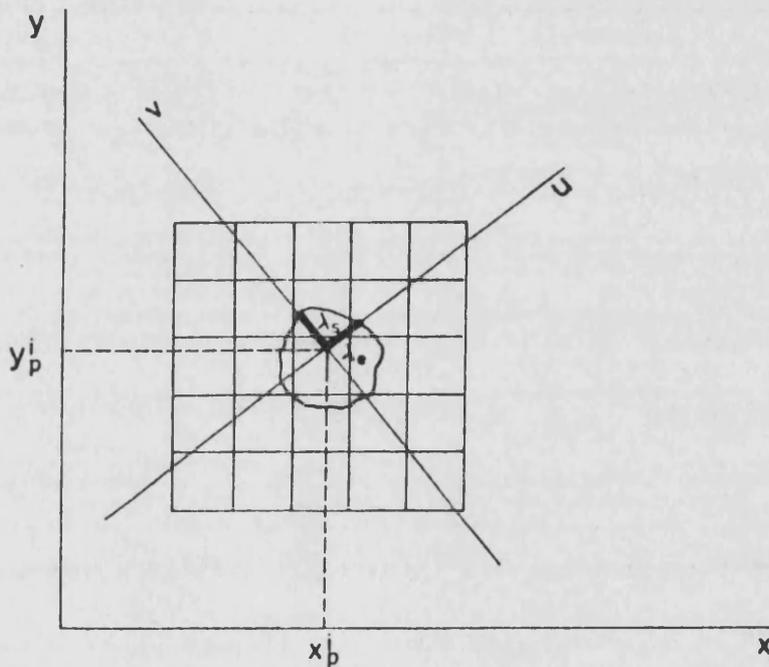


Figura <I.5.4>  
Definición de los ejes propios  $(u,v)$  y las anchuras propias  $\lambda_s$  y  $\lambda_e$  de la cascada.

Y la dispersión  $\lambda$  son medidas equivalentes de la anchura de la cascada. Sin embargo para incidencia no normal  $\lambda_s$  y  $\lambda_e$  están igualmente bien definidos ya que representan la anchura de la cascada medida en los ejes propios de esta  $(u,v)$  que definen un plano perpendicular al eje de desarrollo de la cascada, mientras que los antiguos ejes  $(x,y)$  son perpendiculares al eje  $z$  del módulo, que no coincide con aquel. Por lo tanto  $\lambda_s, \lambda_e$  son una medida minimal de la anchura.

En la figura <I.5.5> comparamos la estabilidad de  $D$  y  $\lambda$ . Para ello hemos simulado, usando el código E.G.S, electrones de 10 GeV incidiendo con diferentes ángulos  $\theta_x$  (definimos  $\theta_x$  como el ángulo que forma la componente  $P_x$  del momento de la partícula y el eje  $z$  del módulo) y diferentes puntos de impacto  $x$  (definidos como la distancia desde el punto de impacto al centro del módulo). En la figura representamos  $\lambda_s$  y  $D_x$ . ( en la otra dirección transversal  $y=0$ ,  $\theta_y=0$ , y por lo tanto  $D_y = \lambda_e$  ). Obsérvese como  $\lambda_s$  varía muy suavemente con  $\theta_x$  y con  $X$  mientras que la dependencia de  $D_x$  es mucho más acusada, especialmente con el ángulo de incidencia.

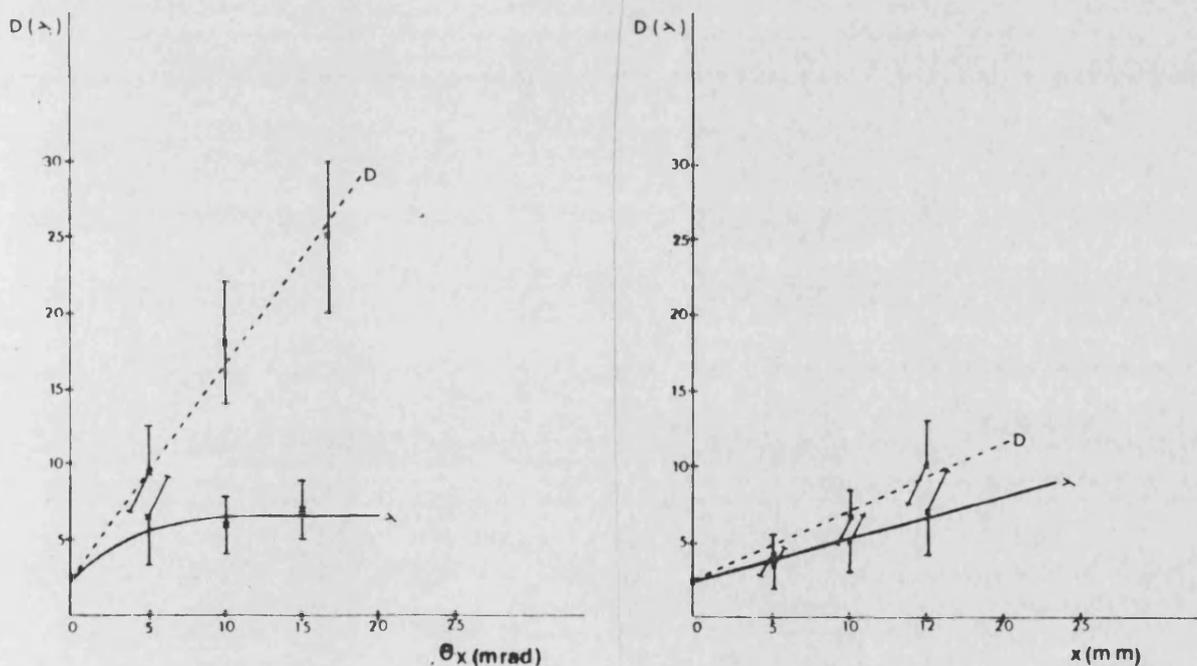


Figura <I.5.5>  
Estabilidad de  $\lambda_s$  y  $D_x$  con (a) el ángulo y (b) la coordenada de incidencia. Las partículas son electrones de 10 GeV (simulación montecarlo).

#### 5.4 Análisis de los datos experimentales

Los datos experimentales utilizados para estudiar la eficiencia del FEMC en la separación piòn-electròn fueron tomados durante un test del prototipo del FEMC descrito en el capitulo I.2, realizado en el haz X6 del SPS del CERN durante el verano de 1985. Para dicho estudio se utilizaron electrones y piones en el rango de 5-40 GeV y piones de 20 GeV. Ambos tipos de partículas incidían en el mòdulo central de un cluster de 3x3 mòdulos. Las partículas se distribuyeron de forma aproximadamente uniforme a lo largo del mòdulo de incidencia. Los àngulos de incidencia, fueron de  $0^\circ$  (figura <I.5.3>) y  $5^\circ$ , a fin de comparar los algoritmos que hemos descrito en la seccìon previa.

Para comparar la eficiencia (es decir el porcentaje de electrones que pasan el corte impuesto) de ambos algoritmos obsèrvense las figuras

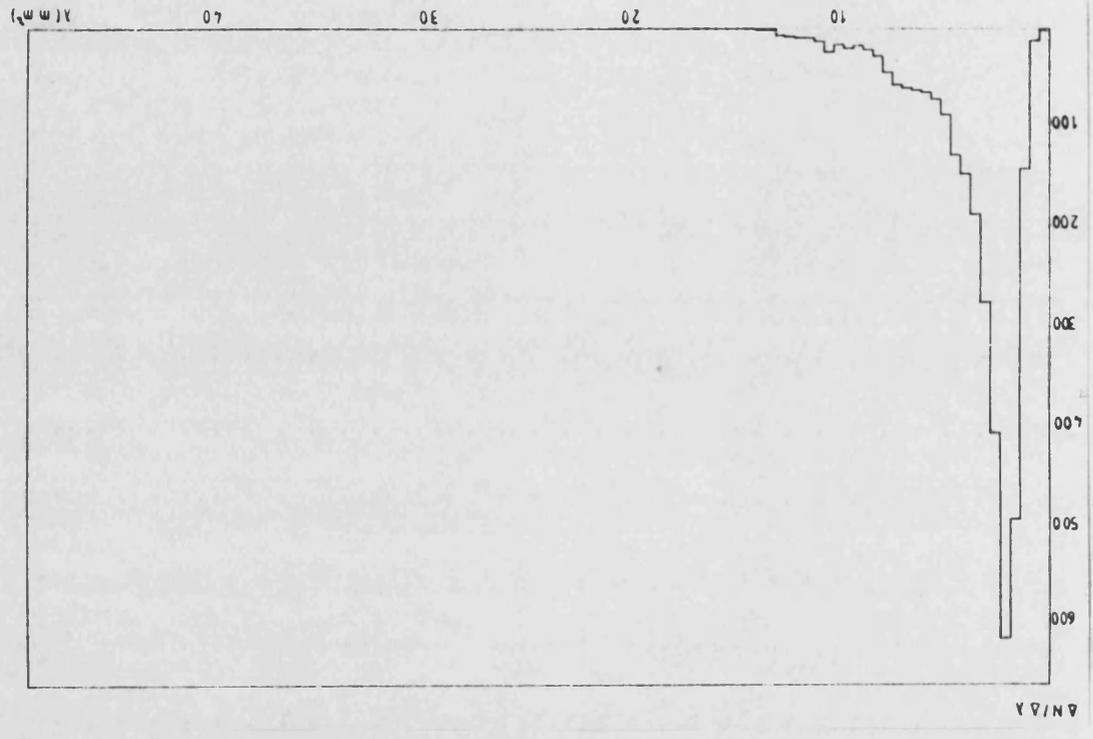
<I.5.6,a-d> y <I.5.7,a-d > que sòn las distribuciones en  $\lambda$  y en D respectivamente para electrones en el rango de 5 a 40 GeV, mientras que la figura <I.5.8,a-b > representa la misma distribuciòn para piones de 20 GeV. En primer lugar obsèrvese que las distribuciones tanto en  $\lambda$  como en D son bastante planas para los piones y mas estrechas para los electrones, reflejando el hecho de que la anchura de la cascada es menor para electrones que para piones. Segundo, y este es el punto mas importante puede verse que:

i) Las distribuciones en D tienen una cola mayor que las distribuciones en  $\lambda$  .

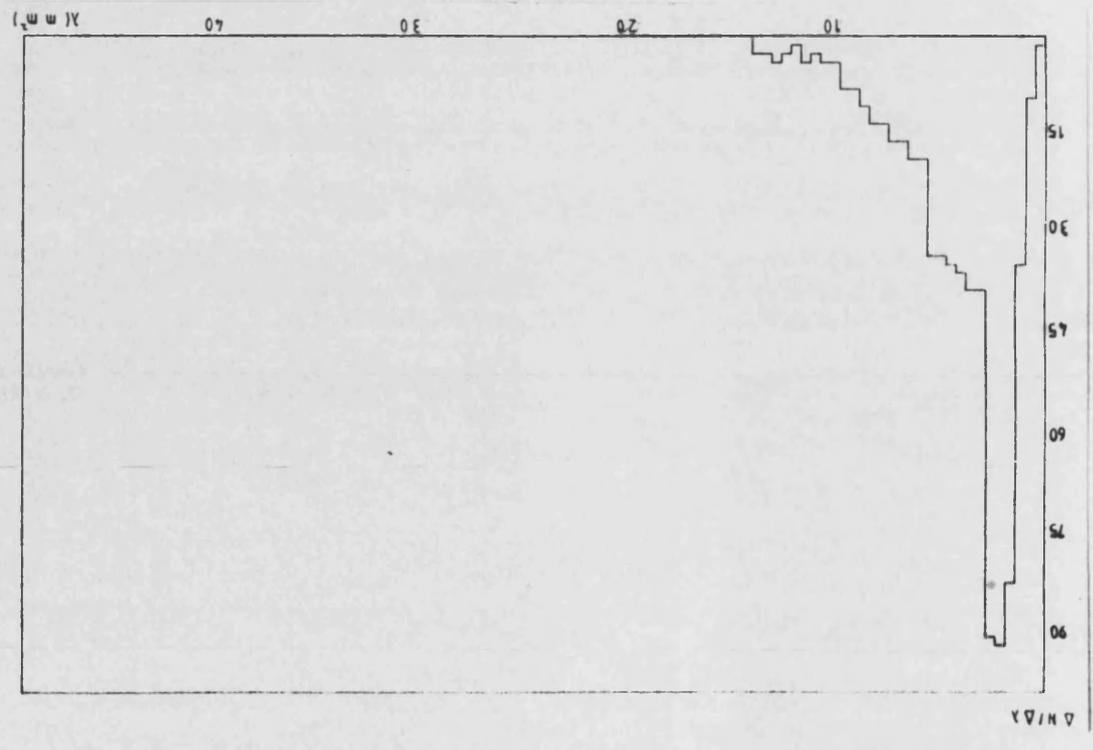
ii) Dicha cola aumenta a medida que E disminuye mientras que las distribuciones en  $\lambda$  son practicamente independientes de la energia.

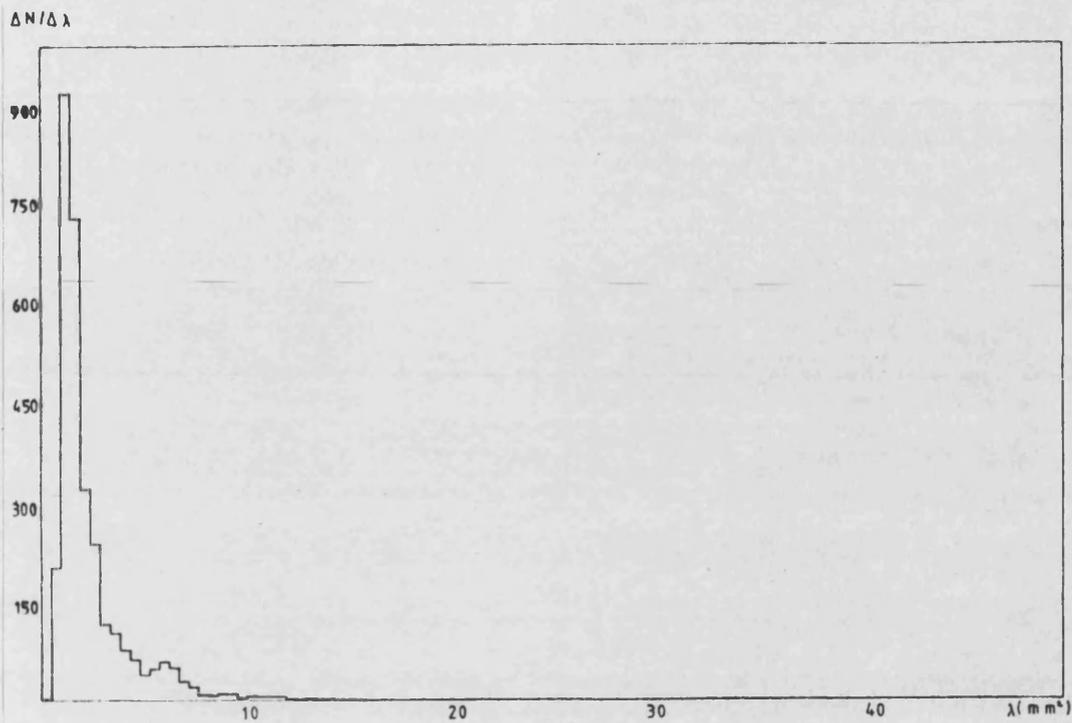
iii) La superposicion en las distribuciones pión-electròn que limitan la eficiencia alcanzable es mayor para D que para  $\lambda$  .

19

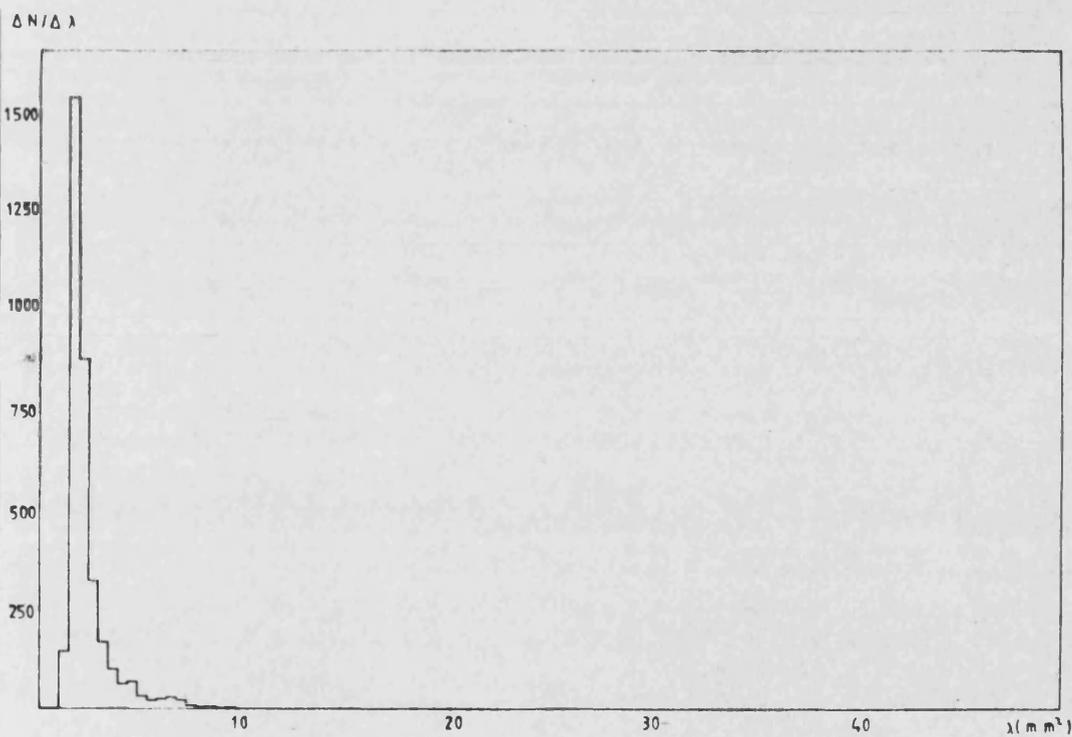


21



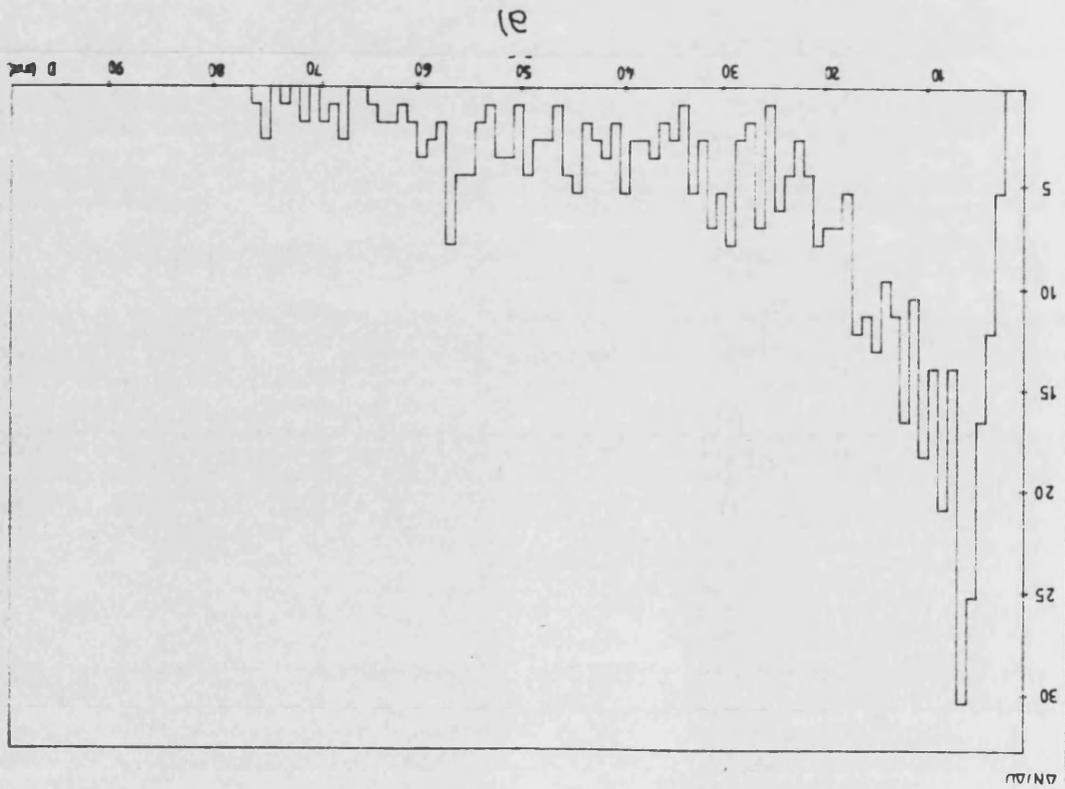
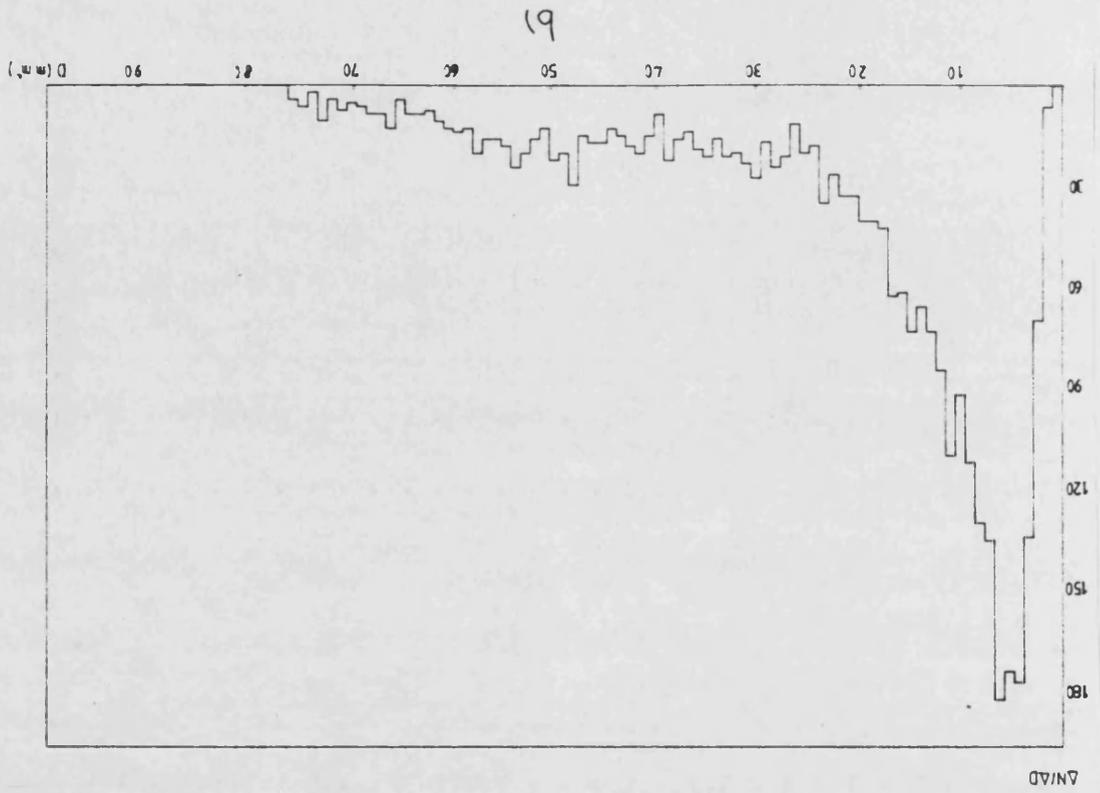


c)



d)

Figura <I.5.6>  
(a), (b), (c), y (d). Distribuciones de  $\lambda$   
para electrones de 5, 10, 20 y 40 GeV.



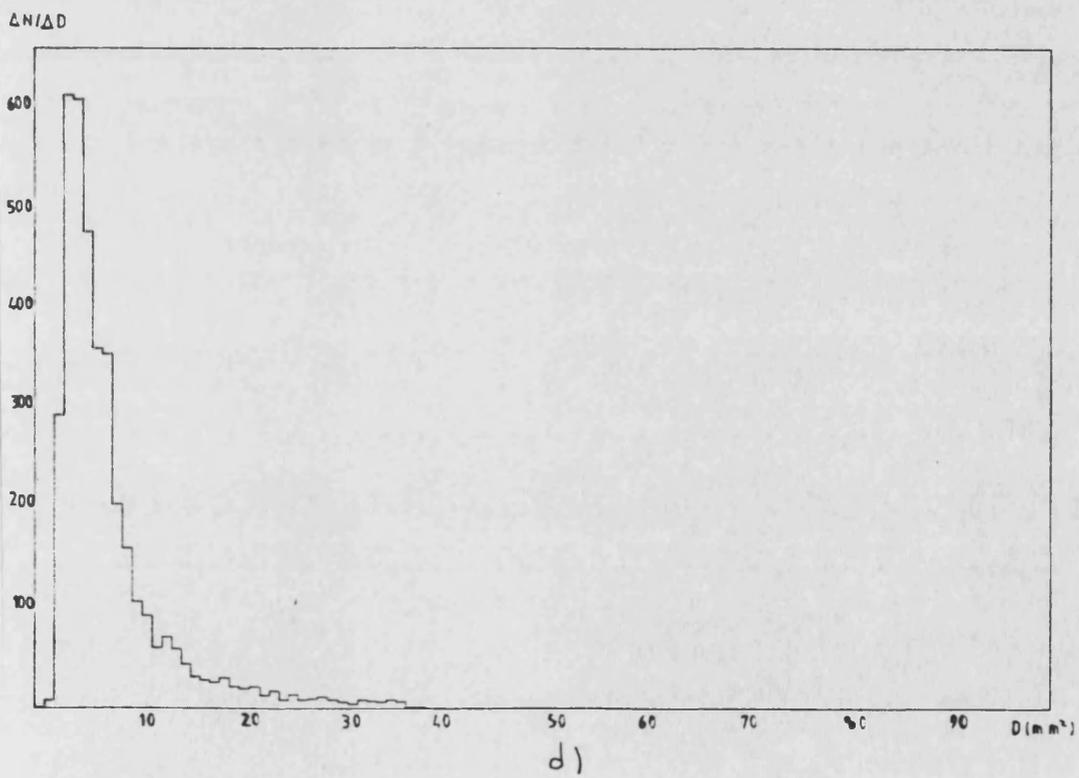
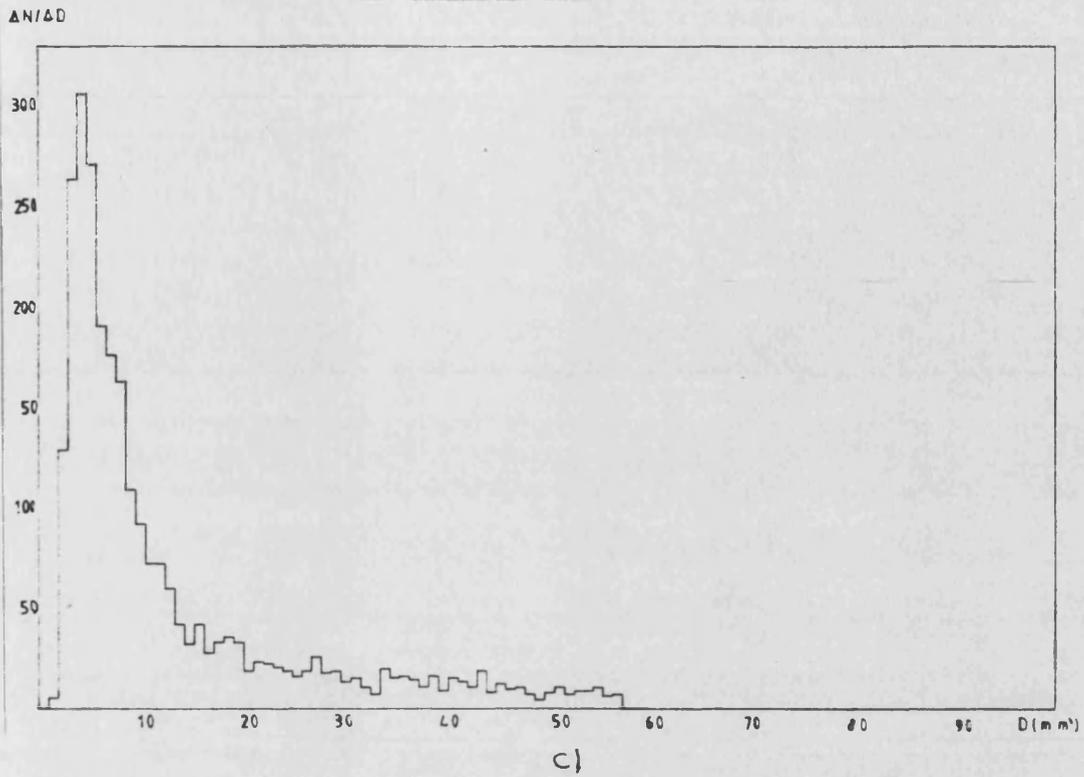
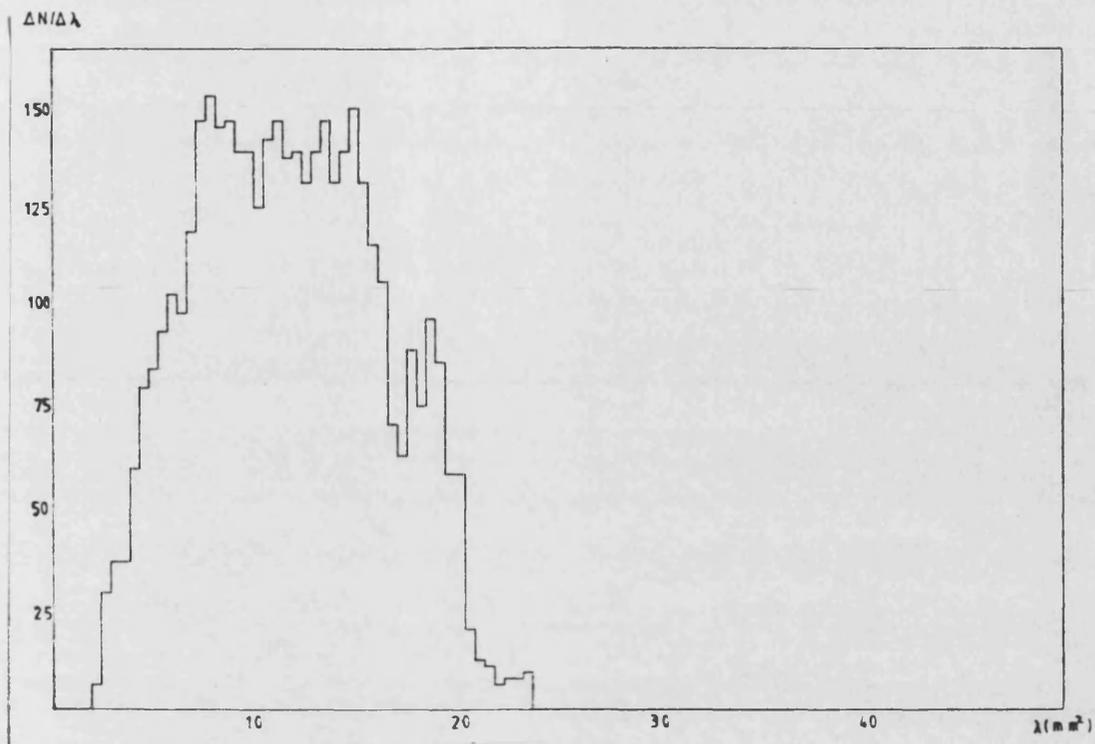
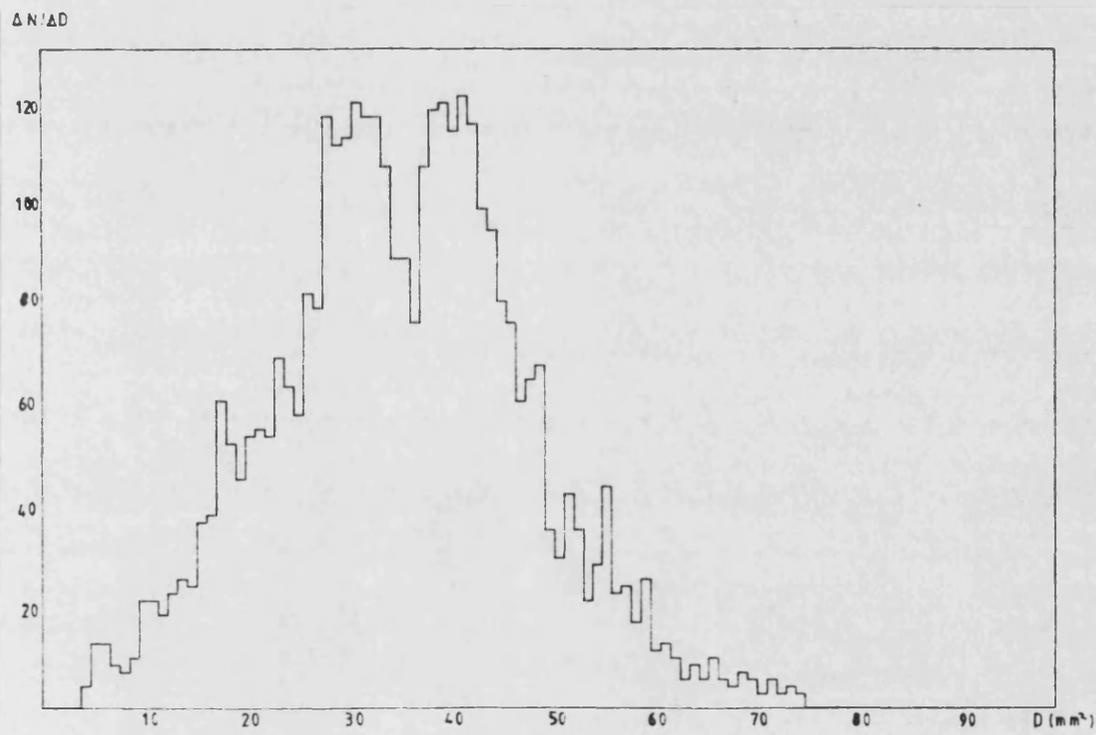


Figura <I.5.7>  
 (a), (b), (c), y (d). Distribuciones de D  
 para electrones de 5, 10, 20 y 40 GeV.



a)



b)

Figura <I.5.8>  
(a), (b). Distribuciones de  $\lambda$  y  $D$  para piones de 20 GeV.

Los resultados se resumen en la figura <I.5.9>. Las curvas corresponden a los valores de R de 1,3,10 y 20 % . Como puede verse la eficiencia de nuestro criterio es mucho mayor que la del basado en la Dispersión . Por otra parte, si suponemos el momento de la partícula conocido , añadiendo un corte en E/P obtenemos valores de R del orden R=0.1-0.5 % con una eficiencia del 75-90 % utilizando el criterio basado en  $\lambda$  .

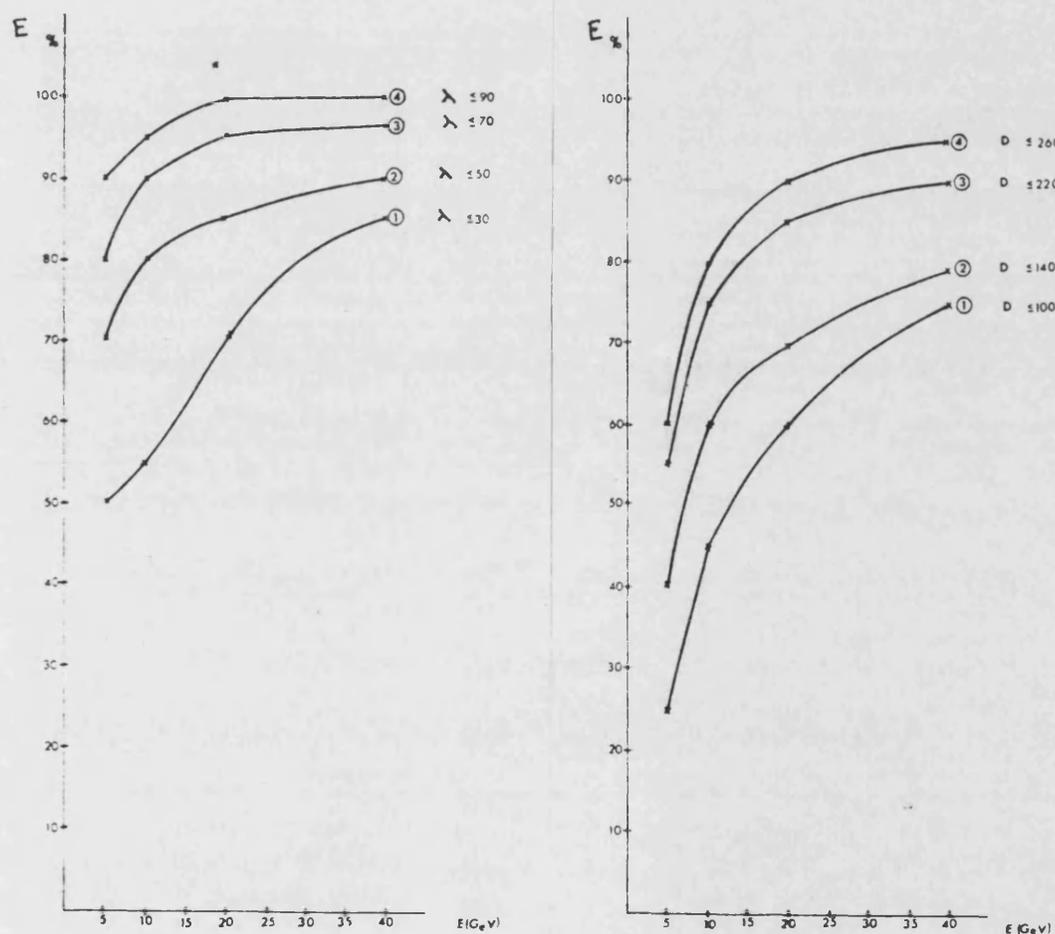


Figura <I.5.9>  
Eficiencia de  $\lambda$  y D. Las curvas corresponden (empezando por arriba) a un factor de rechazo de 1,3,10 y 20 % respectivamente.

## 5.5 Otros algoritmos de separación $\pi/e$ .

Existen otros métodos de separación  $\pi/e$  que no estudiamos aquí. Dichos métodos están basados en algoritmos que hacen mínimo el valor de  $\chi^2$  que caracteriza la comparación entre la cascada que se analiza y una cascada promedio iniciada por electrones del mismo momento. Este tipo de algoritmos proporcionan unos resultados excelentes pero tienen dos inconvenientes:

i) Implican conocer el momento de la partícula incidente, es decir información de otros detectores.

ii) Son algoritmos lentos, que requieren un gran tiempo de cálculo.

Por ello su utilización no es muy útil cuando se trata de detectores de granularidad muy fina como el FEMC o GAMS. No obstante para otros calorímetros cuya estructura modular es menos fina (como la HPC de DELPHI) estos algoritmos son los únicos aplicables.

## 5.6 Conclusiones

En este capítulo hemos abordado el estudio de la separación  $\pi/e$  con el FEMC. Los valores típicos del factor de rechazo que obtenemos son  $R=0.1-0.5 \%$  cuando el momento de la partícula se conoce, y  $R=1-10 \%$  cuando el FEMC trabaja como un detector aislado. En este último caso se hace necesario una medida de la anchura de la cascada lo mas exacta posible. Con ese fin hemos desarrollado un algoritmo basado en el método de los momentos de la cascada que supone una medida más precisa de la anchura de la cascada que su dispersión. Dicho algoritmo garantiza unos valores de  $R$  razonables, incluso en el caso de incidencia no perpendicular.

## REFERENCIAS

[I.5.1] Physics Aims of the DELPHI collaboration.

DELPHI 82-2 (1985) P.Roudeau LAL/85-29 (1985)

[I.5.2] Ver por ejemplo A. Drescher et al.

NIM A237(1985) 464

[I.5.3] Ver por ejemplo S.Iwata (Referencia [I.1.2])

[I.5.4] V.A. Davydov et al. NIM 145(1977) 267

T. D.  
125-II

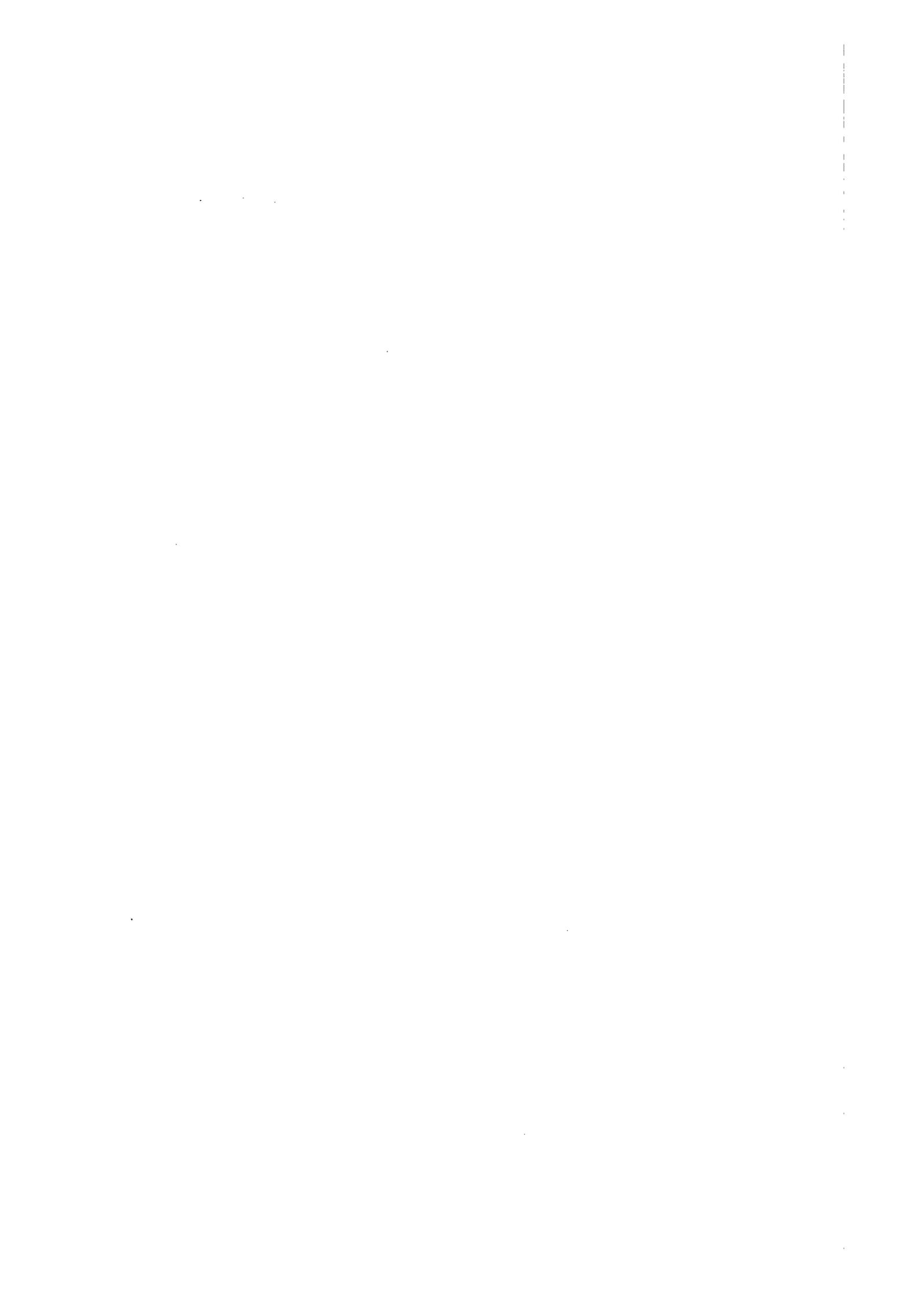
i: 1918704X

SEGUNDA PARTE

---



**OBRA DE CONSULTA**  
**EXCLOSA DE PRÉSTEC**  
**NO SE PRESTA**



## CAPITULO II.1

### EL MECANISMO DE HIGGS

#### 1.1 El concepto de simetría espontáneamente rota

El mundo físico manifiesta cierto número de leyes de conservación aparentemente exactas, las cuales creemos que reflejan la existencia de simetrías exactas en la naturaleza. Entre dichas leyes podemos citar la de conservación de la energía y el momento, la de conservación del momento angular, la carga eléctrica, etc. En el lenguaje de una teoría de campos lagrangiana una simetría exacta viene caracterizada por dos condiciones:

i) El lagrangiano ( es decir la densidad lagrangiana) es invariante bajo la operación de la simetría en cuestión.

$$\delta L = 0 \quad (11.1.1)$$

ii) El único vacío físico es asimismo invariante bajo la transformación de simetría.

Por otra parte muchas de las simetrías de la naturaleza son solo aproximadas. Un ejemplo bien conocido viene descrito por el lagrangiano:

$$L = L(\text{fuente}) + L(\text{electromagnético}) \quad (11.1.2)$$

El lagrangiano de la interacción fuerte es invariante bajo rotaciones de isospín y el hecho de que L viole isospín es debido tan solo al término electromagnético. Cuando,

como en este caso, el término que rompe la simetría es pequeño y puede tratarse como una perturbación de la interacción simétrica podemos escribir:

$$L = L(\text{Simétrico}) + \epsilon \cdot L(\text{rotura de simetría}) \quad (\text{E.E.1.3})$$

Con  $\epsilon \rightarrow 0$ . En lugar de una simetría exacta tenemos una simetría aproximada que nos conduce en este caso a una ley de conservación aproximada.

Otra posibilidad es que el lagrangiano sea exactamente invariante bajo cierta simetría, pero la dinámica determinada por  $L$  implica un conjunto degenerado de estados del vacío que no son invariantes bajo la simetría. En este caso decimos que tenemos una rotura espontánea de simetría.

Para comprender este mecanismo, estudiemos un modelo matemático simple. Imaginemos un mundo que consista solo de partículas escalares, descritas por el lagrangiano:

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - \left( \frac{1}{2} a^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4 \right) \quad (\text{E.E.1.4})$$

Con  $\lambda > 0$ . Para obtener la forma explícita de  $L$  hemos impuesto que  $V$  sea invariante bajo transformaciones de paridad  $\phi \rightarrow -\phi$ , y hemos retenido tan solo los dos primeros términos permitidos en el desarrollo en serie de potencias de  $\phi$  más general del potencial  $V$ . Por lo tanto  $L$  es asimismo invariante bajo transformaciones de paridad. Dependiendo del signo de  $a^2$  el potencial tiene dos posibles formas como se muestra en la figura <II.1.1> .

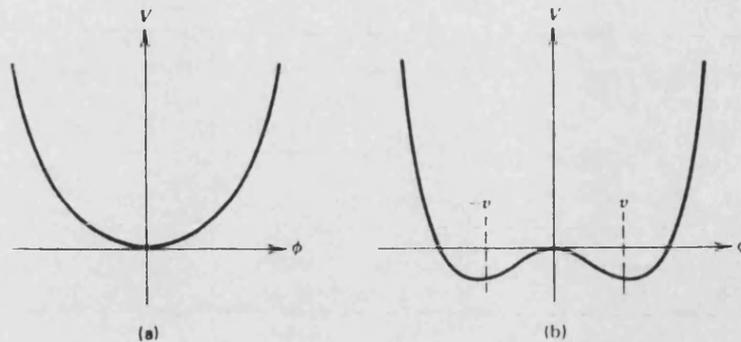


Figura <II.1.1>  
 El potencial  $V(\phi) = \frac{1}{2} a^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4$   
 para  $a^2 > 0$  (a) y  $a^2 < 0$  (b)

Para  $a^2 > 0$  (fig <II.1.1-a> ), el potencial tiene un único mínimo en  $\phi = 0$ . Definiendo como vacío físico de nuestra teoría al mínimo absoluto del potencial y llamando  $\langle \phi \rangle_0$  al valor esperado del vacío para el campo tenemos que:

$$\langle \phi \rangle_0 = 0$$

Es inmediato que el vacío es asimismo invariante bajo una transformación de paridad. El lagrangiano simplemente describe un campo escalar con masa  $a$ . El término  $\phi^4$  muestra que existen diagramas de 4 vértices con acoplamiento  $b$ . Decimos que  $\phi$  es un campo autointeractivo.

El caso  $a^2 < 0$  (fig <II.1.1-b> ), es diferente. El potencial tiene ahora dos mínimos:

$$\phi = \pm \sqrt{-a^2 / \lambda} = \pm v \quad (II.1.5)$$

Y por lo tanto el extremo del potencial  $\varrho = 0$  no corresponde al mínimo de energía y no puede definirse como el vacío. En su lugar tenemos dos estados degenerados de mínima energía y por lo tanto dos posibles valores para el vacío:

$$\langle \varrho \rangle_0 = \pm \sqrt{\phantom{x}} \quad (\text{II.1.6})$$

Conectados entre sí por una transformación de paridad. Ahora bien, un cálculo perturbativo implica un desarrollo en serie alrededor de uno de estos mínimos. Podemos elegir como valor esperado del vacío:

$$\langle \varrho \rangle_0 = \sqrt{\phantom{x}} \quad (\text{II.1.7})$$

Sin pérdida de generalidad, puesto que como ya hemos visto ambos mínimos están conectados por una transformación de simetría. A continuación redefinimos el campo como:

$$\varphi(x) \equiv \varrho(x) - \sqrt{\phantom{x}} \Rightarrow \varrho(x) = \varphi(x) + \sqrt{\phantom{x}} \quad (\text{II.1.8})$$

De tal forma que el valor esperado del vacío para el nuevo campo sea nulo:

$$\langle \varphi(x) \rangle_0 = \langle \varrho(x) \rangle_0 - \sqrt{\phantom{x}} = 0 \quad (\text{II.1.9})$$

Sustituyendo la ecuación (II.1.8) en el lagrangiano (II.1.4) obtenemos:

$$L' = \frac{1}{2} (\partial_\mu \varphi)^2 - \lambda v^2 \varphi^2 - \lambda v \varphi^3 - \frac{1}{4} \lambda \varphi^4 + \text{cte} \quad (\text{II.1.10})$$

Observemos en primer lugar que el nuevo lagrangiano  $L'$  ya no es invariante bajo la transformación paridad. La simetría original se ha roto al no ser respetada por el vacío. Por otra parte el término de masa tiene ahora el signo correcto. Para pequeñas oscilaciones entorno al mínimo (los términos de orden superior representan la interacción del campo consigo mismo y no son relevantes) podemos reescribir:

$$L'(p,0) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \zeta)^2 - \lambda v^2 \zeta^2 = \frac{1}{2} (\partial_\mu \zeta)^2 - 2|a|^2 \zeta^2 \quad (11.1.11)$$

y por tanto:

$$m_\zeta = \sqrt{2|a|^2}$$

Es decir, el hecho de que el vacío no respete la simetría del lagrangiano original, conduce a un nuevo lagrangiano (función de un campo cuyo valor esperado para el vacío es nulo) que no manifiesta las propiedades de simetría originales. Además hace aparecer una nueva masa en el espectro de la teoría  $m_\zeta$ .

1.2 Ruptura espontánea de una simetría de gauge global

En esta sección vamos a repetir el proceso detallado en la sección precedente, para un campo escalar complejo:

$$\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}$$

Descrito por el lagrangiano:

$$L = (\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) - a^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2, \quad \lambda > 0 \quad (\text{II.1.13})$$

El cual es invariante bajo transformaciones de la forma  $\phi \rightarrow e^{i\alpha} \phi$ . Es decir L posee una simetría de gauge global U(1).

Como antes, el caso  $a^2 > 0$  corresponde a la situación en que tenemos simetría exacta. Reescribiendo L en términos de los campos  $\phi_1$  y  $\phi_2$  como:

$$L = \frac{1}{2} [ (\partial_\mu \phi_1) (\partial^\mu \phi_1) - a^2 \phi_1^2 ] + [ (\partial_\mu \phi_2) (\partial^\mu \phi_2) - a^2 \phi_2^2 ] + \text{t.o.s.} \quad (\text{II.1.14})$$

Obtenemos que el lagrangiano que describe las pequeñas oscilaciones entorno al único vacío físico  $\langle \phi \rangle = 0$ , no es otro que el de una teoría libre describiendo dos partículas escalares con una masa común  $a$ .

Consideremos ahora el caso  $a^2 < 0$ . En términos de los campos  $\phi_1$  y  $\phi_2$ , el lagrangiano se escribe como:

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2} a^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4} \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 \quad (\text{II.1.15})$$

Tenemos en este caso un círculo de mínimo potencial  $V(\phi)$  en el plano definido por  $\phi_1$  y  $\phi_2$  de radio  $v$  tal que:

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2 \quad \text{con} \quad v^2 = -\frac{a^2}{\lambda} \quad (\text{II.1.16})$$

Como se muestra en la figura <II.1.2>. De nuevo trasladamos el campo a una posición de mínima energía que podemos escoger sin pérdida de generalidad como:

$$\phi_1 = v \quad \phi_2 = 0 \quad (\text{II.1.17})$$

Entonces, redefiniendo:

$$\alpha' = \frac{\chi + i\xi}{\sqrt{2}} = \frac{\alpha_1 - i\alpha_2}{\sqrt{2}} = \alpha - \langle \alpha \rangle_0 \quad (\text{II.1.18})$$

De tal forma que  $\langle \alpha' \rangle_0 = 0$ , tenemos que

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha_1 + i\alpha_2] = \frac{1}{2} [v + \chi(x) + i\xi(x)] \quad (\text{II.1.19})$$

El lagrangiano expresado en términos de los nuevos campos es ahora:

$$L' = \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \chi)^2 + a^2 \chi^2 + \text{cte} + \text{t.o.s.} \quad (\text{II.1.20})$$

Para pequeñas oscilaciones entorno al mínimo, obtenemos:

$$L_{po} = \frac{1}{2} [(\partial_\mu \chi)(\partial^\mu \chi) + 2a^2 \chi^2] + \frac{1}{2} [(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi)] + \text{cte} \quad (\text{II.1.21})$$

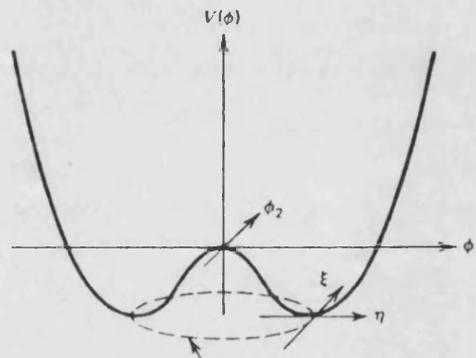


Figura <II.1.2>

El potencial  $V(\alpha)$  para un campo escalar complejo, en el caso  $a^2 < 0$ .

Tenemos ahora dos partículas en el espectro. La partícula  $\chi$  tiene una masa  $\sqrt{2a^2} > 0$ , la misma que encontramos para la partícula en el caso de invariancia bajo paridad espontáneamente rota. La partícula  $\xi$  sin embargo, carece de masa. La ruptura de la degeneración del espectro y la

aparición de una partícula sin masa se conoce con el nombre de fenómeno de Goldstone. Estas partículas sin masa, llamadas bosones de Goldstone están asociadas con las excitaciones de energía nula que conectan los posibles vacíos. En el caso mas general tendremos una partícula sin masa de espín cero para cada generador roto del grupo de simetría original.

Investigemos a continuación la ruptura espontánea de una simetría localmente invariante gauge. Este fenómeno se conoce con el nombre de mecanismo de Higgs.

### 1.3 El mecanismo de Higgs

El paso siguiente es estudiar la ruptura espontánea de una teoría de gauge local. El ejemplo mas simple es el modelo abeliano de Higgs que no es otra cosa que la extensión localmente invariante gauge del modelo de Goldstone discutido en la sección anterior. Es decir, se trata de una teoría invariante  $U(1)$  que describe en ausencia de una ruptura espontánea de simetría, la electrodinámica de escalares cargados. El lagrangiano es, simplemente:

$$L = |D^\mu \Phi|^2 - q^2 |\Phi|^2 - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.1.22)$$

Donde:

$$\Phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}$$

es un campo escalar complejo.  $D^\mu$  es la derivada covariante definida como:

$$D^\mu = \partial_\mu + iq A_\mu \quad (1.23)$$

y  $F_{\mu\nu}$  es el tensor fuerza del campo electromagnético:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu \quad (1.24)$$

El lagrangiano es evidentemente invariante bajo rotaciones globales U(1).

$$\varphi' = e^{i\varphi} \varphi \quad (1.25)$$

y asimismo bajo transformaciones de gauge locales:

$$\begin{aligned} \varphi'(x) &= e^{iq\alpha(x)} \varphi(x) \\ A'_\mu(x) &= A_\mu(x) - \partial_\mu \alpha(x) \\ D'_\mu \varphi' &= D_\mu \varphi \end{aligned} \quad (1.26)$$

Como de costumbre tenemos dos casos, dependiendo de los parámetros del potencial efectivo.

Para  $a^2 > 0$  el potencial tiene un único mínimo en  $\varphi = 0$ , y la simetría exacta del lagrangiano se conserva. El espectro es simplemente el ordinario de QED para escalares cargados, con un único fotón  $A_\mu$  sin masa y dos partículas escalares  $\varphi$  y  $\varphi^*$  con una masa común  $\underline{a}$ .

En el caso  $a^2 < 0$ , repitiendo el procedimiento empleado en la sección anterior obtenemos el lagrangiano  $L'$  función de los nuevos campos.

$$L' = \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \zeta)^2 - v^2 \lambda \zeta^2 + \frac{1}{2} q^2 v^2 A_\mu A^\mu + q v A_\mu \partial^\mu \xi - \frac{1}{2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.27)$$

En el espectro de partículas de  $L'$  nos aparece ahora un bosón de Goldstone  $\xi$  sin masa, un escalar masivo  $\eta$  y un vector masivo  $A_\mu$ . Es decir:

$$m_\xi = 0 \quad m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} \quad m_A = qv \quad (\text{II.1.28})$$

Sin embargo, la presencia del término no diagonal  $A_\mu \partial^\mu \xi$  nos obliga a ser cuidadosos a la hora de interpretar el espectro. El término no diagonal nos indica que los campos en  $L'$  no corresponden todos a distintas partículas físicas. La solución al problema es encontrar una transformación de gauge que elimine un campo del lagrangiano. Dicha transformación viene indicada por la posibilidad de escribir:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \eta + i\xi) \approx \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \eta) e^{i\xi/v} \quad (\text{II.1.29})$$

Reescribamos los términos que implican  $A_\mu$  y  $\xi$  como:

$$\frac{1}{2} q^2 v^2 (A_\mu + \frac{1}{qv} \partial_\mu \xi) (A^\mu + \frac{1}{qv} \partial^\mu \xi) \quad (\text{II.1.30})$$

Esta forma sugiere la transformación:

$$A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{qv} \partial_\mu \xi \quad (\text{II.1.31})$$

que corresponde a la rotación de fase del campo escalar:

$$\Phi' = e^{i\xi(x)/v} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \eta(x)) e^{i\xi(x)/v} \quad (\text{II.1.31'})$$

Sustituyendo en el lagrangiano original (II.1.22) obtenemos, para pequeñas oscilaciones:

$$L''(p.o) = \frac{1}{2} [(\partial_\mu \eta)^2 + 2q^2 \eta^2] - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{q^2 v^2}{2} A'_\mu A'^\mu + \text{cte} \quad (\text{II.1.32})$$

En este nuevo gauge tenemos:

Un campo escalar  $\chi$  con masa  $m^2 = -2\alpha^2 > 0$  (II.2.33)

Un campo vectorial con masa  $m = qv$

Ningún bosón de Goldstone sin masa

Es decir, como consecuencia de la elección del gauge la partícula  $\xi$  ha desaparecido del espectro. De hecho la transformación (II.1.31') muestra que lo que formalmente era el campo  $\xi$  es ahora el responsable de la componente longitudinal del campo vectorial masivo  $A'_\mu$ . Antes de la ruptura espontánea de simetría, la teoría tenía cuatro grados de libertad. Dos escalares  $\alpha$  y  $\alpha^*$  más dos estados de helicidad del campo gauge sin masa  $A_\mu$ . Después de la ruptura espontánea de simetría nos queda una partícula escalar  $\chi$  más tres estados de helicidad del campo gauge masivo  $A'_\mu$ . En lenguaje común decimos que el fotón sin masa "devora" al bosón de Goldstone y se convierte en un bosón vectorial masivo. El escalar masivo restante,  $\chi$  se conoce como bosón de Higgs. El gauge que hemos escogido se llama gauge unitario, porque solo aparecen en el lagrangiano estados físicos.

#### 1.4 Ruptura espontánea de una simetría de Gauge local SU(2).

En la sección anterior hemos estudiado la ruptura espontánea de una simetría de gauge U(1). Como ejemplo final vamos a repetir el procedimiento para una simetría de gauge SU(2).

Consideremos el lagrangiano:

$$L = (\partial_\mu \varphi)^\dagger (\partial^\mu \varphi) - a^2 \varphi^\dagger \varphi - \lambda (\varphi^\dagger \varphi)^2 \quad (\text{II.1.34})$$

Donde  $\varphi$  es un doblete bajo SU(2) de campos escalares complejos:

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_\alpha \\ \varphi_\beta \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1 + i \varphi_2 \\ \varphi_3 + i \varphi_4 \end{pmatrix} \quad (\text{II.1.35})$$

L es por lo tanto invariante bajo transformaciones globales de fase SU(2)

$$\varphi' = e^{i \alpha_a \tau_a / 2} \varphi \quad (\text{II.1.36})$$

Para conseguir que el lagrangiano sea invariante bajo transformaciones de gauge locales, reemplazamos  $\partial_\mu$  por la derivada covariante  $D_\mu$ .

$$D_\mu = \partial_\mu + i g \frac{\tau_a}{2} \bar{\varphi}_\mu^a \quad (\text{II.1.37})$$

Introduciendo tres campos de gauge  $\bar{\varphi}_\mu^a$  que, bajo una transformación infinitesimal de la forma:

$$\varphi'(x) = \left( 1 + \bar{\alpha}(x) \cdot \frac{\tau_a}{2} \right) \varphi(x) \quad (\text{II.1.38})$$

se transforman como:

$$\bar{Q}'_{\mu} = \bar{Q}_{\mu} - \frac{1}{g} \partial_{\mu} \bar{\alpha} - \bar{\alpha} \times \bar{Q}_{\mu} \quad (\text{II.1.39})$$

El lagrangiano invariante bajo transformaciones locales de SU(2) es por lo tanto:

$$L = (D_{\mu} \bar{Q})^{\dagger} (D^{\mu} \bar{Q}) - V(\bar{Q}) - \frac{1}{4} \bar{Q}_{\mu\nu} \bar{Q}^{\mu\nu} \quad (\text{II.1.40})$$

Con un potencial efectivo:

$$V(\bar{Q}) = a^2 \bar{Q}^{\dagger} \bar{Q} + \lambda (\bar{Q}^{\dagger} \bar{Q})^2 \quad (\text{II.1.41})$$

Y donde hemos añadido un término de energía cinética para los campos de gauge:

$$\bar{Q}_{\mu\nu} = \partial_{\mu} \bar{Q}_{\nu} - \partial_{\nu} \bar{Q}_{\mu} - g \bar{Q}_{\mu} \times \bar{Q}_{\nu} \quad (\text{II.1.42})$$

Obsérvese el último término en (II.1.39) y (II.1.42) que surge del carácter no abeliano del grupo SU(2).

Para  $a^2 > 0$  el lagrangiano describe un sistema de cuatro partículas escalares cada una de ellas con una masa  $a$  interaccionando con 3 bosones de gauge sin masa  $\bar{Q}_{\mu}^a$ .

Para  $a^2 < 0$ ,  $\lambda > 0$ , el potencial  $V(\bar{Q})$  tiene un mínimo en:

$$\bar{Q}^{\dagger} \bar{Q} = \frac{1}{2} (\bar{Q}_1^2 + \bar{Q}_2^2 + \bar{Q}_3^2 + \bar{Q}_4^2) = -\frac{a^2}{2\lambda} \quad (\text{II.1.43})$$

Escogamos como vacío, por ejemplo:

$$\bar{Q}_1 = \bar{Q}_2 = \bar{Q}_4 = 0 \quad \bar{Q}_3^2 = -\frac{a^2}{\lambda} = v^2 \quad (\text{II.1.44})$$

$$\langle \bar{Q} \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

Como vimos en la sección anterior, debido a la invariancia de gauge podemos sustituir simplemente, la expresión:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h(x) \end{pmatrix} \quad (II.1.45)$$

en el lagrangiano. De los cuatro campos originales el único que permanece es el campo de Higgs  $h(x)$ . Para determinar las masas generadas para los bosones gauge  $\bar{Q}_\mu^a$  basta sustituir  $\langle \Phi \rangle$  en el lagrangiano. El término relevante es:

$$\begin{aligned} i g \frac{1}{2} \bar{\psi} \bar{Q}_\mu \Phi \Big|^2 &= \frac{g^2}{8} \left| \begin{pmatrix} Q_\mu^3 & Q_\mu^1 - i Q_\mu^2 \\ Q_\mu^1 + i Q_\mu^2 & Q_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 = \\ &= \frac{g^2 v^2}{8} \left[ (Q_\mu^1)^2 + (Q_\mu^2)^2 + (Q_\mu^3)^2 \right] \end{aligned} \quad (II.1.46)$$

Comparando estos términos con el término de masa típico de un bosón,  $\frac{1}{2} m^2 \beta_\mu^2$ , encontramos que  $m = \frac{1}{2} g v$ . Esto es, en resumen el lagrangiano describe tres campos gauge masivos y un escalar masivo  $h$ . Los primeros deben su masa a los bosones de Goldstone "devorados" durante el proceso, mientras que el bosón de Higgs, aparece como consecuencia inevitable del mecanismo de ruptura espontánea de la simetría.

## CAPITULO II.2

### EL BOSON DE HIGGS H<sub>0</sub> DEL MODELO STANDARD

#### 2.1 El modelo standard

La teoría que actualmente conocemos como modelo standard de las interacciones electromagnéticas y débiles fue desarrollada fundamentalmente por Glashow, Weinberg, Salam, Iliopoulos y Maiani durante los últimos años 60 y principios de los 70 [II.2.1-4]. Dicho modelo se construye a partir de una teoría gauge, con cuatro campos de gauge, el fotón y los bosones vectoriales  $W^\pm$  y  $Z^0$ . Las masas de dichos bosones (así como las de los fermiones) se generan por ruptura espontánea de simetría, en forma tal que el fotón permanece sin masa. Adicionalmente aparecen como consecuencia de dicha ruptura uno (o varios) bosones escalares llamados bosones de Higgs.

Vamos a considerar tan solo el modelo en su forma puramente leptónica y para una sola generación, lo cual, aunque supone una gran simplificación es suficiente para bosquejar la técnica de construcción.

El espectro de fermiones fundamentales en la teoría va a ser pues el electrón y el neutrino electrónico que forman un doblete de isospín débil levógiro:

$$L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \quad (\text{II.2.1})$$

Donde los estados levògiros son:

$$\begin{aligned} \nu_L &= \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \nu \\ e_L &= \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) e \end{aligned} \quad (II.2.2)$$

Por otra parte sabemos experimentalmente que la masa del neutrino, si no es nula, es en todo caso muy pequeña ( $m\nu < 20 \text{ e.v.}$ ). Si suponemos:

$$m\nu = 0.$$

Entonces el estado dextrògiro del neutrino:

$$\nu_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \nu = 0 \quad (II.2.3)$$

no existe. Por lo tanto tenemos tan solo un fermión dextrògiro:

$$R \equiv e_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) e \quad (II.2.4)$$

Y es un singlete de isospìn debil. Esto especifica completamente las corrientes cargadas débiles. Para incorporar el electromagnetismo definimos una hipercarga debil  $Y$ . Exigir que se satisfaga la relación de Gell-Mann-Nishjima para la carga eléctrica:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} Y \quad (II.2.5)$$

conduce a los valores:

$$\begin{aligned} Y_L &= -1 \\ Y_R &= -2 \end{aligned} \quad (II.2.6)$$

Por construcción  $I_3$  e  $Y$  son observables que conmutan:

$$[I_3, Y] = 0 \quad (11.2.7)$$

A continuación definimos el grupo producto directo de los grupos generados por  $I_3$  e  $Y$  como el grupo gauge sobre el que construir nuestra teoría:

$$G \rightarrow SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (11.2.8)$$

Para construir la teoría introducimos los bosones de gauge:

$$\begin{array}{ll} W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3 & \text{para } SU(2)_L \\ A_\mu & \text{para } U(1)_Y \end{array} \quad (11.2.9)$$

El lagrangiano de la teoría los escribimos como:

$$L = L_{\text{gauge}} + L_f \quad (11.2.10)$$

Donde el término de energía cinética para los campos de gauge es:

$$L_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^e F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} \quad (11.2.11)$$

Siendo los tensores que definen la fuerza del campo:

$$F_{\mu\nu}^e = \partial_\mu W_\nu^e - \partial_\nu W_\mu^e + g \varepsilon_{jke} W_\mu^j W_\nu^k \quad (11.2.12)$$

para los campos gauge de  $SU(2)$  y:

$$f_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu \quad (11.2.13)$$

para el campo gauge de U(1).

El término que define la interacción de los fermiones con el campo es:

$$L_f = \bar{\Psi} i \gamma^\mu D_\mu \Psi \quad (\text{II.2.14})$$

Donde  $\Psi$  define al campo fermiónico y la derivada covariante es:

$$D_\mu \Psi = (\partial_\mu + i g T_a \varrho_\mu^a + i \frac{g'}{2} Y A_\mu) \Psi \quad (\text{II.2.15})$$

Siendo  $g$  y  $g'/2$  las constantes de acoplamiento para la interacción electromagnética y débil,  $T_a$  e  $Y$  las representaciones de los grupos  $SU(2) \times U(1)$ ,  $T_a = \frac{\bar{\tau}_a}{2}$  (siendo  $\bar{\tau}_a$  las matrices de Pauli) e  $Y=1$ , y, por último,  $\varrho_{a\mu}$  y  $A_\mu$  los campos gauge.

Podemos entonces reescribir (II.2.14) como:

$$L_f = \bar{R} i \gamma^\mu (\partial_\mu + i \frac{g'}{2} A_\mu Y) R + L i \gamma^\mu (\partial_\mu + i \frac{g'}{2} A_\mu Y + i \frac{g}{2} \bar{\tau} \bar{\varrho}_\mu) L \quad (\text{II.2.16})$$

Sin embargo, la teoría de las interacciones electrodébiles descrita por el lagrangiano (II.2.10) no es satisfactoria, por dos razones inmediatas:

i) Contiene 4 bosones sin masa ( $W_i, A$ ),  $i=1,3$ , mientras la evidencia experimental indica que sólo hay uno, el fotón.

ii) La invariancia global bajo  $SU(2)$  prohíbe un término de masa para el electrón, lo cual también está evidentemente, en contradicción con la evidencia experimental.

Debemos pues modificar la teoría de forma que quede tan solo una cantidad conservada (la carga eléctrica  $Q$ ) con la que haya asociado un único bosón gauge sin masa (el fotón), y el electrón adquiera masa. Esto puede conseguirse mediante el mecanismo de Higgs. Siguiendo los pasos detallados en el capítulo anterior vamos a introducir un doblete de campos complejos escalares:

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \quad (II.2.17)$$

que se transformen como un doblete débil bajo  $SU(2)$ , teniendo por lo tanto como hipercarga débil:

$$Y_{\varphi} = 1$$

La introducción de este doblete nos permite añadir al lagrangiano un término:

$$L_{escalar} = (D^{\mu} \varphi) (D_{\mu} \varphi) - v (\varphi^+ \varphi^0) \quad (II.2.18)$$

Con el potencial habitual:

$$V(\varphi^+ \varphi^0) = a^2 (\varphi^+ \varphi^0) + \lambda (\varphi^+ \varphi^0)^2, \quad \lambda > 0 \quad (II.2.19)$$

Asimismo debemos añadir un término de Yukawa que nos da el acoplamiento de los campos escalares con los fermiones:

$$L_{Yuk} = -G e [ \bar{R} (\varphi^+ L) + \overline{(L \varphi^0)} R ] \quad (II.2.20)$$

Este término es simétrico bajo transformaciones locales  $SU(2) \times U(1)$  y es un escalar Lorentz.

A continuación supongamos que  $a^2 < 0$  y consideremos las consecuencias de una ruptura espontánea de simetría. Escogemos como el valor esperado del vacío para el campo escalar:

$$\langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (11.2.21)$$

$$\text{con } v = \sqrt{-a^2/\lambda}.$$

Esta elección nos va a conducir a romper tanto la simetría  $SU(2)_L$  como la  $U(1)_Y$ , conservando sin embargo la simetría generada por el operador carga eléctrica. Sabemos que hay asociado un bosón de Goldstone con cada generador del grupo gauge que no deja el vacío invariante. Por otra parte el vacío queda invariante bajo la acción de un generador  $G$  si;

$$e^{i\alpha G} \langle \Phi \rangle_0 = \langle \Phi \rangle_0 \quad (11.2.22)$$

Para una transformación infinitesimal esta ecuación se transforma en:

$$(1 + i\alpha G) \langle \Phi \rangle_0 = \langle \Phi \rangle_0 \quad (11.2.23)$$

Por lo tanto la condición para que  $G$  deje el vacío invariante es, simplemente:

$$G(\langle \Phi \rangle_0) = 0 \quad (11.2.24)$$

Comprobemos esta condición para los generadores de  $SU(2) \times U(1)$ .

$$\tau_1 \langle \chi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0$$

$$\tau_2 \langle \chi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0$$

$$\tau_3 \langle \chi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0 \quad (\text{II.2.25})$$

$$y \langle \chi \rangle_0 = 1 \langle \chi \rangle_0 \neq 0$$

Pero:

$$0 \langle \chi \rangle_0 = \frac{1}{2} (\tau_3 + y) \langle \chi \rangle_0 = 0 \quad (\text{II.2.26})$$

Vemos que con la elección que hemos hecho del valor esperado para el vacío los cuatro generadores del grupo rompen la simetría pero no la combinación lineal de estos correspondiente a la carga eléctrica. Consecuentemente el fotón permanecerá sin masa mientras que los otros 3 bosones adquirirán masa.

El siguiente paso va a ser expandir el lagrangiano alrededor del mínimo del potencial de Higgs.

$$\chi = \exp \left( \frac{i \bar{\xi} \bar{\tau}}{2v} \right) \begin{pmatrix} 0 \\ (v + \eta) / \sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (\text{II.2.27})$$

Y, transformando al gauge unitario:

$$\chi' = \exp \left( - \frac{i \bar{\xi} \bar{\tau}}{2v} \right) \chi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta \end{pmatrix} \quad (\text{II.2.28})$$

Siguiendo el procedimiento descrito en el capítulo anterior podemos reescribir el lagrangiano en términos de los nuevos campos. El término fermiónico aparece como:

$$L_{\text{ferm}} = -G_e \frac{v + \eta}{\sqrt{2}} (\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R) = -\frac{G_e v}{\sqrt{2}} \bar{e}_R e_L - \frac{G_e \eta}{\sqrt{2}} \bar{e}_L e_R \quad (\text{II.2.29})$$

Por lo tanto el electrón adquiere una masa:

$$m_e = \frac{GeV}{\sqrt{2}} \quad (II.2.30)$$

El término escalar en el lagrangiano es:

$$L_{\text{escalar}} = \frac{1}{2} (\partial^\mu \varphi)(\partial_\mu \varphi) - a^2 \varphi^2 + \frac{v^2}{8} [g'^2 | \varphi'_\mu - i \varphi_\mu^2 |^2 + (g' A_\mu - g \varphi_\mu^3)^2] + \text{t.o.s.} \quad (II.2.3)$$

Vemos que el campo  $\varphi$  ha adquirido una masa  $\sqrt{2}|a| > 0$ .

Este es el bosón de Higgs físico. Definimos ahora los campos de gauge cargados como:

$$\omega^\pm = \frac{\varphi'_\mu \pm i \varphi_\mu^3}{\sqrt{2}} \quad (II.2.32)$$

El término proporcional a  $g^2 v^2$  no es sino el término de masa para los bosones vectoriales cargados:

$$\frac{g^2 v^2}{8} (|\omega_\mu^+|^2 + |\omega_\mu^-|^2) \quad (II.2.5)$$

Correspondiendo a las masas de los bosones cargados intermedarios:

$$M \omega^\pm = \frac{g v}{2} \quad (II.2.34)$$

Finalmente, definiendo las combinaciones ortogonales:

$$Z_\mu = \frac{-g' A_\mu + g \varphi_\mu^3}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (II.2.35)$$

$$A_\mu = \frac{g A_\mu + g' \varphi_\mu^3}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (II.2.36)$$

Encontramos que el bosón intermedio neutro  $Z^0$  ha adquirido una masa:

$$M_{Z^0} = \frac{v}{2} \sqrt{g'^2 + g^2} = M \omega \sqrt{1 + (g'/g)^2} \quad (II.2.37)$$

Mientras el fotón  $A$  permanece sin masa como queríamos. Así pues, mediante el mecanismo de Higgs hemos obtenido el espectro de la teoría y generado dinámicamente sus masas.

Una consecuencia inevitable del mecanismo es la aparición de un escalar masivo, el bosón de Higgs  $H_0$ , cuyas propiedades esperadas vamos a estudiar a continuación.

## 2.2 Propiedades del bosón de Higgs $H_0$

En esta sección vamos a revisar las propiedades esperadas del  $H_0$ . Estudiaremos su interacción con los fermiones y bosones de gauge de la teoría, de donde deduciremos sus modos de desintegración y principales mecanismos de producción. Examinaremos de una manera muy simple el papel que juega en la cancelación de divergencias, el cual es de hecho tan importante como para justificar la introducción de esta partícula (o un objeto muy similar) en la teoría de las interacciones electrodébiles. Asimismo estudiaremos el problema de la determinación de su masa.

### 2.2.1 Acoplamiento del $H_0$ con fermiones y bosones.

Como vimos en la sección anterior, la interacción del bosón de Higgs con los fermiones viene expresada por el término de Yukawa.

$$L_{\text{Yuk}} = -\frac{GeV}{\sqrt{2}} \bar{e} e - \frac{GeV}{\sqrt{2}} \bar{e} e \quad (2.2.38)$$

Que conduce al diagrama de Feynmann mostrado en la figura <II.2.1>, [II.2.5]

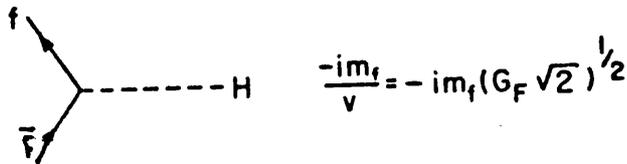


Figura <II.2.1>  
Regla de Feynman para las interacciones del H0 con los fermiones.

La amplitud de desintegración se calcula a partir de dicho diagrama [II.2.5]

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{G_F m_H m_f^2}{16 \pi^2 \sqrt{2}} \quad (II.2.40)$$

Vemos que dicha amplitud es isotrópica, como era de esperar para la desintegración de una partícula sin espín; integrando en (II.2.40) obtenemos:

$$\Gamma(H^0 \rightarrow ff) = \frac{G_F m_H m_f^2}{4 \pi \sqrt{2}} \quad (II.2.41)$$

Vemos pues que el modo de desintegración dominante para H0 ligeros ( $m_H < m_W$ ) es en pares del fermión más pesado accesible cinemáticamente (ver figura <II.2.2> y tabla <II.2.t1> ). Por otra parte es evidente que al ser proporcional el acoplamiento del Higgs al cuadrado de la masa del fermión, este número va a ser, en general, pequeño

debido a la pequeñez de las masas fermiónicas usuales, y por lo tanto las reacciones con un vértice fermiónico van a estar muy suprimidas para la producción del  $H^0$ .

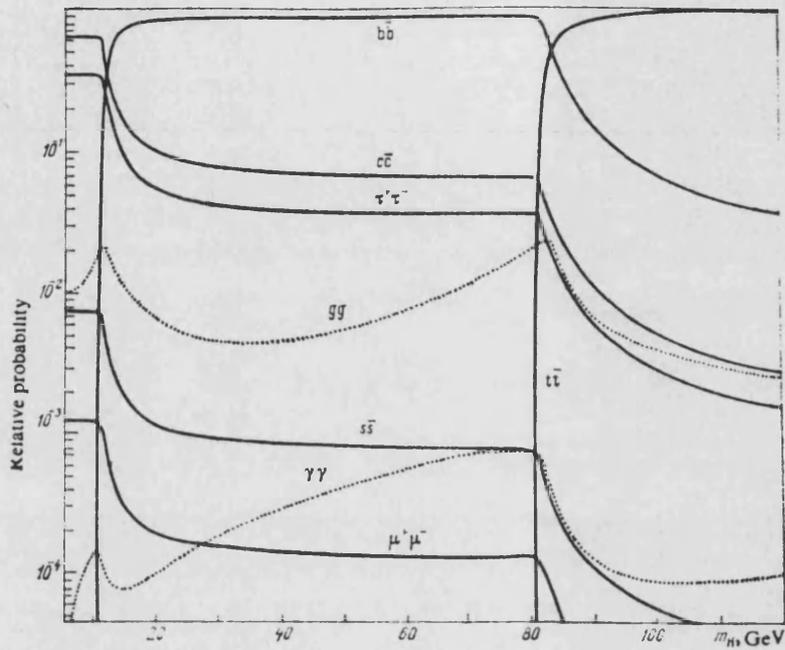


Figura <II.2.2>  
 Probabilidades de desintegración del  $H^0$   
 en función de su masa (suponemos  $m_t=40$  GeV).

TABLA <II.2.t1>  
 Modos basicos de desintegración y anchuras de desintegración del H<sup>0</sup>.

$m_H$	Basic decay modes	Width
0—1.1 MeV	$H^0 \rightarrow 2\gamma$	$0.1 \text{ eV} \cdot \left(7 - \frac{4}{3} \sum_{m_l > m_H} Q_l^2\right)^2 \left(\frac{m_H}{10 \text{ GeV}}\right)^3$
1.1 MeV — 0.2 GeV	$H^0 \rightarrow e^+e^-$	$\frac{G_F m_e^2}{4\sqrt{2}\pi} \left(1 - \frac{4m_e^2}{m_H^2}\right)^{3/2} \approx 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \left(\frac{m_H}{100 \text{ MeV}}\right)$  $\tau_{H^0 \rightarrow e^+e^-} \approx 3.8 \cdot 10^{-11} \text{ s} \cdot \left(\frac{100 \text{ MeV}}{m_H}\right)$
0.21—1 GeV	$H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ $H^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$	$\frac{G_F m_\mu^2}{4\sqrt{2}\pi} m_H \left(1 - \frac{4m_\mu^2}{m_H^2}\right)^{3/2} \approx 7 \text{ eV} \cdot \left(\frac{m_H}{1 \text{ GeV}}\right)$ $\Gamma(H^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2\Gamma(H^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) \sim 0.1 - 1 \text{ eV}$ (see (1.16))
1—4 GeV	$H^0 \rightarrow s\bar{s} \rightarrow K\bar{K}, K^*\bar{K}^*, \dots$	$40 \text{ eV} \cdot \left(\frac{m_H}{1 \text{ GeV}}\right)$
4—10 GeV	$H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ $H^0 \rightarrow c\bar{c}$	$20 \text{ keV} \cdot \left(\frac{m_H}{10 \text{ GeV}}\right)$ $40 \text{ keV} \cdot \left(\frac{m_H}{10 \text{ GeV}}\right)$
10 GeV— $2m_t$	$H^0 \rightarrow b\bar{b}$	$0.45 \text{ MeV} \cdot \left(\frac{m_H}{10 \text{ GeV}}\right)$
$> 2m_t$	$H^0 \rightarrow t\bar{t}$	$290 \text{ MeV} \cdot \left(\frac{m_t}{40 \text{ GeV}}\right)^2 \left(\frac{m_H}{100 \text{ GeV}}\right)$
$> 2m_W, m_Z$	$H^0 \rightarrow W^+W^-, Z^0Z^0$	$\Gamma_{W^+W^-, Z^0Z^0} > 1.5 \text{ GeV}$ for $m_H > 200 \text{ GeV}$ , $\Gamma_{W^+W^-, Z^0Z^0} \approx 61 \text{ GeV} \cdot \left(\frac{m_H}{500 \text{ GeV}}\right)^3$ for $m_H \gg 2m_Z$ (see (1.17))

Las reglas de Feynmann para la interacción del H<sup>0</sup> con los bosones de gauge y para sus autointeracciones pueden obtenerse a partir del término de Higgs en el lagrangiano escalar de la sección anterior, y se muestran en la figura <II.2.3>. Puesto que el acoplamiento entre el H<sup>0</sup> y los bosones de gauge no está suprimido por pequeñas masas como en el caso de los fermiones, las reacciones que implican bosones de gauge pueden proporcionar un canal muy favorable para producir el H<sup>0</sup> como veremos más adelante. Asimismo para H<sup>0</sup> pesados los modos de desintegración a pares de

bosones de gauge son dominantes (ver tabla <II.2.t1> ).

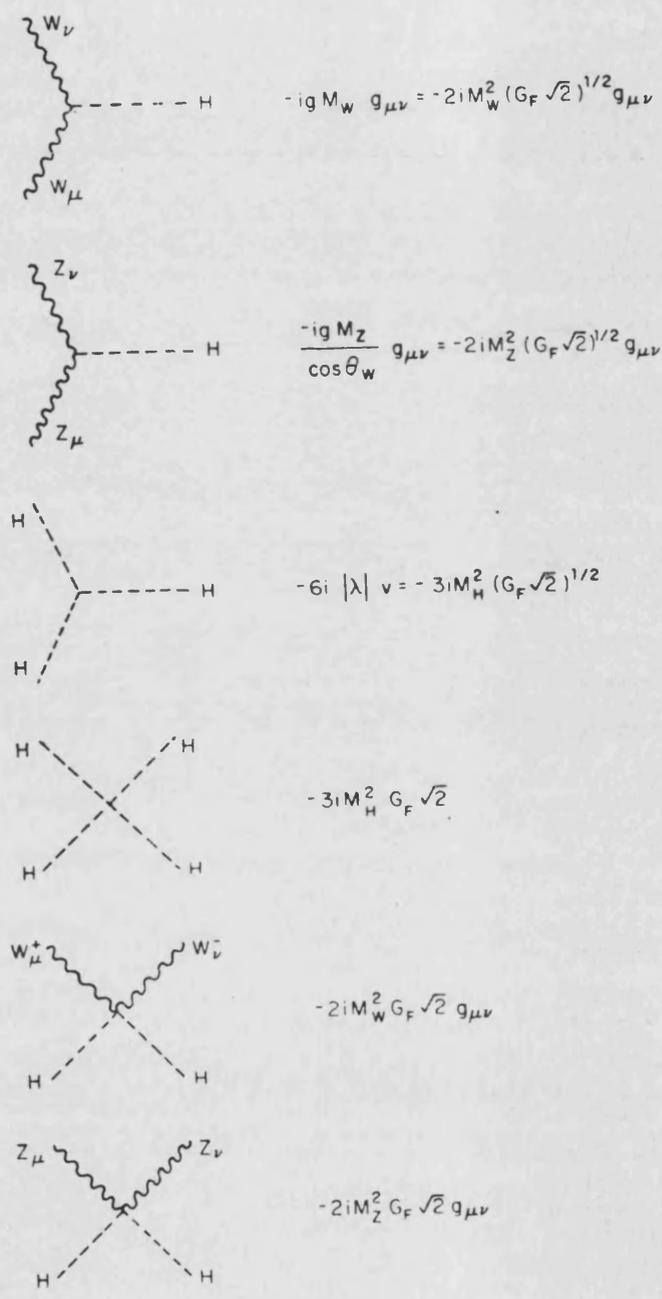


Figura <II.2.3>  
 Regla de Feynman para las interacciones  
 del H0 con los bosones de Gauge.

### 2.2.2 Cancelación de divergencias

Cual es el papel del H<sub>0</sub> en la cancelación de divergencias a alta energía?. Como es bien sabido a la hora de construir una teoría de campos consistente es necesario cancelar todo comportamiento extraño a alta energía de los diagramas de Feynmann de la teoría [II.2.6]. Si dichos diagramas no conducen a secciones eficaces cuyo comportamiento sea:

$$\sigma \propto \frac{1}{E^{2 \text{ c.d.m.}}} = \frac{1}{S} \quad (\text{II.2.42})$$

a altas energías, entonces los diagramas de ordenes superiores tienen divergencias incontrolables que conducen a una teoría no renormalizable.

Como ejemplo consideremos la típica sección eficaz de interacción débil generada por el diagrama de 4 fermiones (acoplamiento puntual) :

$$\sigma_0 (ff \rightarrow ff) \propto G_F^2 \quad (\text{II.2.43})$$

Representado en la figura <II.2.4-a>. Cuando dicha sección eficaz se itera para formar un diagrama de orden superior ( figura <II.2.4-b>) el mal comportamiento a altas energías conduce a divergencias cuadráticas en la integral de momentos internos:

$$\sigma_1 (ff \rightarrow ff) \propto \int^{\Lambda} \frac{d^4 k}{k^2} \propto \Lambda^2 \quad (\text{II.2.44})$$

La solución es, por supuesto, bien conocida. Introducir bosones de gauge débiles  $W^\pm$  mediadores de la interacción (figura <II.2.4-c>); entonces el comportamiento a alta energía de (II.2.43) viene modificado en:

$$\sigma_0(f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}) \sim (g^2)^2 / s$$

(II.2.45)

$$\text{con } g = \sqrt{\frac{G_F}{2}} m_W$$

Y el diagrama de la figura <II.2.4-b> viene remplazado por el diagrama de la figura <II.2.4-d>, que es finito, quedando el problema resuelto. Sin embargo, la introducción de los bosones  $W^\pm$  tiene efectos colaterales. Consideremos ahora el diagrama  $f\bar{f} \rightarrow W^+W^-$  de la figura <II.2.4-e> que una vez más presenta mal comportamiento a alta energía:

$$\sigma_0(f\bar{f} \rightarrow W^+W^-) \propto \frac{(g^2)^2}{s} \times \left(\frac{s}{m_W^2}\right)^2 \quad (\text{II.2.46})$$

Aquí la solución también es evidente. Introducir un bosón intermedio  $Z^0$  (figura <II.2.4-f>). Con ello recuperamos el buen comportamiento a alta energía SI LOS FERMIONES NO SON MASIVOS. Pero si por el contrario los fermiones tienen masa obtenemos:

$$\sigma(f\bar{f} \rightarrow W^+W^-)_{m_f=0} \propto \frac{(g^2)^2}{s} \quad (\text{II.2.47})$$

$$\sigma(f\bar{f} \rightarrow W^+W^-)_{m_f \neq 0} \propto (g^2)^2 m_f^2 \quad (\text{II.2.48})$$

El remedio final es cancelar el mal comportamiento a alta energía de la fórmula (II.2.48) introduciendo una partícula escalar  $H^0$  que permita un diagrama como el de la figura <II.2.4-g>, con la condición:

$$g_H f\bar{f} \times g_H W^+W^- \propto g^2 m_f^2 \quad (\text{II.2.49})$$

Por ultimo consideremos el proceso  $WW \rightarrow WW$  en el cual debemos tambien intercambiar un  $H^0$  (figura <II.2.4-h>) para cancelar el mal comportamiento a alta energia, lo que obliga a que:

$$g_{HWW} \sim g_{mW} \Rightarrow g_{Hff} = g_{mf}/m_W \quad (\text{II.2.50})$$

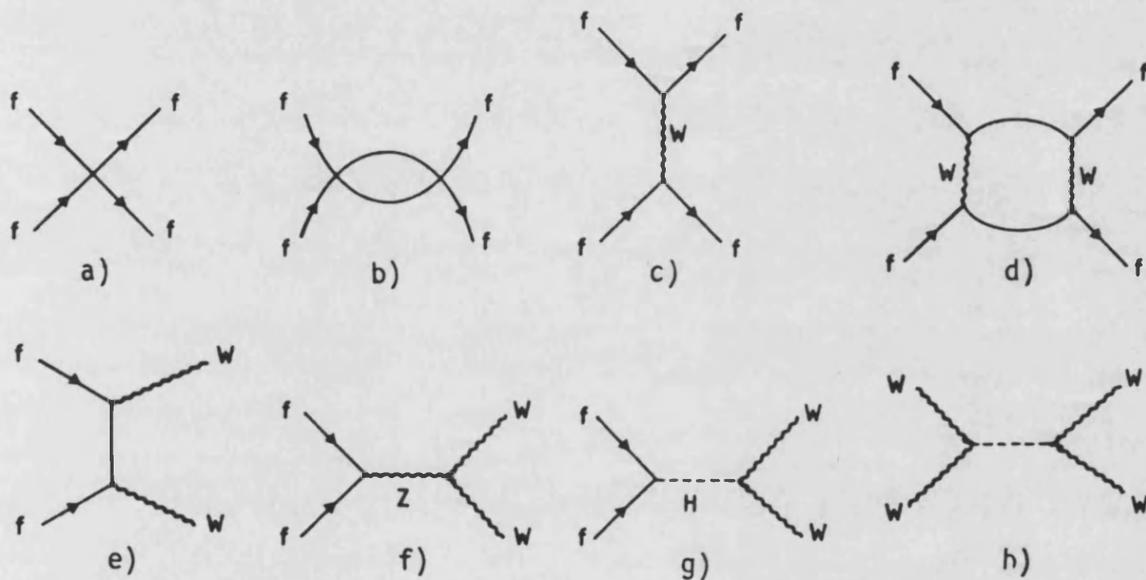


Figura <II.2.4>

(a) Interacción de 4 fermiones que conduce a secciones eficaces mal comportadas a alta energia (b). La solución es introducir los bosones  $W^\pm$  (c), que dan los finitos (d). Sin embargo el proceso  $ff \rightarrow WW$  (e) tiene un mal comportamiento a alta energia que a su vez se soluciona introduciendo el  $Z^0$  (f) y el H (g) que también es necesario en el proceso  $WW \rightarrow WW$  (h)

Es decir, si pretendemos formular una teoría renormalizable nos vemos conducidos a introducir uno o mas bosones escalares neutros que son de hecho los bosones de Higgs introducidos por el mecanismo de ruptura espontánea de

la simetría SU(2)xU(1) puesto que los acoplamientos con fermiones y bosones de gauge son esencialmente los mismos que los obtenidos mediante el mecanismo de Higgs, esto es:

$$g_H \bar{f} f = g_m g / 2 m_W$$

$$g_H W W = g m_W$$
(E.2.51)

Para el bósón de Higgs del modelo standard mínimo.

### 2.2.3 Masa del H<sub>0</sub>

Aunque los acoplamientos del H<sub>0</sub> están completamente especificados, nada en la formulación de la teoría determina como hemos visto su masa, que aparece como un parámetro libre. Sin embargo, imponiendo ciertos requerimientos de consistencia interna de la teoría podemos limitar hasta cierto punto su rango de valores a:

$$1 \text{ TeV} \gg m_H \gg 9 - 10 \text{ GeV} \quad (\text{II.2.52})$$

La masa del H<sub>0</sub> está relacionada con la constante de autoacoplamiento  $\lambda$ , y las constantes  $g$  y  $m_W$  por la ecuación:

$$m_H = \sqrt{-2g^2} = \frac{2}{g} m_W \sqrt{\lambda} \quad (\text{II.2.53})$$

De manera que podemos encontrar limitaciones a la masa del H<sub>0</sub> estudiando los valores posibles de  $\lambda$ .

Para obtener el límite superior a  $m_{H_0}$  debemos imponer la condición de que la teoría de perturbaciones sea aplicable a las partículas de Higgs. Esta condición inmediatamente implica que  $\lambda$  debe ser razonablemente pequeño. Exigir que  $\lambda \ll 1$  en la ecuación (II.2.53) conduce a un límite superior en la masa del H<sub>0</sub> del orden de [II.2.7]:

$$m_H \leq m_W \times O\left(\frac{1}{\sqrt{N}}\right) \sim 1 \text{ TeV} \quad (\text{II.2.54})$$

Sin embargo la condición de que la teoría de perturbaciones sea aplicable a los bosones de Higgs, si bien es razonable, no es en absoluto definitiva. En realidad, la conclusión que puede obtenerse del argumento que hemos esgrimido es que si no existe un bosón de Higgs cuya masa sea inferior a 1 TeV, entonces las interacciones débiles adquieren la complejidad de las interacciones fuertes a baja energía, al aproximarnos a la zona del TeV. Extensiones del modelo standard mínimo imponen condiciones más severas a la masa del  $H_0$ . Así por ejemplo el modelo standard supersimétrico mínimo, predice que la masa del bosón de Higgs neutro ligero  $H_b$  no puede exceder la masa del  $Z_0$  [II.2.8]. Recientes cálculos en el contexto de modelos supersimétricos mínimos que incluyen supergravedad [II.2.9] restringen todavía más este límite. En la figura <II.2.5> (extraída de la referencia [II.2.9]) se muestra el valor de  $m_{H_b}$  en función de la masa del top  $m_t$ . Puede verse que para un valor típico de la masa del top,  $m_t=40$  GeV,  $m_H=45$  GeV.

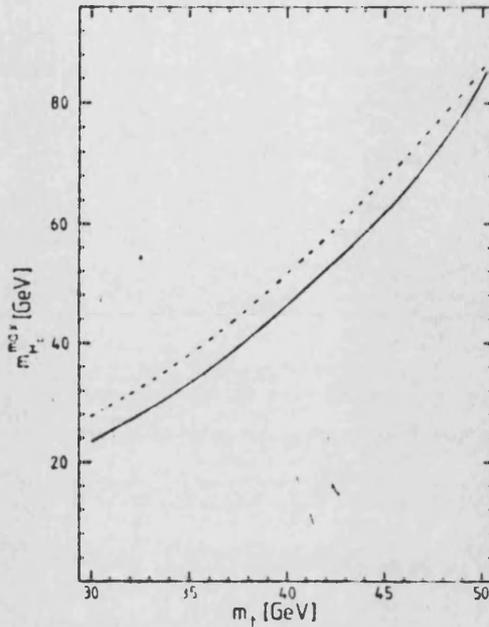


Figura <II.2.5>  
 Límites superiores para la masa del bosón de Higgs neutro ligero  $H_1^0$ , como función de la masa del quark top,  $m_t$ . Las dos curvas corresponden a dos modelos diferentes.

El límite inferior se obtiene considerando correcciones radiativas al autoacoplamiento del  $H_0$  [II.2.9]. Cuando dichas correcciones se toman en cuenta, el potencial efectivo (II.2.19) puede escribirse en la forma [II.2.10]

$$V_{\text{eff}}(\varphi) = a^2 \varphi^2 + \gamma \varphi^4 \left( \ln \frac{2\varphi^2}{v^2} - \frac{1}{2} \right) - \frac{a^2}{v^2} \varphi^4 \quad (\text{II.2.55})$$

Con:

$$\gamma = \frac{3m_Z^4 + 6m_W^4 - 4 \sum_f m_f^4}{16\pi^2 v^2} > 0 \quad (\text{II.2.56})$$

Donde como se ve  $V_{eff}$  depende de un solo parámetro desconocido  $a^2$ . Para obtener esta expresión de  $V_{eff}$  se hace la aproximación de que solo los diagramas de lazo de los bosones de gauge contribuyen de manera significativa a  $V_{eff}$ .

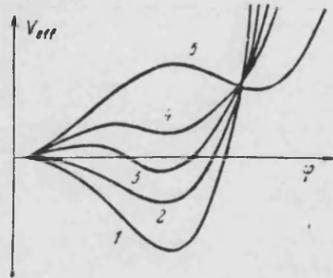


Figura <II.2.6>  
El potencial efectivo  $V_{eff}$  para varios valores del parámetro  $a^2$ .

En la figura <II.2.6> se muestra el potencial efectivo  $V_{eff}$  para varios valores de  $a^2$ . Si  $a^2 < 0$  (curvas 1 y 2) el punto  $\phi = 0$  corresponde a un máximo local de potencial, y el estado base corresponde a  $\phi = v/2$ . Si  $a^2 > 0$ , hay dos mínimos, uno en  $\phi = v/2$ , y otro en  $\phi = 0$  (Curvas 3 y 4). Esta situación es la de simetría no rota. Si además  $a^2 > v^2$ , el mínimo en el punto  $\phi = v/2$  desaparece (curva 5). Por lo tanto, si el auténtico vacío debe corresponder a una situación de simetría espontáneamente rota, se deben verificar las siguientes condiciones:

$$V_{eff}(\phi) \Big|_{\phi^2 = \frac{v^2}{2}} < V_{eff}(\phi) \Big|_{\phi=0}$$

ò idéu.

$$2a^2 < \gamma v^2$$

(II.2.57)

La masa del H0 viene determinada por la segunda derivada del potencial con respecto al campo de Higgs en el punto correspondiente al vacío físico:

$$m_H^2 = \frac{\partial^2 V_{eff}}{\partial H^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_{eff}}{\partial \alpha^2} \Big|_{\alpha = \langle \alpha \rangle_0} = 2\gamma v^2 + 2\alpha^2 = \gamma v^2 + (\gamma v^2 + 2\alpha^2) \quad (II.2.58)$$

Lo que implica:

$$m_H^2 > \gamma v^2 = \frac{3m_z^4 + 6m_W^4 - 4 \sum_f m_f^4}{16\pi^2 v^2} \quad (II.2.59)$$

Las masas de los quarks y de los leptones que han sido descubiertos hasta el momento son substancialmente mas pequeñas que las de los bosones W<sup>±</sup> y Z0. Si suponemos que el termino  $\sum_f m_f^4$  es despreciable, entonces la condición (II.2.59) se convierte en:

$$m_H > \frac{3m_z^4 + 6m_W^4}{16\pi^2 v^2} = \frac{\alpha}{4\pi \sin^2 \theta_w} \sqrt{3(2 + \cos^4 \theta_w)} v = 6.5 \text{ GeV} \quad (II.2.60)$$

(con  $\sin^2 \theta_w = 0.23$ )

Esta desigualdad se conoce con el nombre de límite de Linde- Weinberg [II.2.11-12].

Obesèrvese, no obstante, que el limite  $m_H > 6.5 \text{ GeV}$  tiene sentido solamente si:

i) No existen leptones o quarks superpesados no descubiertos hasta el momento

ii) En particular, la masa del quark t debe ser relativamente pequeña.

Estudiamos este último caso. Si  $m_t$  no puede ignorarse en comparación con las contribuciones de los bosones vectoriales, las limitaciones sobre  $m_H$  son menos restrictivas. Cuando  $m_t$  se aproxima al valor crítico:

$$m_t \rightarrow m_0 = \left[ \frac{1}{4} (m_Z^4 + 2 m_W^4) \right]^{1/4} \sim 77 \text{ GeV} \quad (\text{E.2.61})$$

La teoría se convierte en inestable. ( a medida que  $m_t \rightarrow m_0$ , la limitación en  $m_H$  tiende a cero, y si  $m_t > m_0$ , entonces  $V_{\text{eff}} \rightarrow -\infty$  cuando  $\phi \rightarrow \infty$ . Una primera conclusión posible, es que, en esta teoría hay un límite a la masa del quark t [III.2.13],  $m_t < m_0 = 77 \text{ GeV}$ . No obstante, esta conclusión es cierta, solo si la masa del  $H_0$  no es muy grande. Concretamente si no es comparable (en orden de magnitud) con la masa de los bosones vectoriales, en cuyo caso habría que añadir el término  $m_H$  en el lado derecho de la ecuación (II.2.59). En este caso, la masa del bosón de Higgs debería ser muy grande y suficiente para estabilizar la teoría con  $m_t > 77 \text{ GeV}$ .

En consecuencia, podemos decir que la presencia de un quark superpesado con  $m_Q < m_0$ , hace disminuir el límite de Linde-Weimberg a:

$$m_H > 6.5 \text{ GeV} \sqrt{1 - \frac{m_Q^4}{m_0^4}} \quad m_0 \sim 77 \text{ GeV} \quad (\text{E.2.62})$$

Una discusión detallada sobre la relación entre la masa del top y la masa del bosón de Higgs puede encontrarse en la referencia [III.2.14].

Un caso especial en la teoría es el que corresponde a que tengamos  $a_2=0$  en el potencial renormalizado (II.2.55) (curva 2 en la figura <II.2.6>). Esta condición implica, sustituyendo en (II.2.58) que:

$$m_H^{CW} = 2 \gamma v^2 \sim 9.2 \text{ GeV} \quad (\text{II.2.63})$$

Es decir, la masa del bosón de Higgs es  $\sqrt{2}$  veces mayor.

La limitación de Linde-Weimberg puede violarse si asumimos que el vacío físico existente es un estado metaestable. Si en el modelo standard mínimo  $m_H$  fuera menor de 6.5 GeV (y esto no fuera debido a fermiones pesados), entonces iríamos antes o después a un estado con  $\langle \phi \rangle = 0$ . La vida media de un estado metaestable de este tipo, podría, no obstante, ser muy grande. De acuerdo con Linde [III.2.15] para masas del  $H_0$  alrededor de los 260 MeV, el tiempo medio para una transición al estado base sería de  $10^{10}$  años. Bajo este punto de vista, podría entonces explicarse la presencia de bosones de Higgs muy ligeros.

Una limitación mucho mas severa a  $m_{H_0}$  la impone el estudio de las etapas muy tempranas en la evolución del universo, cuando la temperatura era del orden de  $T \sim 10^3$  GeV. Durante la etapa inicial de la evolución, a temperaturas mas altas, el potencial efectivo tenía un único mínimo en el punto  $\langle \phi \rangle = 0$ , y la situación era de simetría no rota. Si  $m_H$  es menor que  $m_H^{CW}$ , entonces, habría un mínimo local en  $\phi = 0$ , aunque dicho mínimo no sería tan profundo

como  $\alpha = v/f_2$  (curva 2 en figura <II.2.6> ). En este caso, el análisis de la cinemática de la correspondiente transición de fase (referencias [II.2.13-15] , muestran que si  $m_H$  es incluso un 1% menor que  $m_H^{CW}$  , no podría haber ocurrido una transición a nuestro vacío en todo el tiempo en que el universo ha existido,  $t \sim 10^{10}$  años, y además, después de la transición de fase, el universo hubiera acabado inaceptablemente inhomogéneo y anisòtropo.

En resumen, las limitaciones teóricas a la masa del bosón de Higgs, son por el momento, muy débiles. Concretamente, si no se toman en cuenta los efectos de posibles fermiones superpesados, podemos resumirlas en la tabla <II.2.t2> .

El conjunto completo de limitaciones a las masas de los fermiones y de los bosones de Higgs se muestra en la figura <II.2.7>.

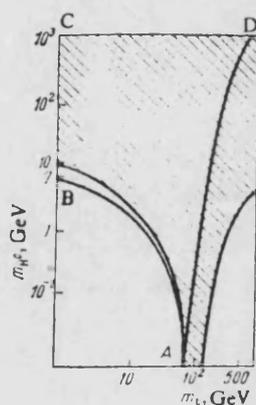


Figura <II.2.7>  
Valores de la masa del  $H_0$  (en función de  $m_t$ ) permitidos por consideraciones cosmológicas. La región dentro de la curva ABCD es la región de estabilidad de fase absoluta correspondiente al estado de simetría rota

TABLA <II.2.t2>

Limites a la masa del H0

	Limite superior	Limite inferior
Modelo Standard	1 TeV (Unitariedad)	6.5 MeV (vacío estable) 260 MeV (vacío metaestable) 9.2 GeV (arg. cosmològicos)
Extensiones Supersimètricas	< mZ0	
Supergravity (mínima)	< mZ0 < 2mt	

## 2.3. Mecanismos relevantes de producción

La búsqueda del bosón de Higgs ha sido y es uno de los principales objetivos de muchos experimentos de física de partículas elementales. En particular, todos los experimentos de LEP incluyen en este punto como uno de los fundamentales de su programa.

Sin embargo, no es casual que esta partícula sea llamada "elusiva". Su sección eficaz de producción es bastante pequeña y su identificación es un problema experimental nada trivial. La elusividad del bosón de Higgs desde el punto de vista experimental puede explicarse como ya hemos visto en términos de su acoplamiento extremadamente débil con los fermiones ordinarios y por que sus modos de desintegración dan lugar habitualmente a estados con muchas partículas. Además, y como veremos con detalle en el capítulo II.4, todos los parámetros experimentales (secciones eficaces, modos de desintegración, etc) dependen fuertemente de la masa del  $H_0$ , que es un parámetro por el momento desconocido.

En esta sección vamos a examinar las reacciones que se consideran en este momento como las más prometedoras para la producción del  $H_0$ .

2.3.1 Producción asociativa del H<sup>0</sup> con bosones de gauge W<sup>±</sup> y Z<sup>0</sup>.

Como es sabido desde hace tiempo el proceso de "bremsstrahlung" de H<sup>0</sup> por bosones de gauge presenta muchas ventajas a la hora de intentar observar tales partículas. Este proceso de bremsstrahlung tiene asociados vertices 3-bosonicos grandes:

$$g_{HZZ} = g_{mz} \quad g_{HWW} = g_{mW} \quad (15.2.64)$$

Las ventajas de estos mecanismos para la producción del H<sup>0</sup> son sus secciones eficaces comparativamente grandes y su, relativamente clara señal experimental. Por estas razones se consideran los mas prometedores para un pronto descubrimiento del H<sup>0</sup> en colisiones e<sup>+</sup> e<sup>-</sup>, (figura <II.8.-a>), o en colisiones hadrónicas (figura <II.8-b>).

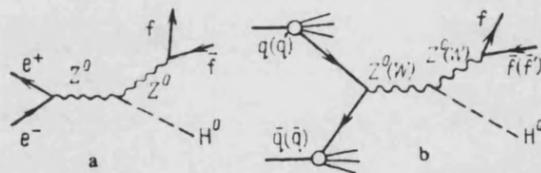


Figura <II.2.8>  
Diagramas de Feynmann para la producción asociativa del H<sup>0</sup> con bosones Z<sup>0</sup> y W, en (a) aniquilación e<sup>+</sup> e<sup>-</sup> y (b) colisiones pp.

Podemos considerar tres mecanismos asociativos de producción del H<sup>0</sup>:

$$i)) \quad Z^0(\text{Real}) \rightarrow H^0 + Z^0(\text{Virtual}) \rightarrow H^0 + f\bar{f} \quad (\text{II.2.65})$$

$$ii)) \quad Z^0(\text{Virtual}) \rightarrow H^0 + Z^0(\text{Real}) \quad (\text{II.2.66})$$

$$iii)) \quad p\bar{p} \rightarrow Z^0(W^\pm) + H^0 \quad (\text{II.2.67})$$

Describamos brevemente cada uno de estos mecanismos.

### 2.3.1.1 EL proceso Z<sup>0</sup> → H<sup>0</sup> + Z<sup>0</sup>(virtual) → H<sup>0</sup> + f $\bar{f}$

Aquí, las partículas en el estado final son una pareja de fermiones f,  $\bar{f}$  (donde f  $\bar{f}$  = q  $\bar{q}$ , l<sup>+</sup>, l<sup>-</sup>, o  $\nu \bar{\nu}$ , y l<sup>±</sup> se refiere a un leptón cargado), y los productos de desintegración del H<sup>0</sup>, que van a ser dos "jets" de hadrones para un rango de masas muy amplio. El propagador del Z<sup>0</sup> virtual en la sección eficaz, da lugar a un pico estrecho en la distribución en energía del H<sup>0</sup> a una energía baja:

$$E_H = X_H m_Z / 2$$

Con:

$$2\mu_H \leq X_H \leq 1 + \mu_H^2 \quad ; \quad \mu_H = m_H / m_Z$$

Los fermiones f y  $\bar{f}$  se emiten predominantemente en direcciones opuestas, y su masa invariante está picada hacia valores altos (tiende hacia un máximo en m<sub>Z</sub> - m<sub>H</sub>). La identificación experimental del proceso implica la reconstrucción de la masa del H<sup>0</sup> a partir de dichos fermiones por una parte y de sus productos de desintegración por la otra, siendo distinta en función del tipo de

fermiones que consideremos.

Este proceso es el más importante y el primero a estudiar en factorías de Z0 tales como LEP, y su estudio detallado lo realizamos en el capítulo II.4.

.2.3.1.2 EL proceso  $e^+ e^- \rightarrow Z^0(\text{virtual}) \rightarrow H^0 + Z^0$

En colisiones  $e^+ e^-$  a energías  $s > m_Z^2 + m_H^2$ , la producción binaria de un Z0 real y un H0 a través de un Z0 virtual es un canal extremadamente prometedor. La sección eficaz es:

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow Z^0 H^0) = \frac{\pi \alpha^2}{24} \left( \frac{2k}{\sqrt{s}} \right) \frac{(k^2 + 3m_Z^2)}{(s - m_Z^2)^2} \frac{(1 - 4\eta \sin^2 \theta_w + 8\eta \cos^4 \theta_w)}{\eta \sin^4 \theta_w \cos^4 \theta_w} \quad (\text{II.2.68})$$

Donde k es el momento de las partículas en el estado final. Esta reacción es ideal para ser estudiada en LEP II. Asumiendo una luminosidad de  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  la ecuación (II.2.64) nos da el número de sucesos por día, que mostramos en la tabla <II.2.t3>. El problema experimental es idéntico al del proceso anterior, salvo que el ruido de fondo es menos severo y la estadística mucho mayor en este caso. (siempre que supongamos que  $m_H \ll m_Z$ . Cuando la masa del H0 es del orden de la del Z0, la estadística es mucho mas baja, ver tabla <II.2.t3> y además aparecen ruidos de fondo adicionales como las reacciones:

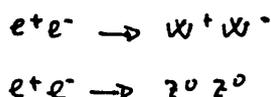


TABLA <II.2.3>

Número de sucesos por día para la reacción  
 $e^+ e^- \rightarrow Z^0 + H^0$  (suponiendo una luminosidad  
de  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )

Mass of Higgs (GeV)	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$\sqrt{s}$ (GeV)										
120	12.33	8.55	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
140	5.17	4.72	3.92	2.51	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
160	2.70	2.58	2.37	2.08	1.66	1.03	0.00	0.00	0.00	0.00
180	1.60	1.56	1.48	1.37	1.23	1.05	0.83	0.51	0.00	0.00
200	1.04	1.02	0.99	0.94	0.87	0.79	0.70	0.59	0.46	0.28
220	0.72	0.71	0.69	0.67	0.63	0.59	0.54	0.49	0.43	0.35
240	0.53	0.52	0.51	0.49	0.47	0.45	0.42	0.39	0.35	0.31
260	0.40	0.39	0.38	0.38	0.36	0.35	0.33	0.31	0.29	0.26

2.3.1.3 EL proceso  $p\bar{p} \rightarrow Z^0(W) + H^0$

El mecanismo asociativo de producción del  $H^0$  en colisiones hadrónicas está relacionado con el proceso elemental de aniquilación de quarks.

$$q\bar{q} \rightarrow \omega^\pm(\tau^0) \rightarrow H^0 + \omega^\pm(\tau^0)$$

(ver figura <II.2.8-b> ), que viene descrito por fórmulas similares a las que hemos discutido en el análisis de los procesos con electrones. Las secciones eficaces correspondientes pueden calcularse mediante el modelo clásico de Drell-Yang introduciendo funciones de distribución de los quarks  $u$  y  $d$  en los nucleones.

Si  $m_H$  no es demasiado grande, los efectos de cromodinámica cuántica que modifican los cálculos obtenidos por la aproximación de Drell-Yang son significativamente débiles.

En la figura <II.2.9> se muestra la dependencia con la energía de los cocientes de las secciones eficaces de producción asociativa del  $H^0$  y de simple producción de bosones de gauge  $W$  ( $Z^0$ ) en colisiones  $p\bar{p}$ .

$$R_H^W = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow H^0 + \omega^\pm + \dots)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow \omega^\pm + \dots)} \quad (\text{II.2.69})$$

$$R_H^Z = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^0 + H^0 + \dots)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^0 + \dots)}$$

Como puede observarse la sección eficaz de producción asociativa cae rápidamente cuando la masa del  $H^0$  crece. Para una masa  $m_H$  entre 10 y 50 GeV, en el rango de energías del SppS del CERN, el orden de magnitud de los cocientes

varía desde  $10^{-2}$  a  $10^{-6}$ , mientras que las secciones eficaces de producción  $H^0 W$  y  $H^0 Z^0$  varían desde 3-0.2 pb y desde 0.8 a 0.05 pb respectivamente.

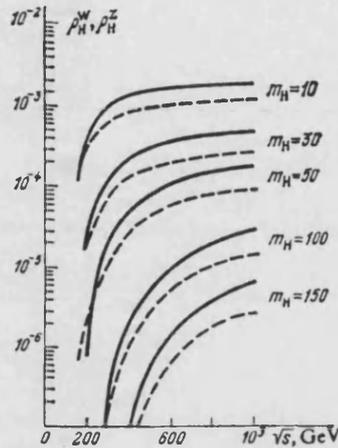


Figura <II.2.9>  
 Dependencia con la energía de los cocientes  $\rho_{H^0 W}^W$  (trazo continuo) y  $\rho_{H^0 Z^0}^Z$  (trazo discontinuo).  
 El cálculo se hizo asumiendo  $\sin^2 \theta_w = 0.25$ .

No es difícil ver que las secciones eficaces para el proceso  $pp \rightarrow H^0 + Z^0 + \dots$  a las energías del SppS son alrededor de 2 órdenes de magnitud más pequeñas que las correspondientes al proceso  $e^+ e^- \rightarrow Z^0 + H^0$  en LEP-I (para que las secciones eficaces de ambos procesos fueran comparables la energía en cdm para los procesos hadrónicos debería exceder a la energía en cdm para los procesos electromagnéticos en más de un orden de magnitud). Por tanto, debido a la pequeñez de las secciones eficaces no parece probable observar reacciones del tipo  $Z^0 \rightarrow H^0 + l l$  en un futuro próximo. Sin embargo para el proceso  $pp \rightarrow W + H^0 + \dots$  con una sección eficaz de alrededor de un orden

de magnitud mayor que para  $H_{0Z0}$ , la situación es mas favorable y solo se necesita una energía en cdm unas cuatro veces superior al caso electromagnético, y por lo tanto está al alcance del SppS de CERN o del Tevatron de Fermilab. El problema experimental, como en casos anteriores se divide en la identificación de los productos de desintegración del W (dos fermiones que tendrán una masa invariante alta) y del  $H_0$ .

Para el estudio de  $H_0$  pesados, habría que contar con haces muy energéticos. Por ejemplo, para una masa del  $H_0$ ,  $m_H=200$  GeV la sección eficaz de producción para  $H_0 W$ , es de 0.15 pb para una energía en cdm  $s=2$  GeV. El estudio de tal zona de masa puede ser posible con el proyectado desertrón que alcanzaría una energía de 100 TeV en cdm.

### .2.3.2 Producción "gluónica" del $H_0$ en colisiones pp y pp

Un mecanismo posible de producción directa del  $H_0$  en colisiones de alta energía hadrón-hadrón es a través de la aniquilación de un par de gluones en un  $H_0$  a través de un diagrama como el que se muestra en la figura <II.2.10>. La sección eficaz para la producción del  $H_0$  via dicho mecanismo gluónico resulta ser comparativamente grande. La razón para ello es que, aunque la amplitud para  $H_0 \rightarrow 2g$  contiene explícitamente el pequeño factor  $\alpha_s^2 m_H^2 / 6\pi$  es sin embargo aproximadamente proporcional a la masa invariante de los dos

gluones. La sección eficaz para la reacción  $pp \rightarrow H^0 + \dots$  es [II.2.16]:

$$\sigma(pp \rightarrow H^0 + \dots) = \sigma_0^H m_H^2 L \quad (\text{II.2.70})$$

Donde:

$$\sigma_0^H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\pi}{288} \left( \frac{\alpha_s m_H}{\pi} \right)^2 \quad (\text{II.2.71})$$

La cantidad  $nh$  es el número de quarks pesados con masas  $m_Q > 0.2 m_H$ . La función  $L$  es, según el modelo partón:

$$L = L(z) = z \int dx_1 dx_2 g(x_1) g(x_2) \delta(x_1 x_2 - z) \quad (\text{II.2.72})$$

Donde  $z = m_H^2 / s$  y  $g(x)$  es la función de distribución de los gluones en un protón.

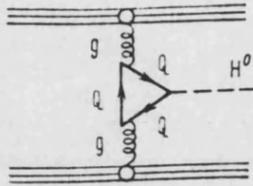


Figura <II.2.10>  
 Diagramas de Feynmann para la producción  
 del H<sup>0</sup> via un mecanismo gluónico.

En la figura <II.2.11> se muestra el cálculo de la sección eficaz para la producción del H<sup>0</sup> en esta reacción en función de m<sub>H</sub> para dos energías en cdm. (el cálculo se hace en referencia [II:2.17] donde se uso n<sub>H</sub>=3). A la energía del Sp̄p̄S ( s=540 GeV) y para m<sub>H</sub>=10 GeV, la sección eficaz es aproximadamente 40 pb. Este valor es un orden de magnitud mayor que la producción asociativa del H<sup>0</sup> con bosones W y resulta comparable con la sección eficaz:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^0 + \dots) \sim 30 \text{ pb} \quad (II.2.73)$$

↳ e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>

que está siendo actualmente medida en el Sp̄p̄S del CERN.

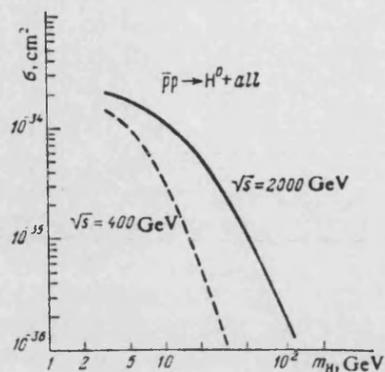


Figura <II.2.11>  
 Sección eficaz total para el proceso  
 $p\bar{p} \rightarrow H^0 + \dots$  como función de la masa  
 del  $H^0$  para  $\sqrt{s}=400$  y  $2000$  GeV

Consecuentemente, si la masa del  $H^0$  es suficientemente ligera  $m_H < 30$  GeV, pueden haberse producido ya algunos sucesos de este tipo en el SppS del CERN. Desgraciadamente para masas  $m_H < 2m_W$ , no hay una señal experimental clara en la producción gluónica del  $H^0$ , como había en el caso de la producción asociativa, y el problema de la identificación de sucesos es extremadamente difícil. La única posibilidad en este caso es identificar la pareja de quarks pesados ( $b\bar{b}, c\bar{c}$ ) o  $\tau^+ \tau^-$  en los que el  $H^0$  decae, pero el ruido de fondo (producción Drell-Yang de  $\tau^+ \tau^-$  o quarks pesados) es muy severo. Debido a la complejidad de identificar la señal del  $H^0$ , este proceso no se considera un buen candidato para la búsqueda de Higgs ligeros. Para bosones en el rango  $m_H > 180$  GeV, sin embargo, el mecanismo gluónico se convierte en el mecanismo más importante de producción del

H0 en colisiones pp, debido a la clara señal experimental en este caso, con 2 W o 2 Z0 en el estado final.

### ..2.3.3 La desintegración Z0-->H0 + γ .

Una señal experimental absolutamente clara del H0 podría conseguirse en la desintegración del Z0, Z0-->H0 + γ , donde γ es un fotón monocromático. Sin embargo no hay vértices triples Z0H0 , y el proceso solo puede ocurrir via lazos de bosones W o fermiónicos. (ver figura <II.2.12> ). La anchura (Z0-->H0 + ) es entonces muy pequeña.

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma) / \Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+ e^-) = 8 \cdot 10^{-5} (1 - m^2 H / m^2 Z)^3 \quad (\text{II.2.74})$$

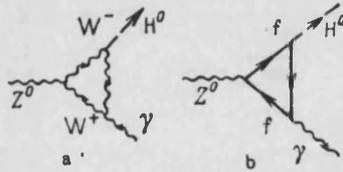


Figura <II.2.12>  
Diagramas de Feynmann para la desintegración radiativa Z0-->H0+ γ (a) via un lazo de bosones w, (b) via un lazo fermiónico.

Pese al evidente interes del proceso (su eventual medida conduciría a nuevos datos interesantes para resolver la cuestión del número de generaciones de fermiones pesados y permitiría asimismo testear la estructura gauge de la

teoría) no parece posible que pueda estudiarse, debido a la limitación experimental (además de la poca estadística hay que añadir un ruido de fondo QCD grande) en un futuro próximo.

### 2.3.4 El H0 en la desintegración de Omiums pesados.

Puesto que la interacción del H0 con fermiones es proporcional a la masa de estos, es natural buscarlo en la desintegración de omiumms pesados. Un omium es un estado ligado de un quark y un antiquark. El camino más prometedor es la búsqueda del H0 en desintegraciones radiativas de los estados vectoriales  $V_q = {}^3S_1 (q \bar{q})$ . (figura <II.2.13> ). La probabilidad para tal desintegración fue calculada por Wilczech [II.2.18]:

$$\frac{\Gamma(V_0 \rightarrow H^0 + \pi)}{\Gamma(V_0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{G_F m^2 V}{4\sqrt{2} \pi \alpha} \left(1 - \frac{m^2 H}{m^2 V}\right) \quad (II.2.75)$$

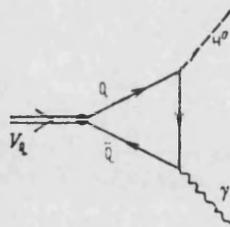


Figura <II.2.13>  
Diagramas de Feynmann para la desintegración radiativa de un quarkonium vectorial.

Obteniendose valores muy bajos de las relaciones de desintegración para resonancias ligeras:

$$\beta(\psi \rightarrow H^0 \gamma) = 6.4 \cdot 10^{-5} \quad (\text{II.2.76})$$

$$\beta(\Upsilon \rightarrow H^0 \gamma) = 2.6 \cdot 10^{-4} \quad (\text{II.2.77})$$

Sin embargo para el toponium tenemos:

$$\beta(T \rightarrow H^0 \gamma) \approx 10^{-2} \left( 1 - \frac{m_H^2}{m_T^2} \right) \quad (m_T > 45 \text{ GeV}) \quad (\text{II.2.78})$$

La figura <II.2.14> muestra la comparación entre este proceso y el  $Z^0 \rightarrow H^0 + l l$ . Podemos ver que para una masa del toponium  $m_T$  alrededor de 70 GeV, el proceso  $V(tt) \rightarrow H^0 + \gamma$  es dominante para  $m_H > 30$  GeV. Para una masa del toponium en el límite de la energía de LEP-I,  $m_T = 90$  GeV el proceso es dominante para  $m_H > 35$  GeV.

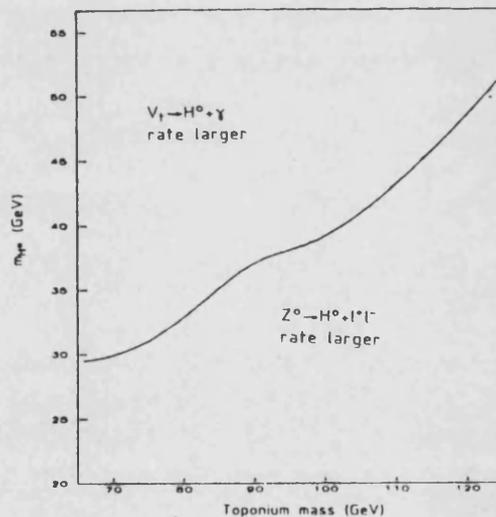
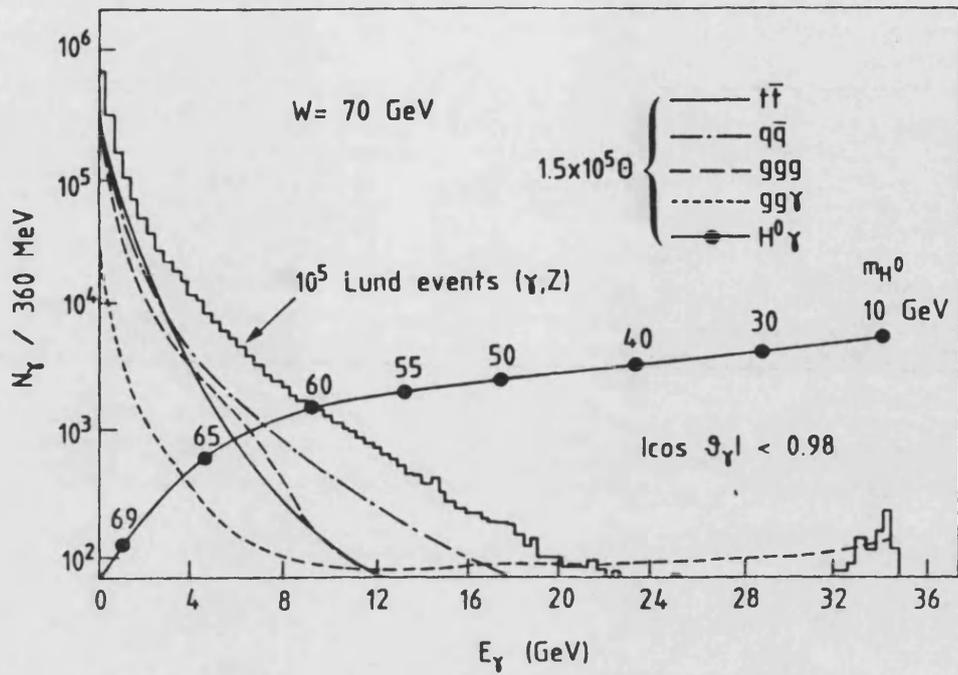


Figura <II.2.14>  
Comparación entre los mecanismos de Bjorken y de Wilzcek en función de la masa del toponium

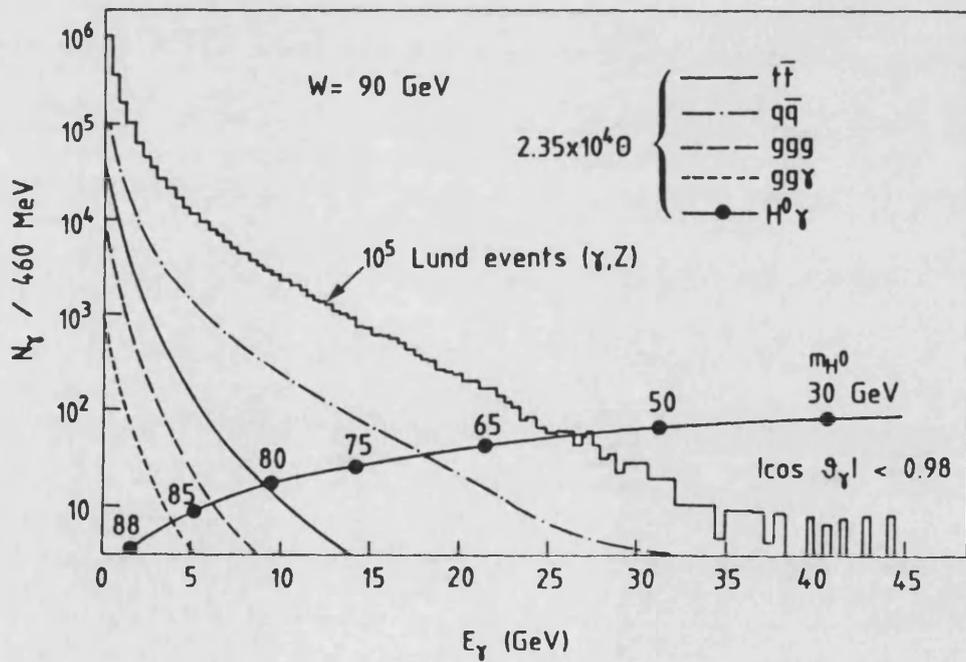
La identificación experimental del proceso es bastante clara, con un fotón monocromático muy energético en el estado final y los productos de desintegración del  $H^0$ . La fuente más importante de ruido es el canal:

$$V(t) \rightarrow g g \gamma \quad (II.2.79)$$

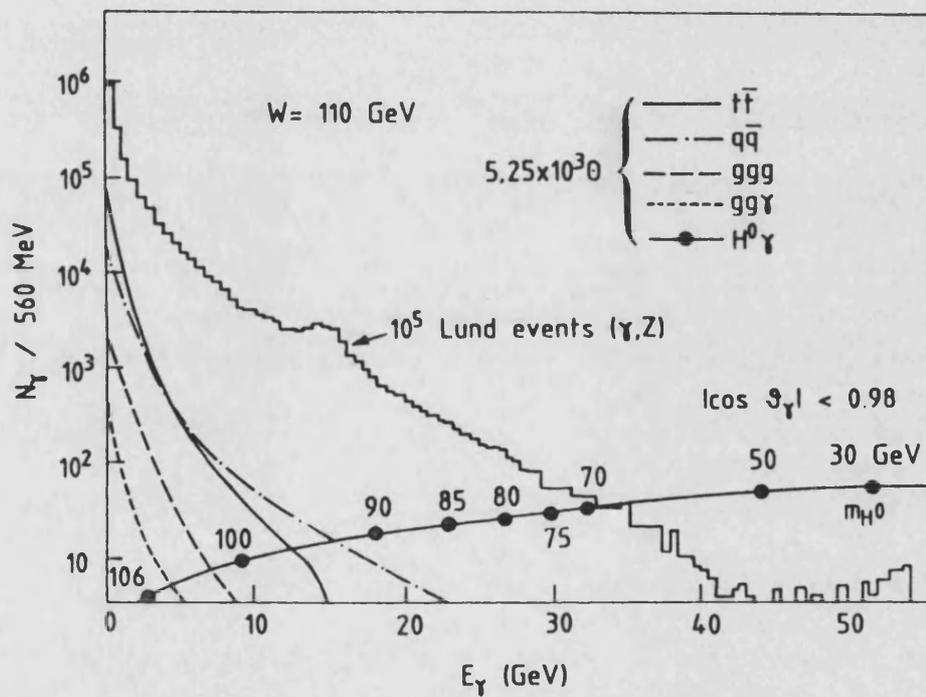
En las figuras <II.2.15,a-c> se muestra el espectro (inclusivo) originado por los diversos ruidos de fondo para 3 masas del toponium. Estos espectros se han obtenido mediante simulación montecarlo, utilizando el montecarlo de Lund [III.2.19]. En las figuras el espectro está normalizado a 10 sucesos en el continuo. La producción de sucesos provenientes de la desintegración del toponium se representa en cada caso.



a)



b)



c)

Figura <II.2.15>  
Espectro inclusivo de fotones para diferentes masas del  $H^0$  para  $m(tt) = 70 \text{ GeV}$  (a),  $90 \text{ GeV}$  (b) y  $110 \text{ GeV}$  (c), normalizado a 10 sucesos en el continuo

## 2.4 Elección de un canal prioritario en LEP-I.

A lo largo de esta sección hemos ido revisando los distintos mecanismos de producción del  $H^0$  tanto en colisiones  $e^+e^-$  como  $pp$ . La aplicación a la situación experimental en LEP-I, deja sin embargo tan solo dos procesos como interesantes. Estos son, la producción del  $H^0$  via un  $Z^0$  virtual y la desintegración radiativa del toponium. Aun mas, en una primera etapa, LEP-I va a trabajar en la resonancia del  $Z^0$ . La posibilidad de trabajar en la resonancia del toponium en LEP-I es todavía hoy en día una especulación que requiere entre otras condiciones, que el quark  $t$  exista (lo que todavía no parece estar categòricamente demostrado) y que la masa del toponium sea accesible por LEP-I. Consecuentemente, el proceso mas importante a estudiar en esta primera fase de LEP es  $Z^0 \rightarrow H^0 + ff$ . Este proceso lo estudiamos con todo detalle en el capitulo II.4. Adicionalmente veremos, que las técnicas que debemos desarrollar para estudiar dicho proceso son en gran parte aplicables a otros mecanismos.

## REFERENCIAS

- [III.2.1] S. Weinberg. Phys Rev. Lett 19 1264(1967)
- [III.2.2] S.L. Glashow, Nucl Phys 22, 579(1961)
- [III.2.3] A. Salam and J.C. Ward,  
Phys Lett 13 168(1964)
- [III.2.4] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L.Maiani,  
Phys Rev B2 1285(1970)
- [III.2.5] Ver p.ejemplo C. Quigg  
"Gauge theories of the Strong, Weak, and  
Electromagnetic interactions", Frontiers  
in physics, Benjamin Cumming pub.
- [III.2.6] Bell, J.S. Nucl Phys B60, 427(1973)
- [III.2.7] Lee, Quigg and Thacker,  
Phys Rev D16 1519(1977)
- [III.2.8] K. Inoue et al. Theor. Phys 67(1982) 1889
- [III.2.9] M. Drees, M. Gluck and K. Grassie  
Phys Lett 159B(1985)118
- [III.2.10] A.A. Anselm et al.  
Sov Phys Usp. 28 (1985)113
- [III.2.11] A.D. Linde JETP Lett 23 64(1977)

- [II.2.12] S. Weinberg, Phys Rev Lett 36 294(1976)
- [II.2.13] ~~A.D.~~ Linde Trieste Preprint Icl76/26, 1976
- [II.2.14] A.D. Linde Phys Lett B92 119 (1980)
- [II.2.15] A.D. Linde Phys Lett B70 306(1977)
- [II.2.16] H. Georgi et al.  
Phys Rev. Lett 40 692(1978)
- [II.2.17] CDF Design Report, Fermilab, 1981
- [II.2.18] F. Wilczek Phys. Lett. 39 1304(1977)
- [II.2.19] The Lund Montecarlo Programs. Lu-Tp-85/10

## CAPITULO II.3

### EL DETECTOR DELPHI

#### 3.1 El detector DELPHI

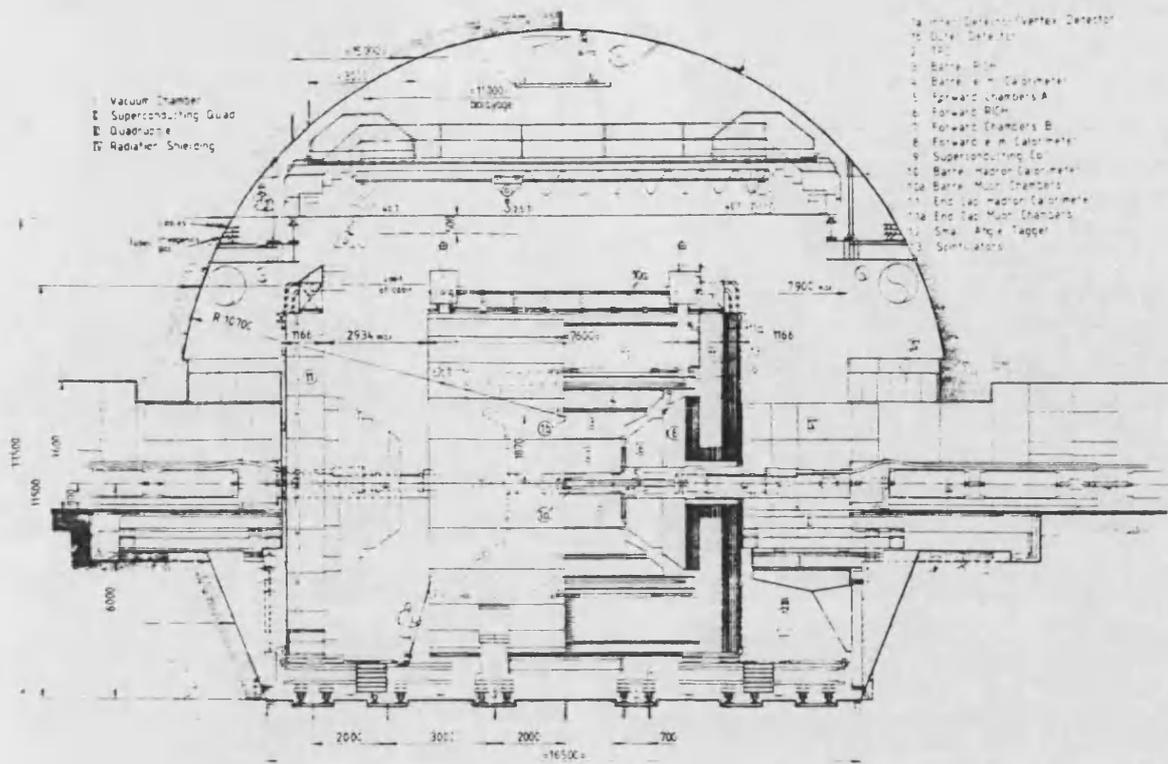
Este detector, cuyas siglas significan Detector with Lepton Photon and Hadron Identification es un aparato de propósito general cuya concepción está basada en unos pocos principios generales.

i) Garantizar la identificación de hadrones y leptones sobre al menos un 90% del ángulo sólido total.

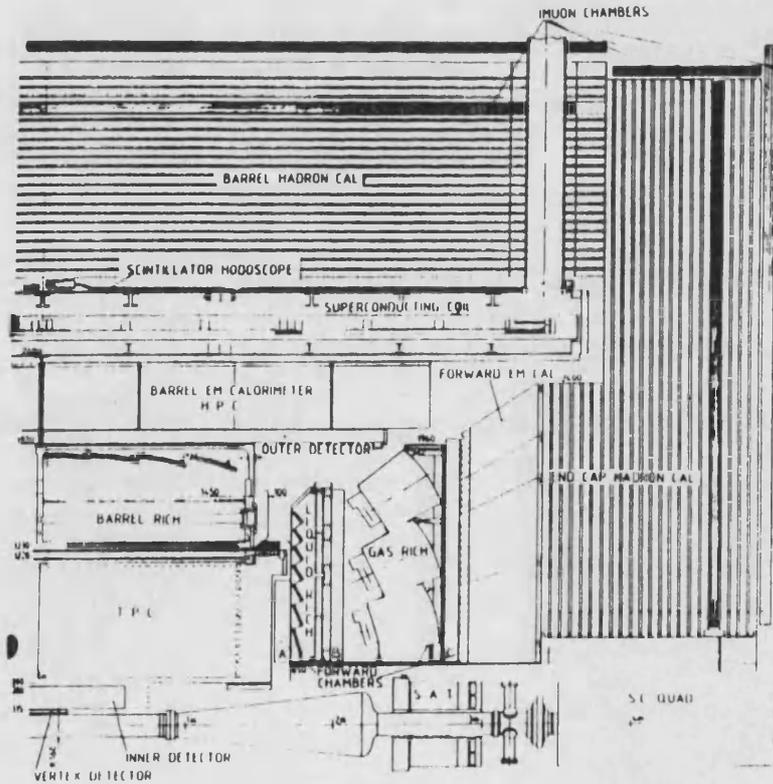
ii) Granularidad espacial alta

iii) Información tridimensional de cada posición o energía depositada por la partícula.

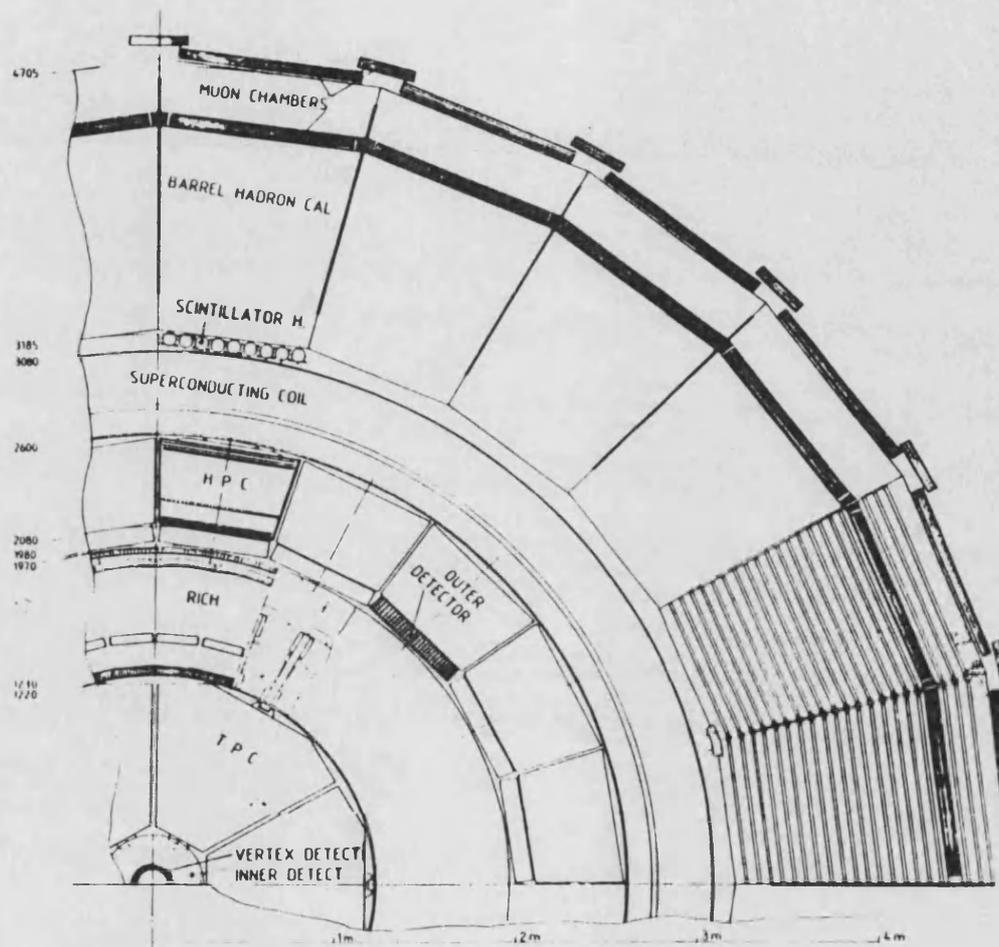
En las figuras <II.3.1-a,b,c> puede observarse la estructura general del detector, el cual es un cilindro cuya distribución de subdetectores es idéntica en la dirección radial y en las direcciones  $Z < 0$ ,  $Z > 0$ .



a)



b)



c)

Figura <II.3.1>  
 (a) Esquema general del detector DELPHI  
 (b) Vista longitudinal  
 (c) Vista radial

Los detectores más próximos al vértice de interacción son detectores de trazas cargadas, encargados de proporcionar información sobre la posición y el momento de estas. El primero que encontramos es el llamado "inner detector" o detector interior, que se caracteriza por su fina granularidad y su alta precisión (100 en cada punto espacial). El siguiente detector es la T.P.C. (Time Projection Chamber) que se extiende hasta un radio de 1.2 m. y es el principal detector de trazas cargadas de DELPHI, capaz de proporcionar por sí solo, una medida del momento de la partícula. Para aumentar la precisión de la medida de las trazas se ha situado un aparato de alta precisión a una distancia bastante grande del punto de interacción. Este aparato consiste en tubos de deriva para la zona radial (Outer detector) y de cámaras de deriva en la zona  $Z > 0$  (Forward chambers). Por último hay que mencionar la posibilidad de que se construya un detector de vértices, encargado de medir con gran precisión las trazas cerca del vértice de interacción.

Además de los detectores de trazas, DELPHI cuenta con calorímetros electromagnéticos cuya misión es medir la energía de las partículas que interaccionan electromagnéticamente (electrones y fotones), y que están situados en el interior del imán superconductor. En la zona hacia  $Z > 0$ , y  $Z < 0$  están situados los calorímetros "Forward" (FEMC). En la zona radial se encuentra la H.P.C. (High Projection Chamber) que es un calorímetro no homogéneo del

tipo plomo-gas.

La medida de la energía de los hadrones se realiza mediante el calorímetro hadrónico, que es, como la HPC no homogéneo, del tipo hierro-gas.

La identificación de partículas cargadas se consigue para prácticamente todo el rango de energías accesible para los hadrones en LEP mediante detectores Cerenkov llamados RICH (Ring Imaging Cherenkov).

Los muones se identifican con 2 conjuntos de cámaras de tubos de deriva situadas a la entrada y salida del calorímetro hadrónico.

Un detector de contadores de centelleo (TOF) proporciona una señal de tiempo que puede utilizarse para aceptar o rechazar rayos cósmicos.

Finalmente un calorímetro S.A.T. (Small Angle Tagger) proporciona una medida de los sucesos Bhabha a pequeños ángulos.

No vamos a describir aquí cada uno de estos componentes, limitándonos a reseñar las principales características de aquellos que son importantes en la detección del H0. (Fundamentalmente los calorímetros y los detectores de trazas, en particular la T.P.C.) . Una descripción detallada de cada detector puede encontrarse en las referencias [II.3.1,2], y en las referencias allí citadas.

### 3.2 La T.P.C. y la determinación del momento de una traza

La T.P.C. es el principal detector de trazas de DELPHI. Su principio operacional es el siguiente. Supongamos que en  $t=0$  una partícula cargada atraviesa un volumen que contiene gas a una presión  $P_a$ , creando a su paso una columna de ionización (figura <II.3.2> ). El volumen gaseoso está situado en el interior de unos campos eléctrico y magnético estrictamente paralelos.

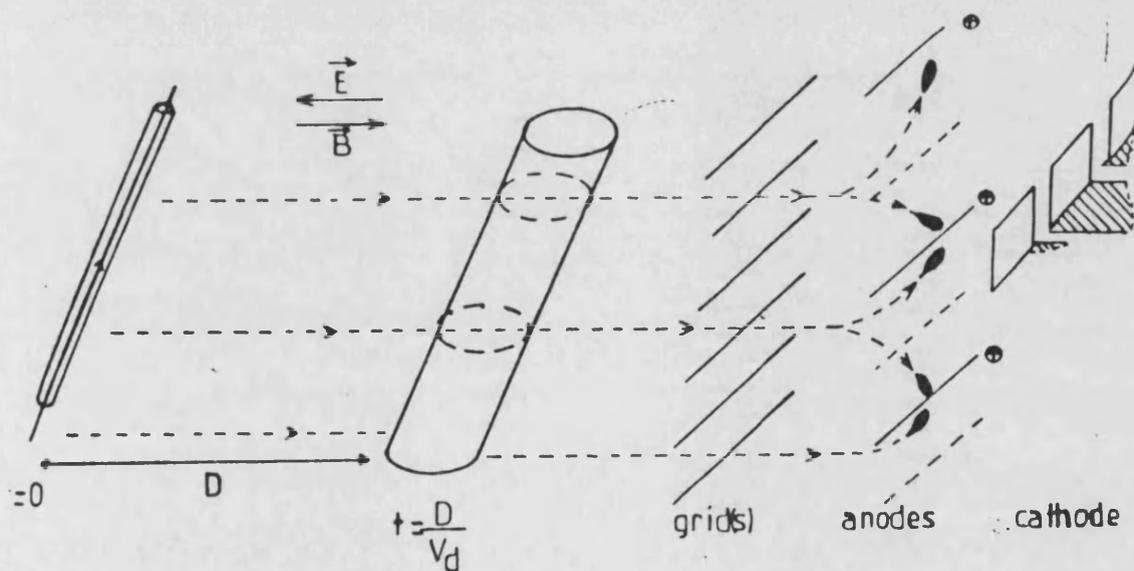


Figura <II.3.2>  
Principio operacional de una TPC

Bajo la acción del campo eléctrico la columna de ionización deriva lentamente (típicamente  $50 \mu\text{m/ns}$ ) hacia un dispositivo sensible (una cámara proporcional). El campo magnético, muy intenso (alrededor de 1.2 Tesla para la

T.P.C. de DELPHI) se utiliza para curvar las trayectorias, con objeto de determinar el momento de la partícula. Asimismo se utiliza para reducir la amplitud de la difusión transversal de los electrones provenientes de la ionización.

La determinación de la traza se obtiene midiendo las 3 coordenadas. A lo largo de la dirección del campo la coordenada se deduce a partir de la medida del tiempo de llegada de los electrones de deriva. En la dirección perpendicular a este las dos coordenadas se obtienen a partir del número del ánodo que da señal una de ellas, y usando un cátodo segmentado la otra.

La precisión típica es de  $250 \mu\text{m}$  para la coordenada transversal ( $r_{\perp}$ ) y de un milímetro para la longitudinal ( $Z$ ).

A partir de la medida del poder ionizador de cada traza puede obtenerse una separación de electrones y piones superior a  $3 \sigma$  para un momento  $P < 8 \text{ GeV}$ .

La resolución en la determinación del momento cuando la T.P.C. se utiliza como un detector aislado viene dada aproximadamente por las expresiones:

$$\frac{\Delta P}{P} \sim 0.7 \times P (\%) \quad \theta = 90^\circ \quad p \gg 1 \text{ GeV}$$

$$\frac{\Delta P}{P} \sim 0.5 \times P (\%) \quad \theta = 45^\circ \quad p \gg 1 \text{ GeV}$$

$$\frac{\Delta P}{P} \sim 1\% \quad p \leq 1 \text{ GeV}$$

Pero esta resolución mejora mucho cuando la TPC se utiliza conjuntamente con los demás detectores de trazas. Estos son: el I.D. (inner detector), el O.D. (Outer Detector) y las F.C. (Forward Chambers). La tabla <II.3.t1> resume los valores de la resolución espacial para los distintos detectores de trazas. Cuando los puntos que dichos detectores proporcionan se añaden a la traza determinada por la TPC la resolución global mejora extraordinariamente. En la figura <II.3.3> se muestran las curvas de resolución global en la determinación del momento de una traza de DELPHI. Alrededor de los 90 grados dicha resolución global puede resumirse mediante las siguientes fórmulas:

$$\frac{\Delta P}{P} = [ (0.06 p)^2 + (1.5)^2 ]^{1/2} (\%) \quad p \gg 2 \text{ GeV}$$

$$\frac{\Delta P}{P} = [ (0.7 p)^2 + (0.5)^2 ]^{1/2} (\%) \quad p \leq 2 \text{ GeV}$$

TABLA <II.3.t1>  
Resolucion espacial de los detectores de trazas

Component	Position (mm)	Thickness (X <sub>0</sub> )	Information	$\sigma(r_{\phi})$ (mm)	$\sigma(z)$ (mm)
Vacuum chamber	r = 80 mm	5 10 <sup>-3</sup>			
Inner detector wall	120-274 300	.05	24 drift wires 5 prop. wires	0.100 0.100	0.5
TPC drift wall	354-1114 1220	.16	16 pad rows	.250	1.0
Barrel RICH	1300 1960	.26 .11			
Outer detector	1990-2050	.15	6 wire tubes	.300	8.0
	TOTAL	.73			
Inner detector wall	z = 600	.10			
TPC end plate	1450	.45			
Forward Chb A	1600-1650	.02	6 (xuv) inf.	.150	
Liq. RICH	1730 1990	.14 .10			
Forward Chb B	2020-2090	.03	8 (xuv) inf.	.150	
Gas RICH	2120	.10			
Forward Chb C	2730-2800	.03	8 (xuv) inf.	.150	
	TOTAL	.97			

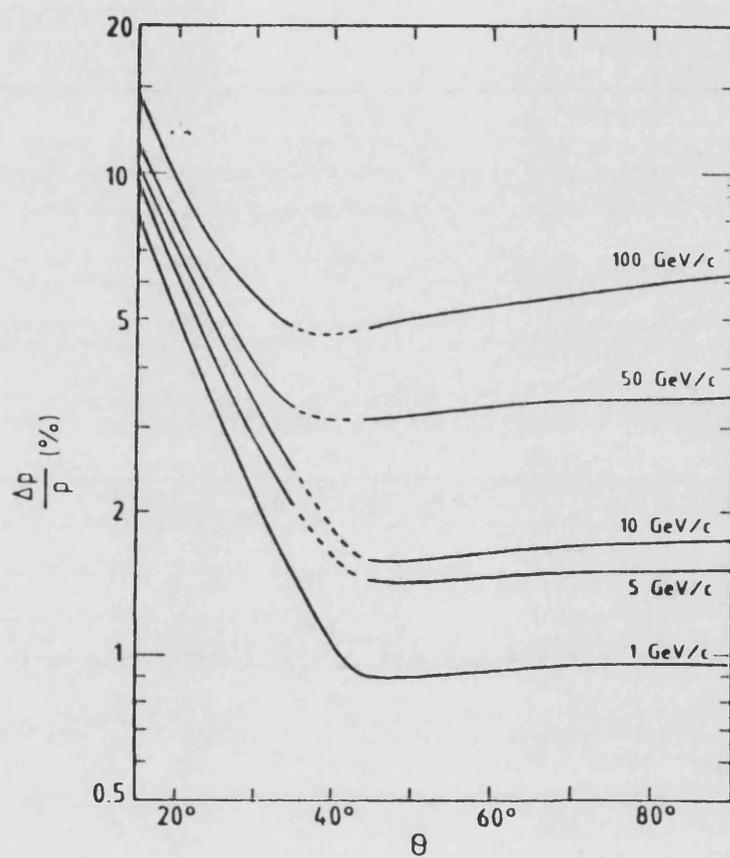


Figura <II.3.3>  
 Resolución global de DELPHI  
 para la determinación del momento  
 de una traza cargada.

### 3.3 Identificación de los muones

La identificación de los muones está basada en una medida precisa de las trazas cargadas que han cruzado una capa espesa de material pasivo (alrededor de 1 metro de hierro). A este fin se han dispuesto dos grupos de dos capas de cámaras separadas por 20 cm de hierro. (figura <II.3.4> ) La precisión que se obtiene con dichas cámaras es del orden de 1 mm en la dirección de deriva y de 1 cm en la dirección transversal.

La identificación de los muones se lleva a cabo mediante un algoritmo que incorpora la información de los detectores de trazas, y que está basado en la minimización del  $\chi^2$ .

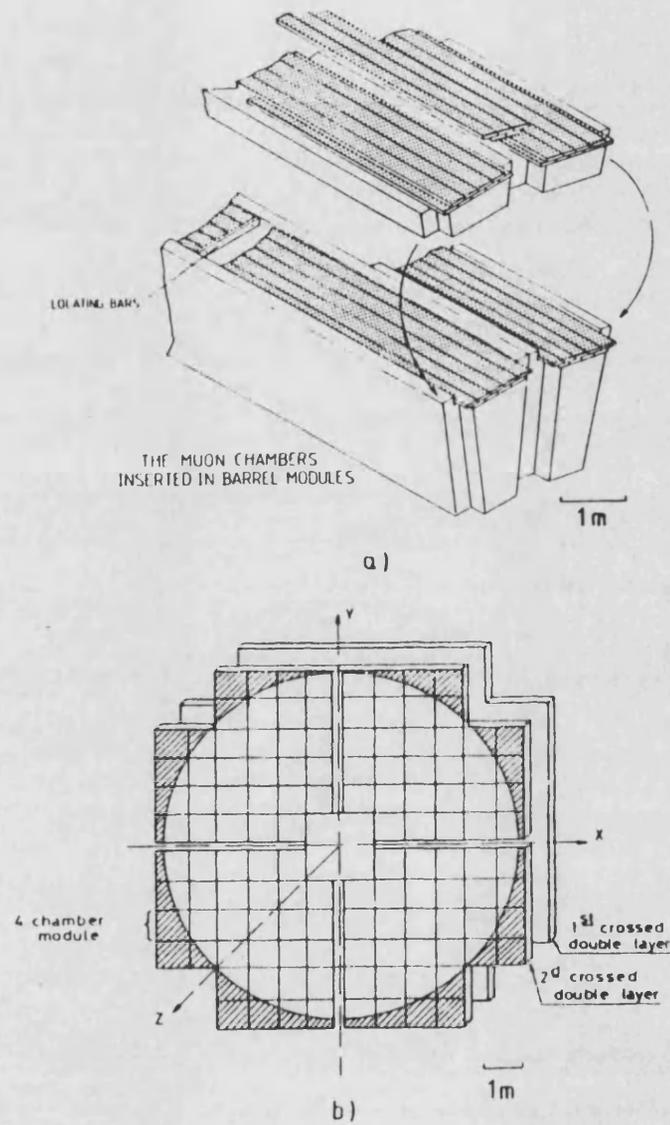


Figura <II.3.4>  
 Disposición de las cámaras de muones  
 (a) En la zona radial.  
 (b) En la zona "End-cap".

### 3.4 Los calorímetros electromagnéticos.

#### La H.P.C.

Los calorímetros electromagnéticos son como ya hemos dicho distintos en la zona radial y en la zona "forward". Mientras que en la zona "forward" se situa el FEMC que es un calorímetro homogéneo de vidrio de plomo, con una excelente resolución y una técnica operacional bien conocida, el calorímetro de la zona radial es del tipo sandwich plomo-gas, con una resolución en energía peor, y una técnica operacional totalmente nueva.

La HPC está dividida en 240 módulos, cada uno de ellos con un volumen de 0.2 m<sup>3</sup>, situándose 24 en la dirección azimutal y 10 en la dirección del haz. Cada módulo alterna planchas de plomo con un total de 40 huecos a lo largo de la dirección radial, sumando un total de 20 longitudes de radiación. (Figura <II.3.5>). Cada hueco está lleno con una mezcla de A/CH<sub>4</sub>. Cuando una cascada electromagnética se desarrolla en un módulo ioniza el gas. Esta ionización deriva hacia el extremo de cada hueco donde se detecta por una pequeña cámara proporcional de un solo hilo. Cada hueco constituye, de hecho una pequeña TPC. Las principales propiedades físicas de este detector se resumen en la tabla <II.3.t2>.

TABLA <II.3.t2>

Principales propiedades de la HPC

Resolución en energía	$\sigma(E)/E = 19\% / \sqrt{E}$
Resolución espacial	$x, y = 3\text{mm}$ $z = 10\text{mm}$
Granularidad	$G = 0.25$
$\pi/e$	$R = 1\%$

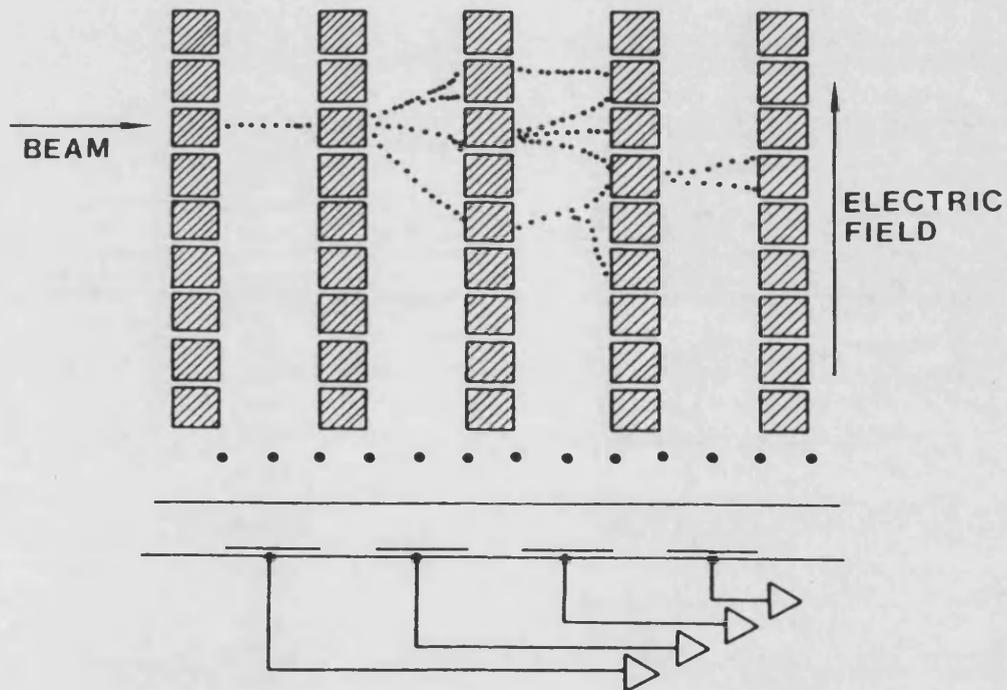


Figura <II.3.5>  
Representación esquemática de la HPC

### 3.5 El problema del material pasivo en DELPHI

Una consecuencia desafortunada del gran número de detectores de DELPHI es la presencia de una cierta cantidad de material pasivo situado entre el punto de interacción y los calorímetros, y cuyo espesor varía desde 0.5 X0 a 3 X0 según el ángulo polar  $\theta$ . En la figura <II.3.6> se muestra la distribución de dicho material para un ángulo de  $5^\circ$ .

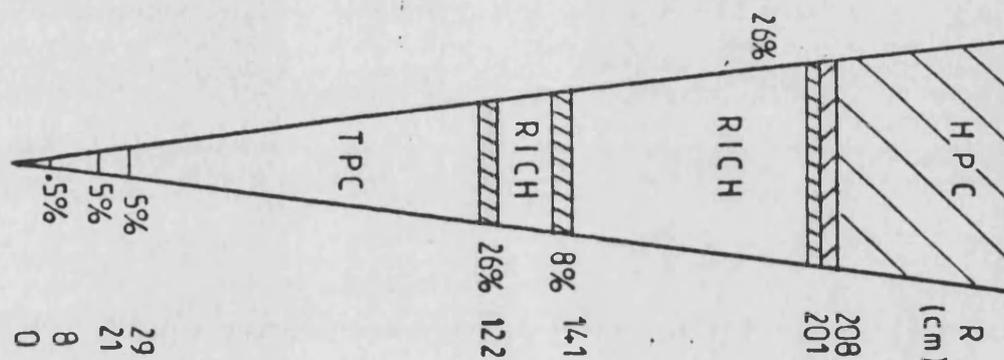


Figura <II.3.6>  
El material pasivo en DELPHI a un ángulo de  $5^\circ$

Este material va a ser responsable de que los electrones y fotones de energías moderadas y altas procedentes de una interacción, inicien una cascada electromagnética antes de llegar a los calorímetros. Adicionalmente, el intenso campo magnético de DELPHI (1 Tesla) va a desviar los electrones secundarios de baja energía de dicha cascada; la consecuencia inevitable va a ser la degradación de la resolución en la medida de la energía por los calorímetros. Para comprender este fenómeno

de degradación, imaginemos que lanzamos un haz monocromático de electrones de energía  $E_0$  desde el punto de interacción con un cierto ángulo  $\theta$ . Cada electrón de energía  $E_0$  puede iniciar una cascada antes de llegar a los calorímetros con una cierta probabilidad  $p(\theta, z, R)$ . Si esto ocurre, cuando la partícula llega al calorímetro electromagnético ya no tiene la energía inicial sino una energía  $E' < E_0$  y además junto a ella llega una nube de partículas de baja energía. Dicha nube estará más o menos colimada en función del punto donde se haya iniciado la pre-cascada (a medida que este punto está más lejano del calorímetro hay más electrones de baja energía que espiralizan y no llegan o llegan a puntos muy alejados del calorímetro).

El problema puede minimizarse sumando la energía obtenida en un cluster alrededor del módulo donde incide la partícula inicial, de tal manera que la energía original  $E_0$  se recupera en su mayor parte. Sin embargo la incertidumbre introducida por el fenómeno de pre-cascada es superior a alta energía a la que introduce la resolución intrínseca de los calorímetros. Esto va ser importante en el problema de la identificación y reconstrucción de la masa del  $H_0$  como veremos más adelante.

### 3.6 El calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico, cuya función es la identificación de hadrones neutros (tales como neutrones,  $K^0$  etc), va a ser un detector importante que permitirá medir la energía hadrónica total y por lo tanto hará posible la correcta definición de las variables utilizadas en el análisis de jets. En particular nos va a resultar importante en la reconstrucción de los Jets provenientes de la desintegración del  $H^0$  como veremos posteriormente.

El calorímetro hadrónico cubre casi todo el ángulo sólido,  $10^\circ < \theta < 170^\circ$ ; es, un calorímetro sandwich, del tipo hierro-gas, y como en el caso de los calorímetros electromagnéticos consta de dos partes. La parte radial y la parte "forward". En la primera, el espesor de hierro es de 100 cm, mientras que en las últimas es de un espesor variable 80-100 cm.

La geometría del detector es proyectiva. El calorímetro está dispuesto en pequeñas torres que apuntan a la región de interacción. Cada módulo consiste en placas de 5 cm de espesor, separadas por huecos de 1.7 cm en donde se sitúa la parte sensible del detector que consiste en cámaras de hilo que trabajan en modo "streamer".

La estructura del detector en las zonas radial y "forward" se muestra en las figuras (II.3.7-a,b). Las principales características del detector se resumen en la tabla (II.2.t3)



TABLA <II.3.t3>  
Características del calorímetro hadrónico

	Energía(GeV)			
	2	5	10	20
Energía promedio depositada(KeV)	67	138	277	532
r.m.s. (KeV)	30	42	68	140
Resolución= r.m.s/valor medio(_%)	45	30	25	26

### 3.7 La simulación del detector.

Para la simulación de DELPHI hemos utilizado una cadena de programas capaces de proporcionar como resultado final los bancos T.E. de cada detector. Un banco T.E. es la máxima información que puede proporcionar un detector dado. Por ejemplo, el banco T.E. de un calorímetro electromagnético como el FEMC incluye la medida de la energía de la partícula incidente, la estimación de sus coordenadas de incidencia, y varios indicadores indicando si se ha podido reconocer la partícula como electrón o pión, si hay o no superposición de cascadas, etc. De idéntica manera, el banco T.E. proporcionado por la T.P.C. incluye la medida del momento de la partícula y varios indicadores que la identifican como electrón pión o kaón etc.

La cadena de simulación comienza con un montecarlo que sigue todas las partículas producidas en la interacción a lo largo de una estructura geométrica que simula los distintos subdetectores de DELPHI [II.3.3]. El programa genera interacciones secundarias, tanto electromagnéticas como hadrónicas en el material pasivo del detector, siguiendo asimismo todos los secundarios producidos.

La información que proporciona este primer generador, es después tratada por un segundo montecarlo [II.3.4] que simula la respuesta de los diversos detectores, tomando en cuenta sus principales características. (resolución, zonas muertas, etc). El resultado de este programa es la respuesta de los detectores de DELPHI a nivel elemental (banco T.K.), por ejemplo, un conjunto de módulos con una cierta señal en cada módulo en el FEMC, un conjunto de puntos (x,y,z) en la T.P.C., etc). Dicha información se trata mediante un programa de análisis [II.3.5] cuyo resultados son los bancos T.E.

## REFERENCIAS

[II.3.1] DELPHI Technical Proposal

CERN/LEPC/83-3

[II.3.2] DELPHI Progress Report

CERN/LEPC/84-16

[II.3.3] DELPHI event generation and detector simulation

DELPHI/85-104/prog-37

DELPHI/85-105/prog-38

J. Cuevas, " A fast simulation for the DELPHI detector"

DELPHI note (To be published)

[II.3.4] J.J. Gomez "El montecarlo Smear"

Nota IFIC 87/01

[II.3.5] J.J. Gomez " El programa de analisis AT2"

Nota IFIC 87/02

## CAPITULO II.4

### ANALISIS DEL PROCESO $e^+ e^- \rightarrow Z \rightarrow H f f$

#### 4.1 Introducciòn

Como hemos visto en el capitulo II.2 , el mecanismo mäs prometedor para producir el  $H_0$  en LEP-I va a ser el mecanismo de producciòn asociativa:

$$e^+ e^- \rightarrow Z^0(\text{real}) \rightarrow Z^0(\text{virtual}) \rightarrow H_0 + f \bar{f} \quad (\text{II.4.1})$$

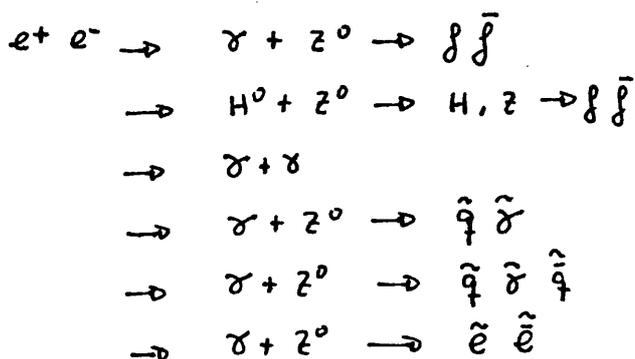
En este capitulo vamos a estudiar detalladamente el proceso (II.4.1). Para ello consideraremos los distintos casos posibles, esto es cuando los fermiones son leptones (electrones o muones), neutrinos, o quarks. En cada caso, la seña experimental es muy diferente, como veremos. Asimismo deberemos estudiar los productos de desintegraciòn del  $H_0$ , que como sabemos va a decaer en la pareja de fermiones mas pesada cinemáticamente accesible. Para cada reacciòn estudiaremos el ruido de fondo, que impone, junto con el debil acoplamiento del  $H_0$ , restricciones al rango de masas que puede explorarse. Por último discutiremos como la técnica experimental de identificaciòn del  $H_0$  y reconstrucciòn de su masa puede extenderse a otros posible mecanismos de producciòn del  $H_0$  en LEP-I.

A lo largo de todo nuestro estudio emplearemos :  
 $L = 6 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  como luminosidad del LEP-II [II.4.1].

#### 4.2 Simulación montecarlo

La simulación montecarlo del proceso (II.4.1) fue desarrollada en una versión simplificada que consideraba solo  $e^+ e^-$  en el estado final, en [II.4.2], y posteriormente ampliada para incluir  $\mu^+ \mu^-$ ,  $\nu \bar{\nu}$  y  $q \bar{q}$  e incorporada dentro de la estructura general de los montecarlos de DELPHI [II.4.3]. De esta manera, los sucesos  $e^+ e^- \rightarrow H^0 + f \bar{f}$  se generan en el "vértice de interacción" de la simulación de DELPHI y los secundarios producidos se siguen a lo largo del detector tratándose como se ha explicado en el capítulo II.3. El montecarlo de DELPHI incorpora asimismo otros generadores que mostramos en la tabla (II.4.t1)

TABLA (II.4.t1)  
 Generadores incorporados en el montecarlo de DELPHI



### 4.3 El mecanismo de Bjorken

El caso particular de (II.4.1) en que los fermiones del estado final son una pareja de electrones o muones:

$$e^+ e^- \rightarrow H^0 + \ell^+ \cdot \ell^- \quad (\text{II.4.2})$$

se conoce como mecanismo de Bjorken, que fue el primero en estudiarlo [II.4.4].

La ventaja experimental de (II.4.2) frente a los casos en que los fermiones del estado final son una pareja  $q \bar{q}$  o  $\nu \bar{\nu}$ , es obviamente la facilidad de detectar la pareja de leptones, lo que no ocurre en el caso de los quarks en el estado final (donde tenemos dos jets), ni cuando tenemos neutrinos, que no se detectan. Por otra parte el mecanismo (II.4.2) proporciona una tasa de producción de sucesos "razonable" para  $H^0$  ligeros (ver figura <II.4.1>, y tabla <II.4.t2>).

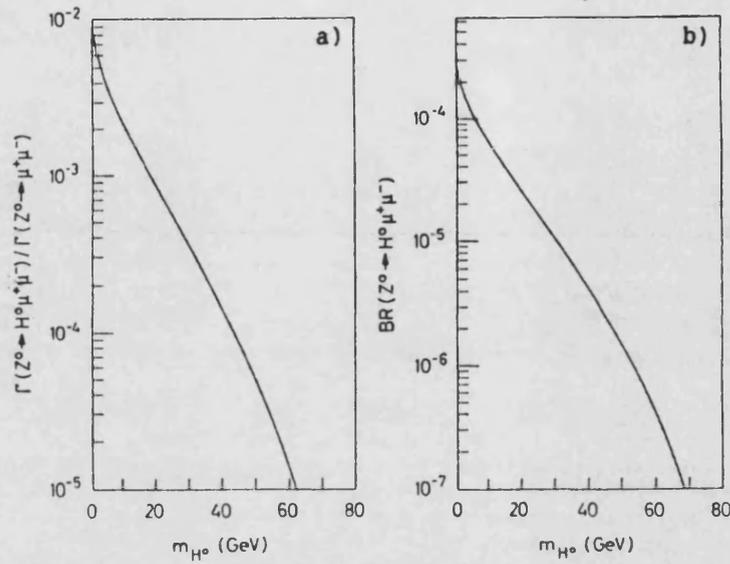


Figura <II.4.1>  
 Tasa de producción de sucesos para  $Z^0 \rightarrow H^0 + l^+ l^-$ .  
 (a) Relativa al proceso  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .  
 (b) Relación de desintegración total.

TABLA <II.4.t2>

Número de desintegraciones  $Z^0 \rightarrow H^0 + l^+ l^-$  por  $10^6 Z^0$ .

MASA DEL HIGGS (GeV)	NUMERO DE SUCESOS
10	66
20	26
30	11
40	4
50	2

Como es lógico, no hay ninguna diferencia desde el punto de vista de producción en que los leptones del estado final sean electrones o muones ya que las masas de ambos son despreciables frente a la masa del  $Z^0$  y no influyen en el cálculo de la sección eficaz. Sin embargo, la señal experimental es muy distinta si en el estado final hay dos electrones o dos muones. En el primer caso la selección de sucesos es mucho más rápida, puesto que la energía de los electrones puede medirse rápidamente con los calorímetros electromagnéticos, mientras que la medida del momento de los muones exige un algoritmo más lento y complejo. Por otra parte, como ya comentamos en II.3, los electrones de alta energía (como en este caso) inician cascadas electromagnéticas antes de llegar a los calorímetros cosa que no ocurre en el caso de los muones. Esta situación indica la conveniencia de utilizar el proceso con electrones en el estado final para identificar el  $H^0$ , pudiéndose después utilizar los muones como una medida adicional que mejore la resolución en la reconstrucción de su masa. Nosotros vamos a discutir en detalle el caso en que las partículas del estado final son electrones, y los calorímetros de DELPHI van a ser importantes en la selección de sucesos.

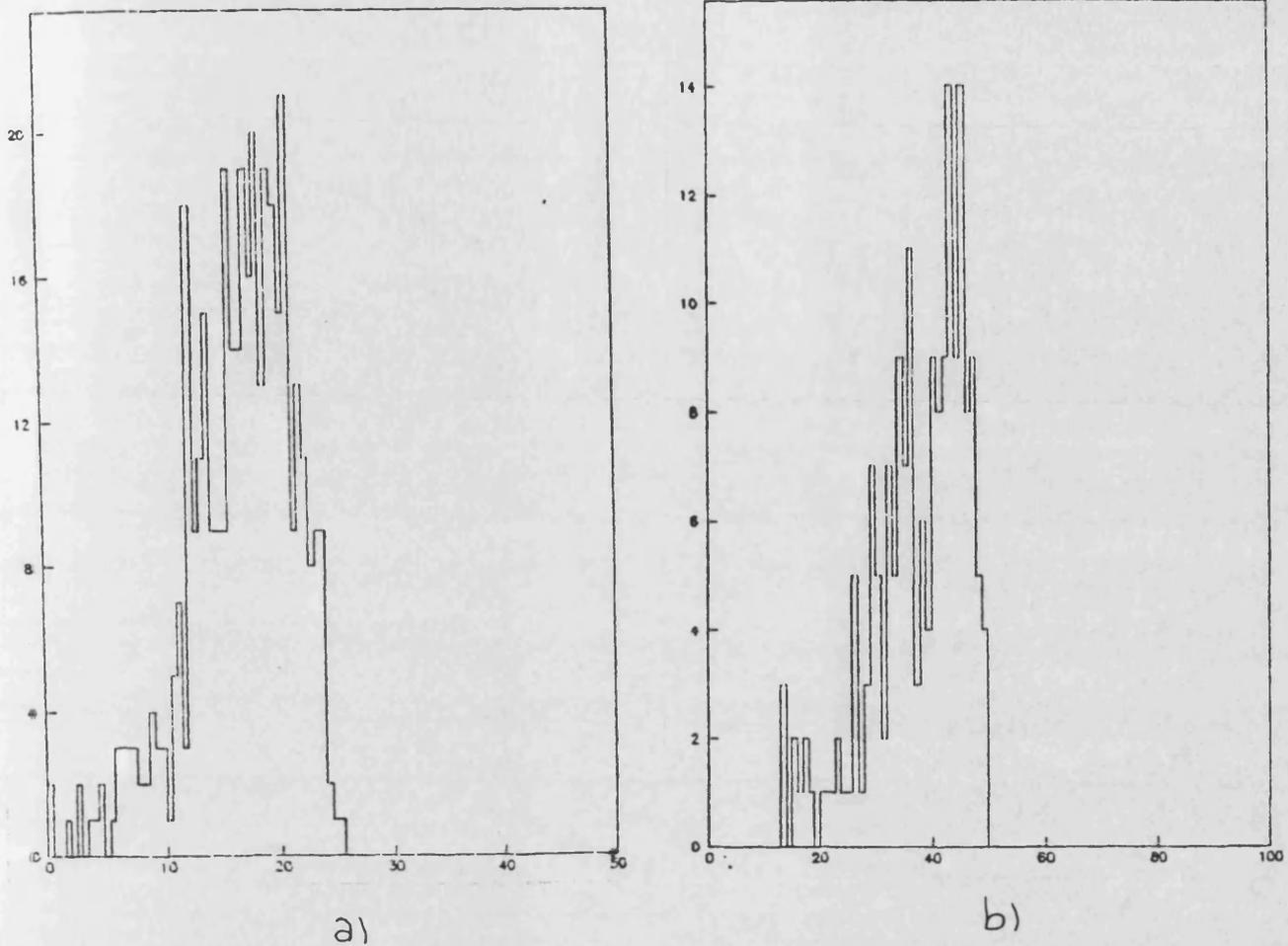


Figura <II.4.2>  
 Distribución de energía de los electrones  
 en el proceso  $Z^0 \rightarrow H^0 + e^+ e^-$ . (a)  $m_H = 12$  GeV  
 (b)  $m_H = 40$  GeV.

#### 4.4 $Z^0 \rightarrow H^0 + e^+ e^-$ .

##### 4.4.1 Señal experimental.

Las partículas en el estado final son dos electrones de alta energía y alta masa invariante (ver capítulo II.2) y los productos de desintegración del  $H^0$ . En la figura <II.4.2-a,b> se muestra la distribución de energía de los

electrones para dos valores de la masa del  $H_0$ . Puede observarse que, incluso para masas altas ( $m_H=40$  GeV, que está en el límite del rango de masas accesible con este mecanismo) la energía de dichos electrones es superior a 5 GeV para mas del 95% de los sucesos, circunstancia que nos va a permitir establecer un primer criterio de selección.

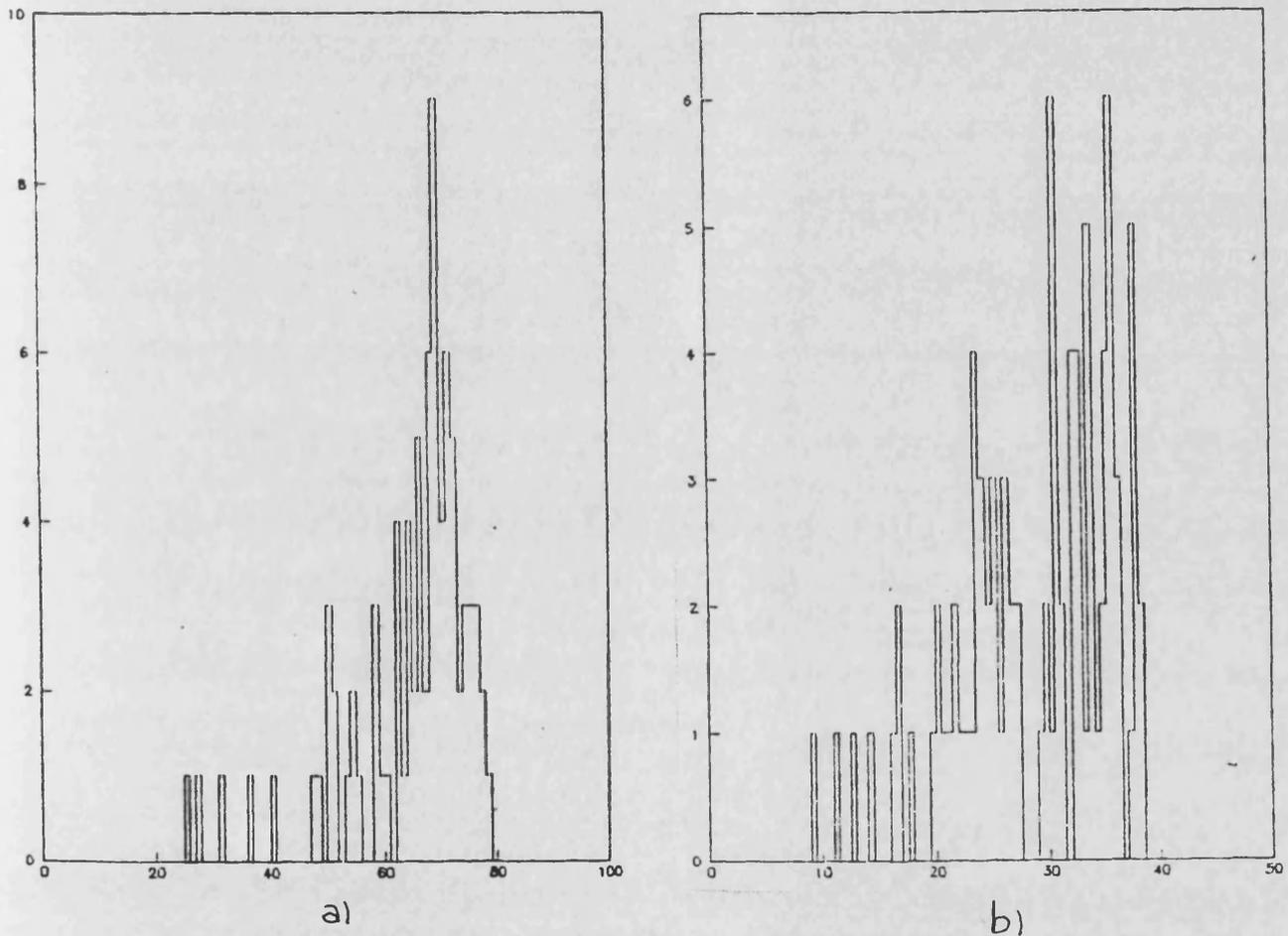


Figura <II.4.3>  
 Distribución de masa invariante de los electrones  
 en el proceso  $Z_0 \rightarrow H_0 e^+ e^-$ . (a)  $m_H=12$  GeV  
 (b)  $m_H=40$  GeV.

Por otra parte en las figuras <II.4.3-a,b> se muestra la distribución de masa invariante para los mismos valores de  $m_{H_0}$ . Obsérvese que dichas distribuciones tienden a un

màximo en la zona de altas masas invariantes, lo que nos permitirá introducir criterios adicionales de selección.

Además de los electrones tenemos los productos de desintegración del  $H^0$ . Como ya discutimos en el capítulo II.2, este se acopla al par de partículas más pesado accesible cinemáticamente, siendo por tanto diferentes los estados finales según la masa del  $H^0$ . Aunque estudiaremos como pueden utilizarse dichos productos para reconstruir su masa, no son sin embargo importantes en la selección de sucesos, pues lo que pretendemos es diseñar un algoritmo de selección rápido e independiente (dentro de lo posible) de  $m_H$ .

#### 4.4.2 Selección rápida de sucesos

Debido a la baja tasa de producción de sucesos del tipo que estamos estudiando

$$Z^0 \rightarrow H^0 + e^+ e^- \quad (II.4.3)$$

Es necesario diseñar un algoritmo capaz de identificarlos lo más rápida y eficientemente posible. El algoritmo que se propone aquí está basado únicamente en la información procedente de los calorímetros. El criterio de selección está basado en el hecho de que en el estado final hay dos electrones muy energéticos.

Como ya hemos comentado estos electrones tienen una gran probabilidad de iniciar cascadas antes de llegar a los calorímetros, lo que implica que la resolución con que los calorímetros miden su energía se degrada considerablemente. Como veremos posteriormente este efecto es importante a la hora de reconstruir la masa del  $H^0$ , para lo cual necesitaremos la información de los detectores de trazas de DELPHI; sin embargo, pese a la fluctuación que origina el fenómeno de pre-cascada, no afecta prácticamente al criterio de selección, puesto que el umbral de selección es bajo,  $E_c=5$  GeV, mientras que las energías típicas de los electrones varían de 15 a 40 GeV.

En la figura <II.4.4> se muestra el diagrama de flujo del algoritmo de selección que permite identificar sucesos candidatos a provenir de una reacción del tipo (II.4.3). La eficiencia de este algoritmo es superior al 90% para masas del  $H^0$  altas,  $m_{H^0}=40$  GeV, y superior al 98% para masas ligeras,  $m_{H^0}=10-20$  GeV. Por otra parte, el algoritmo elimina la mayor parte del ruido de fondo, como estudiaremos con detalle en la sección 4.4.5.

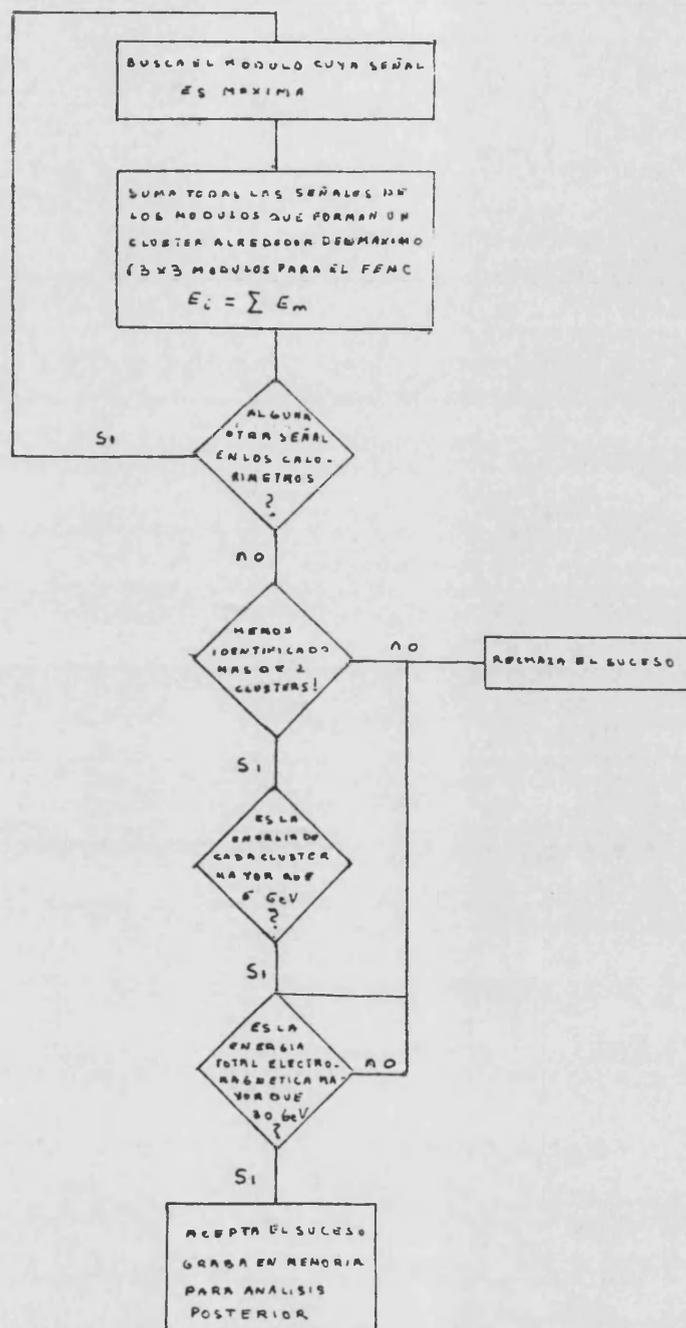


Figura <II.4.4>  
 Algoritmo de selección rápida de sucesos candidatos a provenir de una reacción del tipo  $Z^0 \rightarrow H^0 + e^-$

#### 4.4.3 Reconstrucción de la masa del $H^0$ .

Una vez seleccionados los sucesos, la reconstrucción de la masa del  $H^0$  se lleva a cabo a partir del conocimiento de la cinemática de la reacción. Para fijar ideas, supongamos por el momento que la masa del  $H^0$  está en el rango de valores:

$$2m_b < m_{H^0} < 2m_t \quad (\text{II.4.4})$$

En este caso el  $H^0$  decae a una pareja de quarks  $b, \bar{b}$ . Por lo tanto en el estado final tendríamos dos electrones y dos jets provenientes de la fragmentación del sistema  $b, \bar{b}$ .

Las figuras <II.4.5-a,b> esquematizan la cinemática de la reacción.

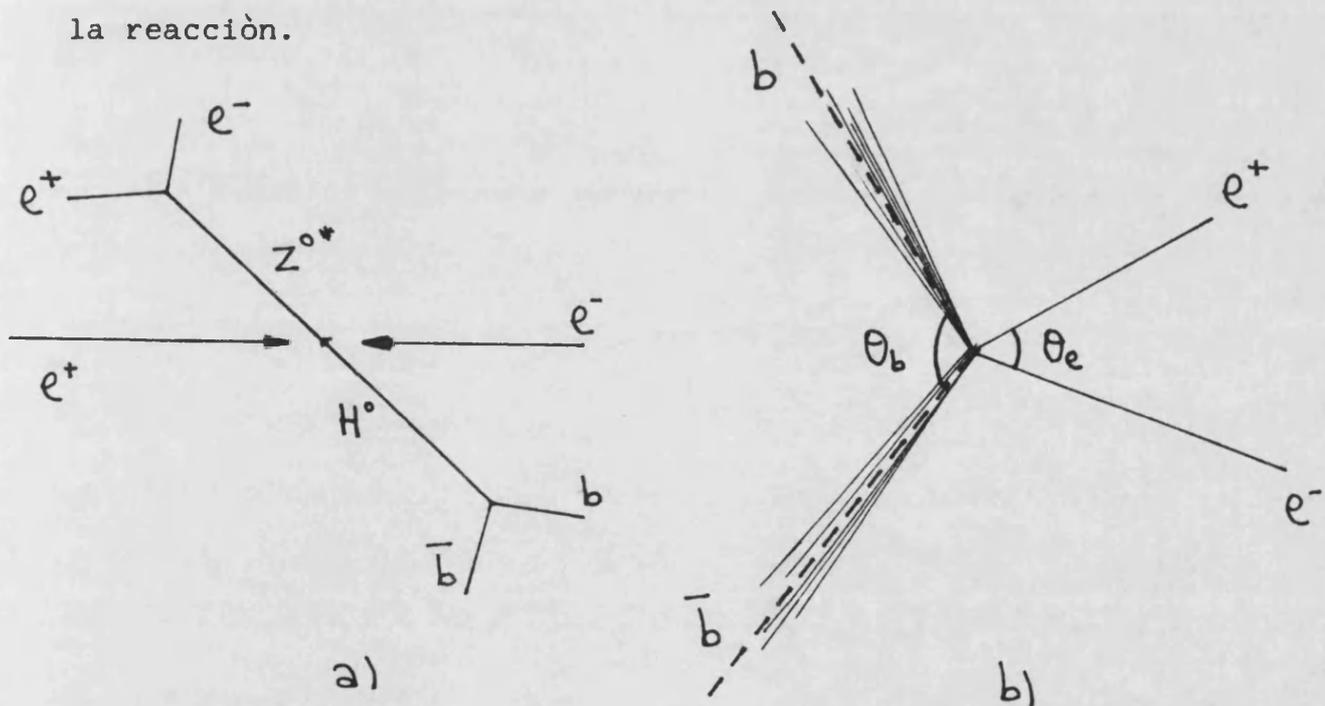


Figura <II.4.5>  
 Esquema de la cinemática de la reacción  
 $Z^0 \rightarrow H^0 + e^+ e^- \rightarrow b \bar{b} + e^+ e^-$ .

La conservación del cuadrimomento nos conduce a las siguientes ecuaciones:

$$P_{\mu}^{z^*} + P_{\mu}^H = P_{\mu}^{c.d.m.} \quad (II.4.5)$$

$$P_{\mu}^{e^+} + P_{\mu}^{e^-} = P_{\mu}^{z^*} \quad (II.4.6)$$

$$P_{\mu}^{\bar{e}} + P_{\mu}^{\bar{\nu}} = P_{\mu}^H \quad (II.4.7)$$

Estudiamos en primer lugar la reconstrucción de la masa del  $H^0$  a partir de los dos electrones. Las ecuaciones (II.4.-6,7) nos permiten escribir:

$$E_{z^*} = E_{e^+} + E_{e^-} \quad (II.4.8)$$

$$m^2_{z^*} = m^2_{inv} + 2 E_{e^+} E_{e^-} (1 - \cos\theta) = 2 P_{e^+} P_{e^-} (1 - \cos\theta) \quad (II.4.9)$$

$$m^2_H = S + m^2_{z^*} - 2\sqrt{S} E_{z^*} = S + m^2_{inv} - 2\sqrt{S} (E_{e^+} + E_{e^-}) \quad (II.4.10)$$

Donde para calcular la masa invariante  $m^2_{z^*} = m^2_{inv}$  hemos aproximado  $m_{e^+} = m_{e^-} = 0$ . Como es evidente por las ecuaciones (II.4.-9,10) para calcular  $m_H$  basta con medir la energía de los electrones y el ángulo que estos forman entre sí. Para calcular el error que cometemos en la estimación de  $m_H$  derivamos en (II.4.10), obteniendo:

$$\Delta m_H = \Delta m_H = m_{z^*} \Delta m_{z^*} - \sqrt{S} \Delta E_{z^*} \quad (II.4.11)$$

Donde hemos supuesto  $\Delta s=0$ , ya que la dispersión del haz es pequeña, del orden de 0.1 GeV en 90 GeV.

El término  $m_{\tau^*} \Delta m_{\tau^*}$  lo calculamos derivando en (II.4.9).

$$m_{\tau^*} \Delta m_{\tau^*} = \frac{m_{\tau^*}^2}{2E_{e^+}} \Delta E_{e^+} + \frac{m_{\tau^*}^2}{2E_{e^-}} \Delta E_{e^-} \quad (II.4.12)$$

Aquí hemos considerado  $\Delta \theta^* = 0$ , ya que el ángulo que forman los electrones se puede medir con gran precisión con el Inner Detector de DELPHI.

Por último  $\Delta E_{\tau^*}$  se obtiene derivando en (II.4.8). Sustituyendo en (II.4.12) nos queda:

$$m_H \Delta m_H = \left( \frac{m_{\tau^*}^2}{2E_{e^+}} - \sqrt{s} \right) \Delta E_{e^+} + \left( \frac{m_{\tau^*}^2}{2E_{e^-}} - \sqrt{s} \right) \Delta E_{e^-} \quad (II.4.13)$$

Para simplificar la situación aproximemos  $E_{e^+} = E_{e^-} = m_{\tau^*}^2/2$ . Entonces (II.4.13) queda como:

$$\Delta m_H = \frac{|m_{\tau^*}^2 - \sqrt{s}|}{m_H} (\Delta E_1 + \Delta E_2) \quad (II.4.14)$$

A partir de la ecuación (II.4.14) vemos que el error de  $m_H$  depende del término  $|m_{\tau^*}^2 - \sqrt{s}|/m_H$  y de la precisión con que se pueda medir la energía de los electrones. Para comprender la influencia de estos dos términos en el error de  $m_H$  debemos tener presentes las distribuciones de energía y masa invariante (figuras <II.4.2> y <II.4.3>) de los electrones. Para masas ligeras las energías de los electrones son altas (típicamente  $E=30$  GeV) y la distribución de masa invariante presenta una gran dispersión:

$$\frac{\sqrt{s} - m_{\tau^*}^2}{m_H} \sim \frac{20}{10} \sim 2 \quad (\text{en el máximo}) \quad (II.4.15)$$

Mientras que para masas mayores las energías de los electrones son menores (típicamente  $E=15$  GeV) y la dispersión en la distribución de masa invariante es también menor:

$$\frac{|\sqrt{s} - m_H^2|}{m_H} \sim \frac{45}{40} \sim 1.1 \quad (\text{En el máximo}) \quad (\text{II.4.16})$$

Así pues, tenemos:

$$\Delta m_H \sim 2(\Delta E_{e^+} + \Delta E_{e^-}) \quad (m_H \sim 10 \text{ GeV}) \quad (\text{II.4.17})$$

$$\Delta m_H \sim (\Delta E_{e^+} + \Delta E_{e^-}) \quad (m_H \sim 40 \text{ GeV}) \quad (\text{II.4.18})$$

Como influye la energía de los electrones en el error  $\Delta E$ ?. Supongamos que medimos la energía de estos con los calorímetros, para los cuales, aproximadamente:

$$\Delta E \sim a\sqrt{E} \quad (\text{II.4.19})$$

(con  $a=0.07$  % para el FEMC y  $a=0.2$  para la H.P.C). Sustituyendo en (II.4.17) y en (II.4.18) vemos que el error en  $m_H$  aumenta con  $\sqrt{E}$ . Por tanto, aproximadamente:

$$\frac{\Delta m_H |_{m_H=10 \text{ GeV}}}{\Delta m_H |_{m_H=40 \text{ GeV}}} = 2\sqrt{\frac{30}{15}} \sim 2\sqrt{2} \sim 3 \quad (\text{II.4.20})$$

En las figuras <II.4.6-a,b> se muestra la reconstrucción de la masa del  $H^0$  para masas ligeras ( $m_H=12$  GeV) y pesadas ( $m_H=40$  GeV) a partir de los electrones provenientes del  $Z^0$ . Como puede observarse la relación

entre la anchura de ambas distribuciones es, aproximadamente:

$$\frac{\sigma_1 (m_H = 12 \text{ GeV})}{\sigma_2 (m_H = 40 \text{ GeV})} \sim 3 \quad (\text{II.4.21})$$

Bastante acorde con la estimación (II.4.21).

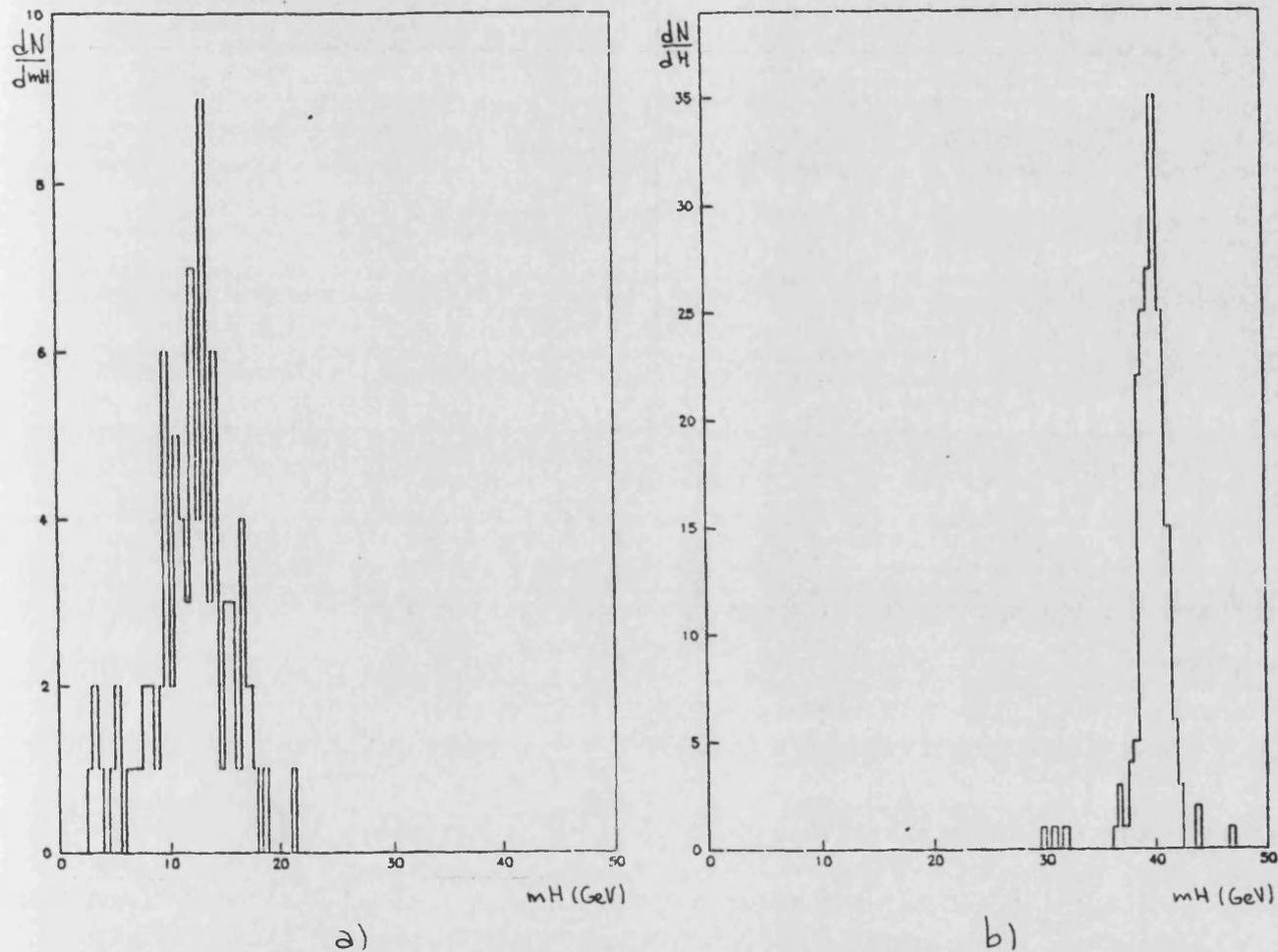
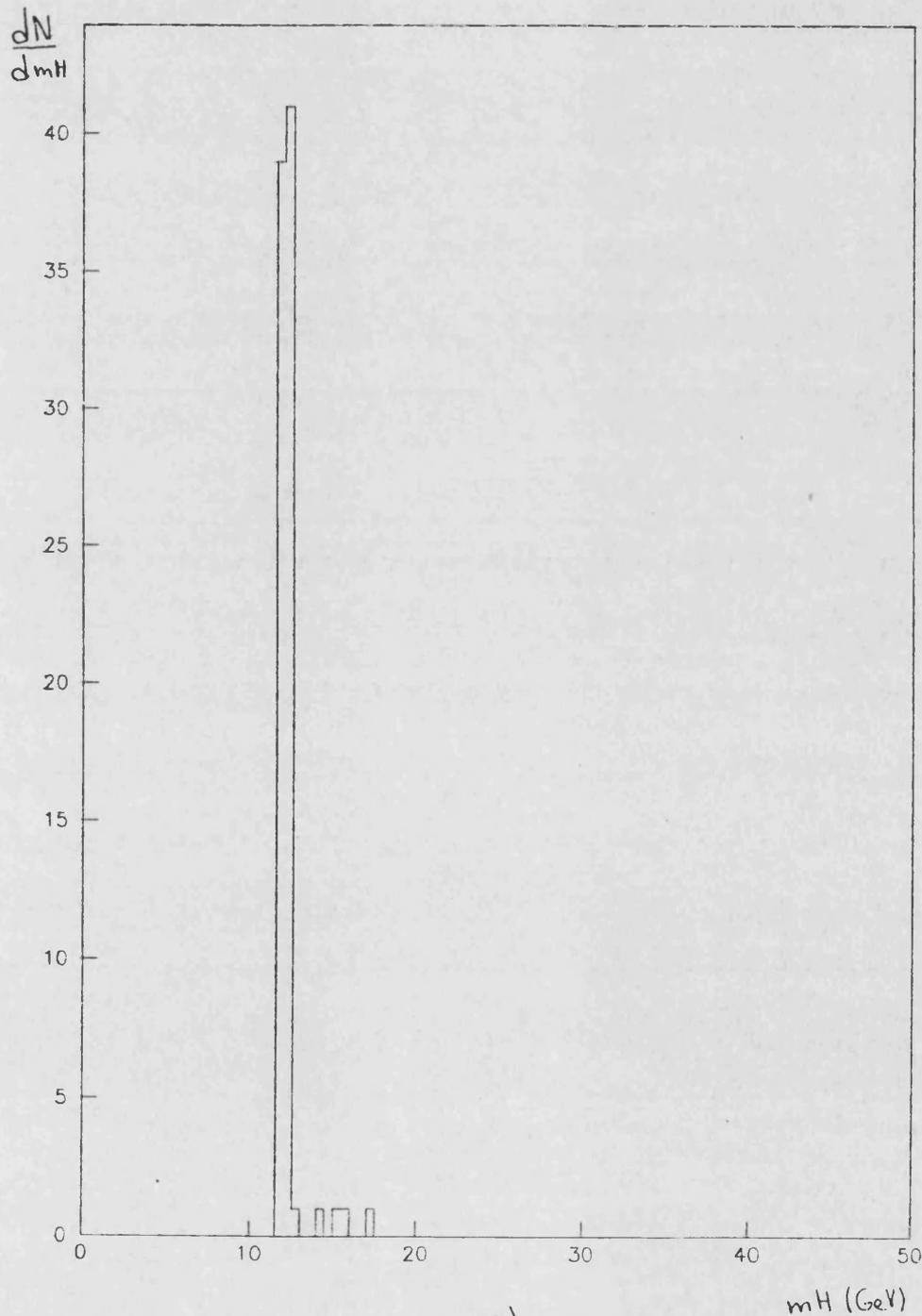


Figura <II.4.6>  
Reconstrucción de la masa del H<sub>0</sub> a partir de los electrones provenientes de la desintegración del Z<sub>0</sub>. (a) caso m<sub>H</sub>=12 GeV (b) caso m<sub>H</sub>=40 GeV.

De hecho la situación experimental es bastante mas complicada que la simple medida de la energía de los electrones con los calorímetros, debido al efecto de pre-cascada. En la figura <II.4.7-a> se muestra la reconstrucción de  $mH$  suponiendo una resolución ideal de los calorímetros  $\sigma \rightarrow 0$ , y sin tomar en cuenta el efecto de



a)

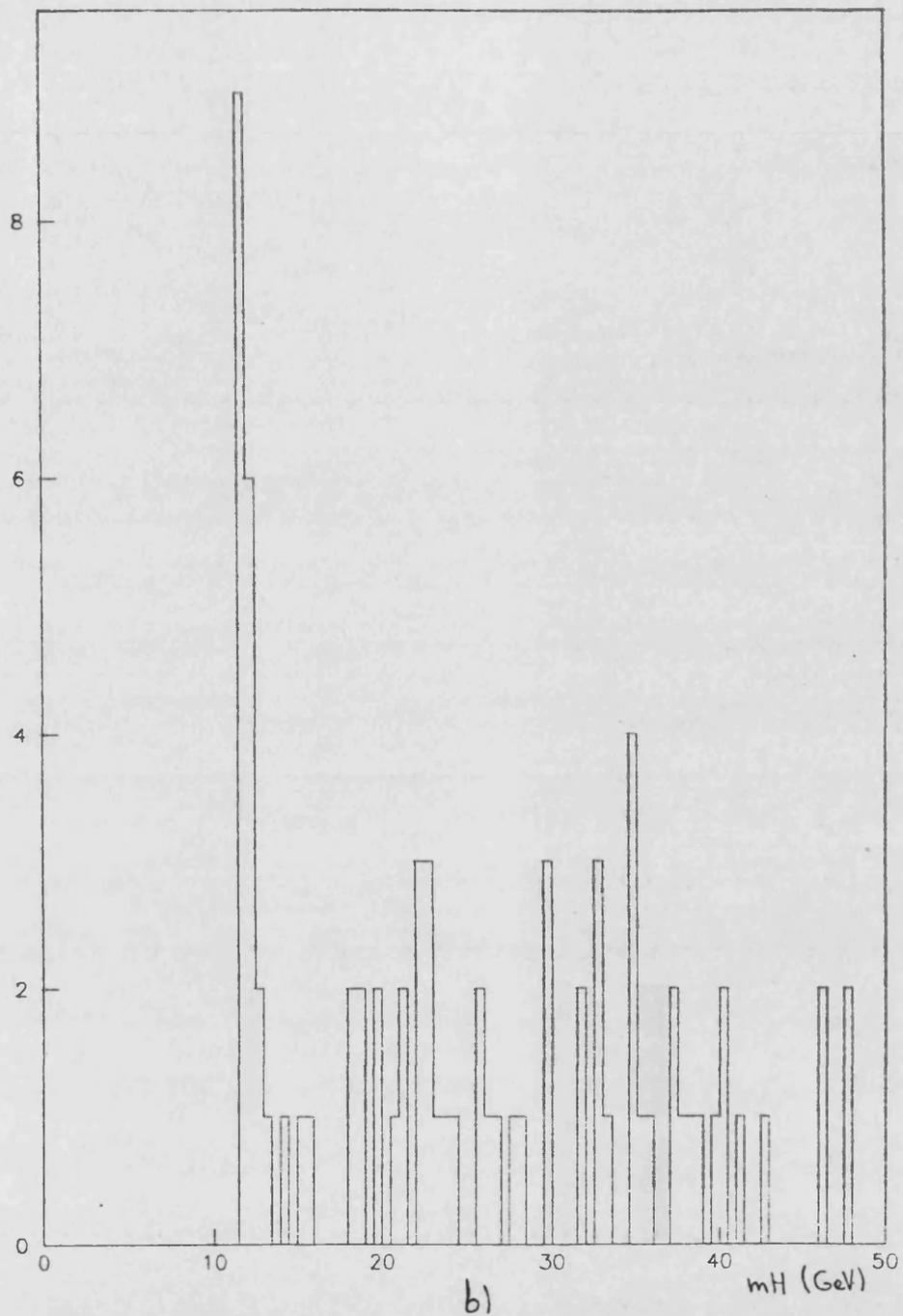


Figura <II.4.7>  
 Reconstrucción de  $mH$  con los calorímetros  
 suponiendo  $a \rightarrow 0$ . (resolución ideal)  
 (a) Sin considerar el efecto de pre-cascada.  
 (b) Incluyendo el efecto de pre-cascada.

pre-cascada ( Los electrones se transportan artificialmente hasta los calorímetros sin permitirles interaccionar en su recorrido). Como era de esperar la distribución es un pico muy estrecho entorno al valor de  $mH$ . Por otra parte en la figura <II.4.7-b> se muestra la misma reconstrucción, aun suponiendo una resolución ideal de los calorímetros  $a \rightarrow 0$ , pero tomando en cuenta el efecto de pre-cascada (el cual es por lo tanto la única causa de fluctuación). En este caso la distribución presenta una gran dispersión.

Es decir, la fluctuación introducida por el efecto de pre-cascada no depende de la resolución de los calorímetros e implica que estos no puedan utilizarse aisladamente para medir la energía de los electrones. Nuestro algoritmo de reconstrucción de  $mH$ , utiliza de hecho la información combinada de estos con los detectores de trazas de DELPHI, en particular la T.P.C. El diagrama de flujo de dicho algoritmo se muestra en la figura <II.4.8>

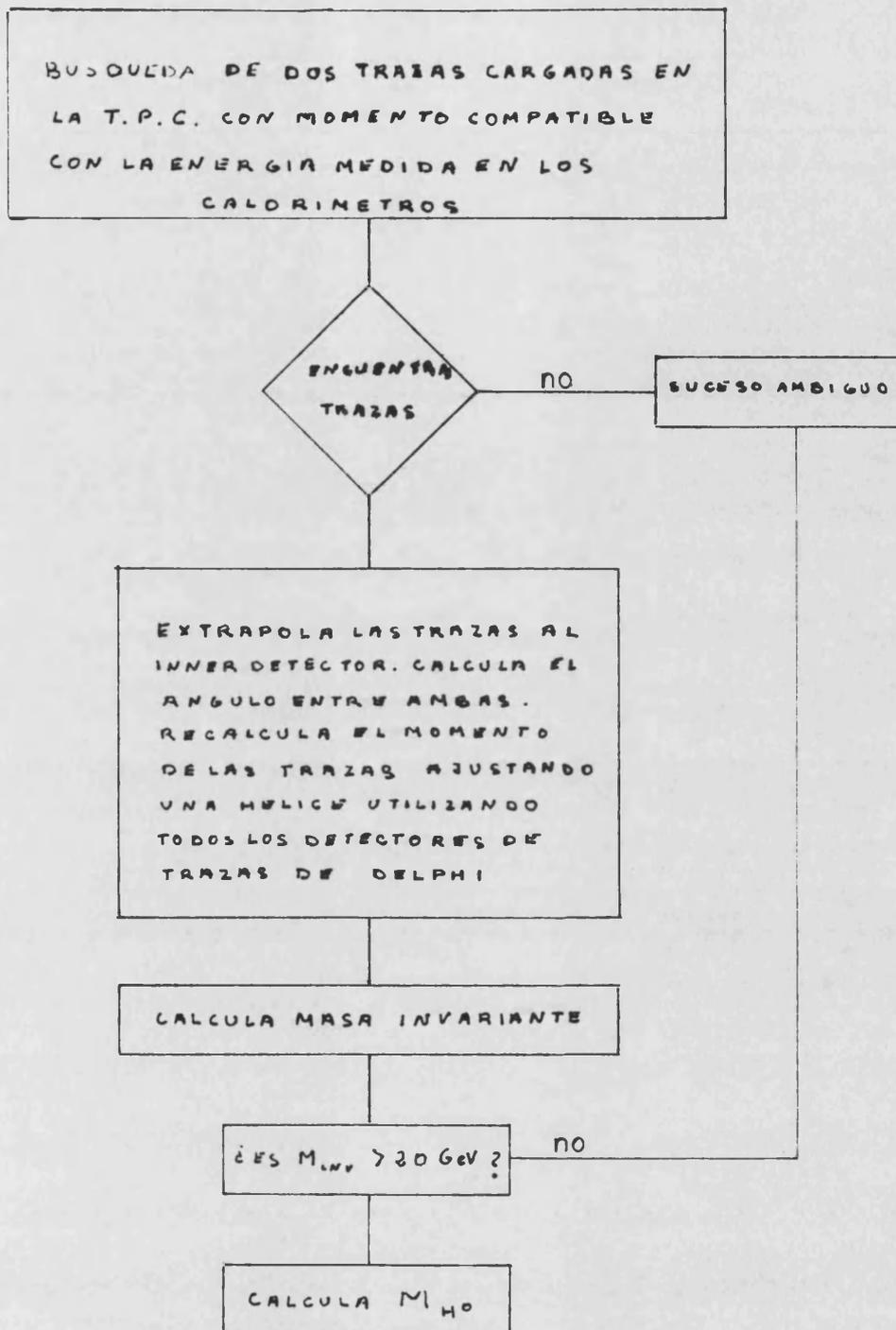


Figura <II.4.8>  
 Algoritmo para reconstruir la masa del H0  
 a partir de los electrones provenientes de  
 la desintegración del Z0.

Los valores de la resolución en la reconstrucción de la masa del  $H^0$  obtenidos se muestran en la tabla <II.4.t3>. Como puede observarse la resolución en  $m_H$  es muy buena para masas altas y empeora a medida que  $m_H$  disminuye, siendo  $\sigma_{m_H} \sim m_H$  para  $H^0$  muy ligeros ( $m_H < 10$  GeV). Para valores de  $m_H$  por debajo de 10 GeV, no es posible una medida significativa de la masa del  $H^0$ . No obstante, aun en este caso, el algoritmo identifica la presencia del  $H^0$ , como un pico mas o menos ancho en esa zona, ya que como veremos, dicha zona de masas esta completamente libre de ruido. En la siguiente sección discutimos un método que permite mejorar la resolución para masas ligeras, utilizando los productos de desintegración del  $H^0$  para reconstruir  $m_H$ .

TABLA <II.4.t3>

Reconstrucción de la masa del  $H^0$  utilizando los electrones del proceso  $Z^0 \rightarrow H^0 + e^+ e^-$

$m_H$	$\sigma_{m_H}$
10	5
20	4.5
30	2.5
40	1.5

#### 4.4.4 Reconstrucción de $m_H$ utilizando los productos de desintegración del $H^0$ .

A partir de las formulas (II.4.7) obtenemos:

$$E_{\ell} + E_{\bar{\ell}} = \sqrt{s} - (E_{e^+} + E_{e^-}) \quad (\text{II.4.22})$$

$$M^2_H = m^2_{\ell} + m^2_{\bar{\ell}} + 2(E_{\ell} E_{\bar{\ell}} - \vec{P}_{\ell} \cdot \vec{P}_{\bar{\ell}}) \quad (\text{II.4.23})$$

Ahora bien, en el estado final no tenemos 2 partículas  $b$  y  $\bar{b}$  de energía y momento bien definidas sino 2 jets compuestos fundamentalmente por hadrones de baja energía. Como ejemplo, en las tablas <II.4.t4>, <II.4.t5>, mostramos los productos finales para un suceso del tipo (II.4.3) para un  $H^0$  ligero y otro pesado

TABLA <II.4.t4>  
 Partículas en el estado final para una reacción  
 $Z^0 \rightarrow H^0(12 \text{ GeV}) + e^+ e^-$

NUMB	PART	M	PX	PY	PZ	E
1	GAMM	0.000	0.010	0.002	0.004	0.011
2	GAMM	0.000	-0.071	-0.012	0.041	0.082
3	PI-	0.140	-0.130	-0.059	0.059	0.209
4	GAMM	0.000	0.001	0.031	0.003	0.031
5	GAMM	0.000	-0.079	-0.115	-0.091	0.166
6	PI+	0.140	0.360	0.082	0.144	0.420
7	PI-	0.140	0.325	0.151	-0.054	0.389
8	PI+	0.140	0.083	0.041	0.089	0.190
9	K+	0.494	-0.200	-0.255	0.176	0.616
10	PI-	0.140	-0.091	-0.244	0.717	0.776
11	MU+	0.106	-0.009	-0.131	-0.042	0.174
12	NUMU	0.000	-1.816	-0.792	0.174	1.989
13	GAMM	0.000	-0.532	-0.222	0.044	0.578
14	GAMM	0.000	-0.187	-0.010	-0.029	0.189
15	GAMM	0.000	-0.130	-0.141	0.034	0.195
16	GAMM	0.000	-0.011	0.029	-0.006	0.032
17	PI-	0.140	-2.367	-1.042	-0.228	2.600
18	K+	0.494	-1.370	-0.703	0.600	1.725
19	PI-	0.140	-0.108	-0.348	0.287	0.485
20	PI+	0.140	-0.452	-1.073	0.031	1.173
21	PI-	0.140	-0.307	0.015	0.050	0.341
22	KOL	0.498	-0.276	-0.626	0.406	0.939
23	GAMM	0.000	-0.777	-0.198	0.588	0.994
24	GAMM	0.000	-0.282	-0.024	0.131	0.312
25	KOS	0.498	-4.585	-1.458	0.211	4.842
26	GAMM	0.000	0.095	-0.096	0.089	0.162
27	GAMM	0.000	-0.015	0.025	-0.005	0.030
28	GAMM	0.000	0.054	-0.015	0.038	0.068
29	GAMM	0.000	-0.005	-0.111	-0.055	0.124
30	GAMM	0.000	-0.127	-0.036	0.008	0.132
31	GAMM	0.000	-0.037	-0.012	0.107	0.114
z* → 32	E-	0.001	23.879	33.602	-6.489	41.730
→ 33	E+	0.001	-10.027	-26.172	2.966	28.184

TABLA <II.4.t5>  
 Partículas en el estado final para una reacción  
 $Z^0 \rightarrow H^0(40 \text{ GeV}) + e^+ e^-$

NUMB	PART	M	PX	PY	PZ	E
1	PI-	0.140	-0.039	0.322	-0.008	0.353
2	PI-	0.140	0.668	0.369	0.776	1.098
3	GAMM	0.000	-0.062	0.055	-0.023	0.086
4	KOL	0.498	-0.822	0.835	0.640	1.425
5	GAMM	0.000	0.252	0.075	0.157	0.306
6	PI+	0.140	0.983	-0.266	0.874	1.349
7	GAMM	0.000	-0.622	-0.419	1.957	2.095
8	GAMM	0.000	-0.952	0.065	2.445	2.625
9	PI+	0.140	0.371	0.156	0.005	0.426
10	GAMM	0.000	-0.030	-0.101	0.103	0.148
11	GAMM	0.000	-0.067	0.022	0.147	0.163
12	KOL	0.498	-5.805	5.458	-1.551	8.133
13	GAMM	0.000	0.343	0.145	0.454	0.588
14	GAMM	0.000	6.194	1.043	3.599	7.240
15	GAMM	0.000	0.574	0.216	0.503	0.793
16	PI+	0.140	0.010	0.595	-0.115	0.622
17	GAMM	0.000	-0.013	-0.014	-0.013	0.023
18	GAMM	0.000	-0.026	0.265	-0.033	0.268
19	K+	0.494	3.845	0.940	3.243	5.141
20	PI+	0.140	1.607	0.443	1.719	2.399
21	PI-	0.140	0.256	0.070	0.240	0.384
22	GAMM	0.000	0.692	0.150	0.547	0.894
23	GAMM	0.000	0.122	0.064	0.173	0.221
24	PI+	0.140	0.538	-0.008	0.355	0.660
25	PI-	0.140	0.180	0.234	0.158	0.363
26	PI+	0.140	-0.199	0.153	-0.194	0.347
27	PI-	0.140	-0.048	1.512	-0.056	1.521
28	PI-	0.140	0.098	0.598	0.185	0.649
29	PI-	0.140	3.476	1.172	3.718	5.225
30	GAMM	0.000	0.012	-0.011	0.010	0.019
31	GAMM	0.000	1.316	0.293	0.823	1.579
32	KOS	0.498	-0.372	1.853	-0.291	1.976
33	GAMM	0.000	0.363	0.127	0.208	0.437
34	GAMM	0.000	0.129	0.140	0.077	0.206
35	E-	0.001	-17.677	-1.037	-14.308	22.766
36	E+	0.001	4.705	-15.512	-6.523	17.474

z<sup>0</sup>\*  
 →  
 →

La energía de estos hadrones puede medirse utilizando los detectores de trazas (para las partículas cargadas) y los calorímetros hadrónicos (para las partículas neutras). Sin embargo no podemos medir la energía que se llevan los neutrinos, que es una fracción no despreciable de  $m_H$ . (Del orden del 10% de  $m_H$  para  $H_0$  pesados y 20% para  $H_0$  ligeros).

Por lo tanto tenemos que:

$$E_{\text{medida}} = \sum_{\substack{\text{trazas} \\ \text{cargadas}}} E_i + \sum_{\substack{\text{neutras} \\ \text{detectados} \\ \text{(calorímetros)}}} E_i < E_{\tilde{L}} + E_{\tilde{L}'} \quad (\text{II.4.24})$$

No obstante podemos corregir este valor teniendo en cuenta la ecuación (II.4.22) por un factor  $R$ :

$$R = \frac{\sqrt{s} - (E_{e^+} + E_{e^-})}{E_{\text{medida}}} \quad (\text{II.4.25})$$

Y escribir finalmente:

$$E_{\text{jet}1} + E_{\text{jet}2} = E_{\text{medida}} \times R \quad (\text{II.4.26})$$

Para reconstruir la masa del  $H_0$  a partir de los hadrones, hemos utilizado un algoritmo que reconstruye el cuadrimomento de los dos jets. Dicho algoritmo agrupa las partículas de momento conocido en grupos o "clusters" asignando cada partícula a uno de dichos grupos si la diferencia entre el momento de esta,  $\vec{P}_i$  y el momento calculado para el grupo,  $\vec{P}_g$ , es menor que un cierto valor, redefiniendo en este caso de nuevo el momento del grupo. La descripción de este algoritmo se encuentra en [III.4.5].

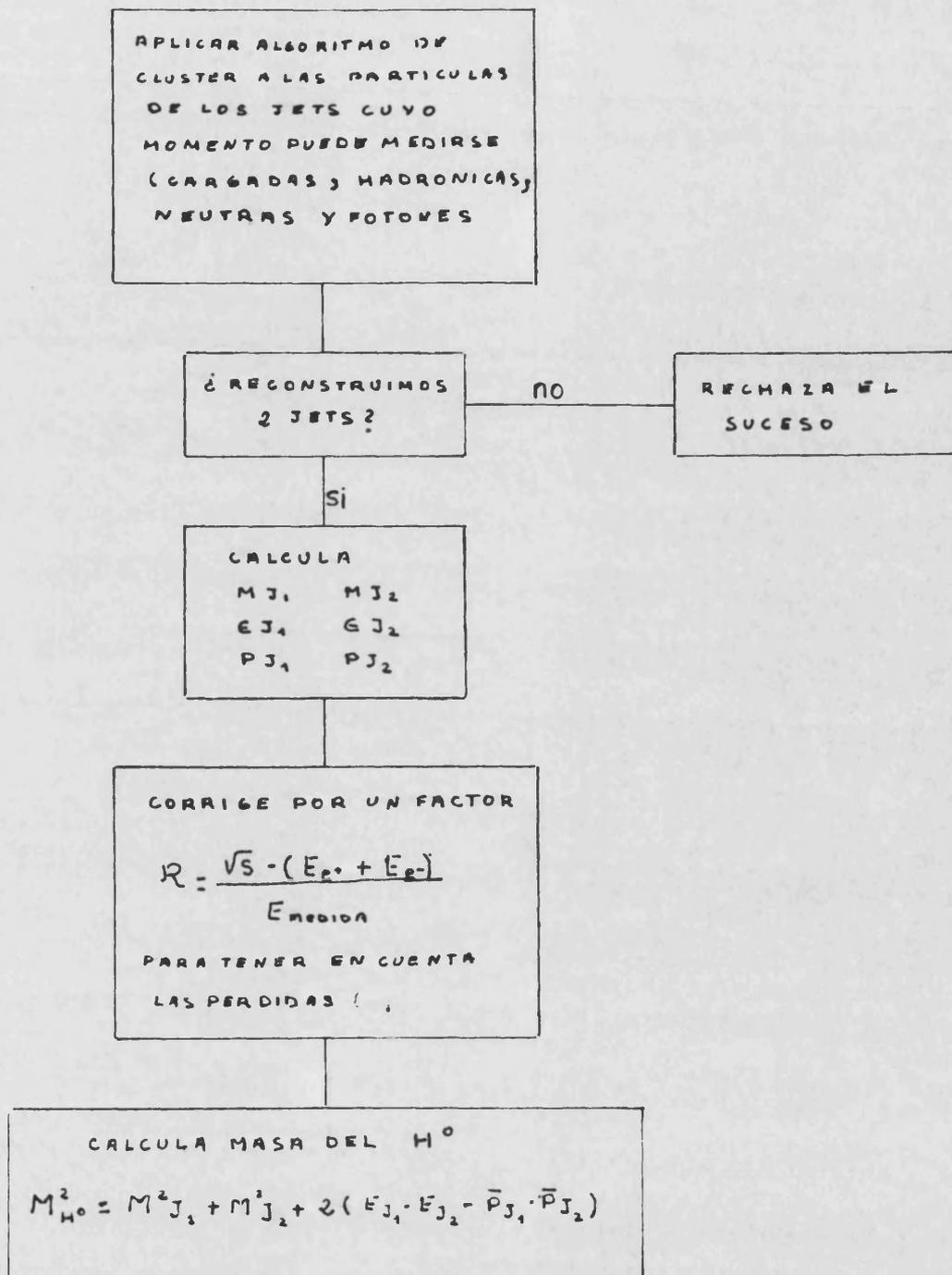


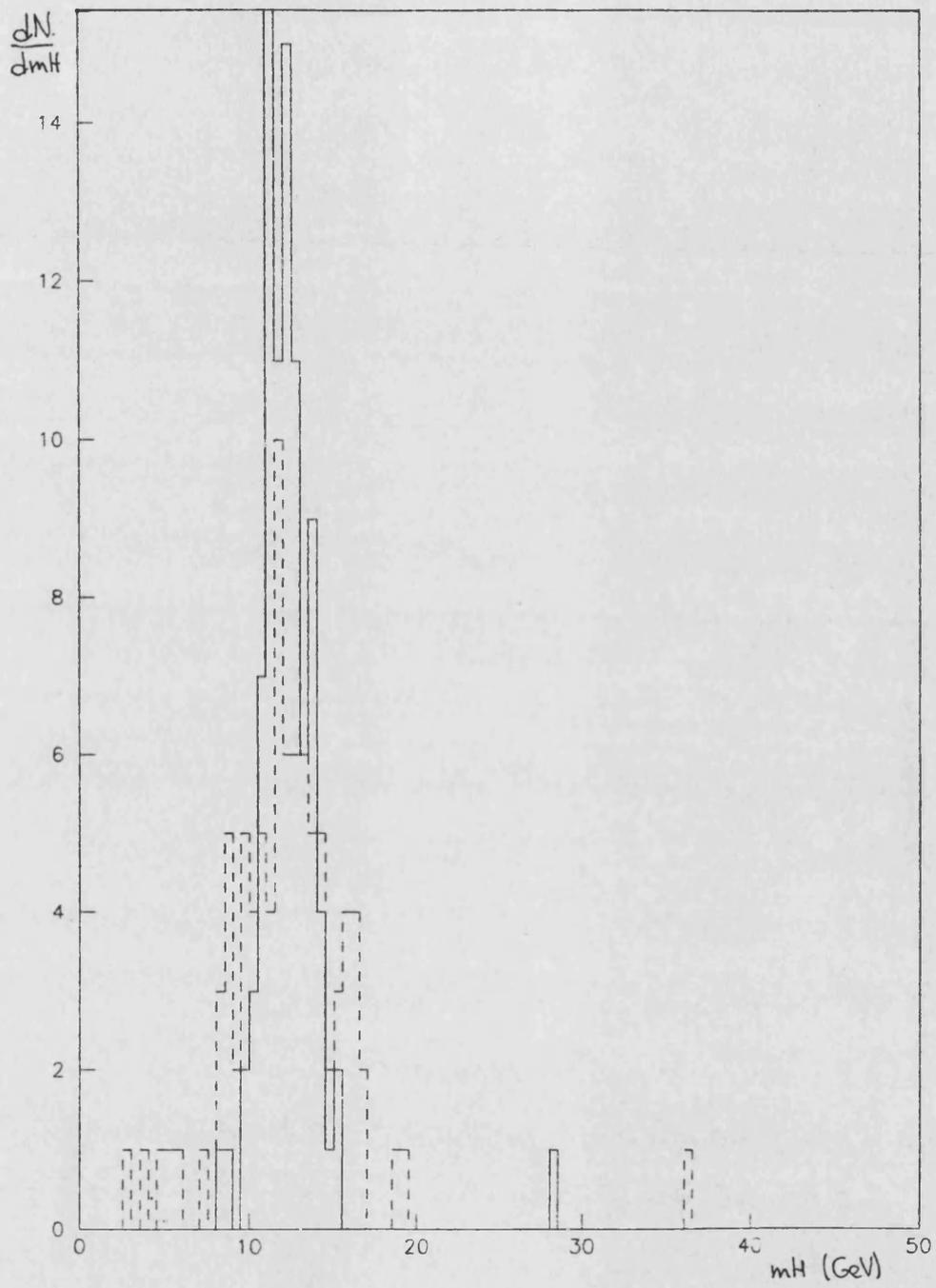
Figura <II.4.9>  
Diagrama de flujo del algoritmo de reconstrucción de la masa del H0 a partir de sus productos de desintegración.

La reconstrucción de los dos Jets provenientes de la desintegración del H0 nos permite reescribir (II.4.23) como:

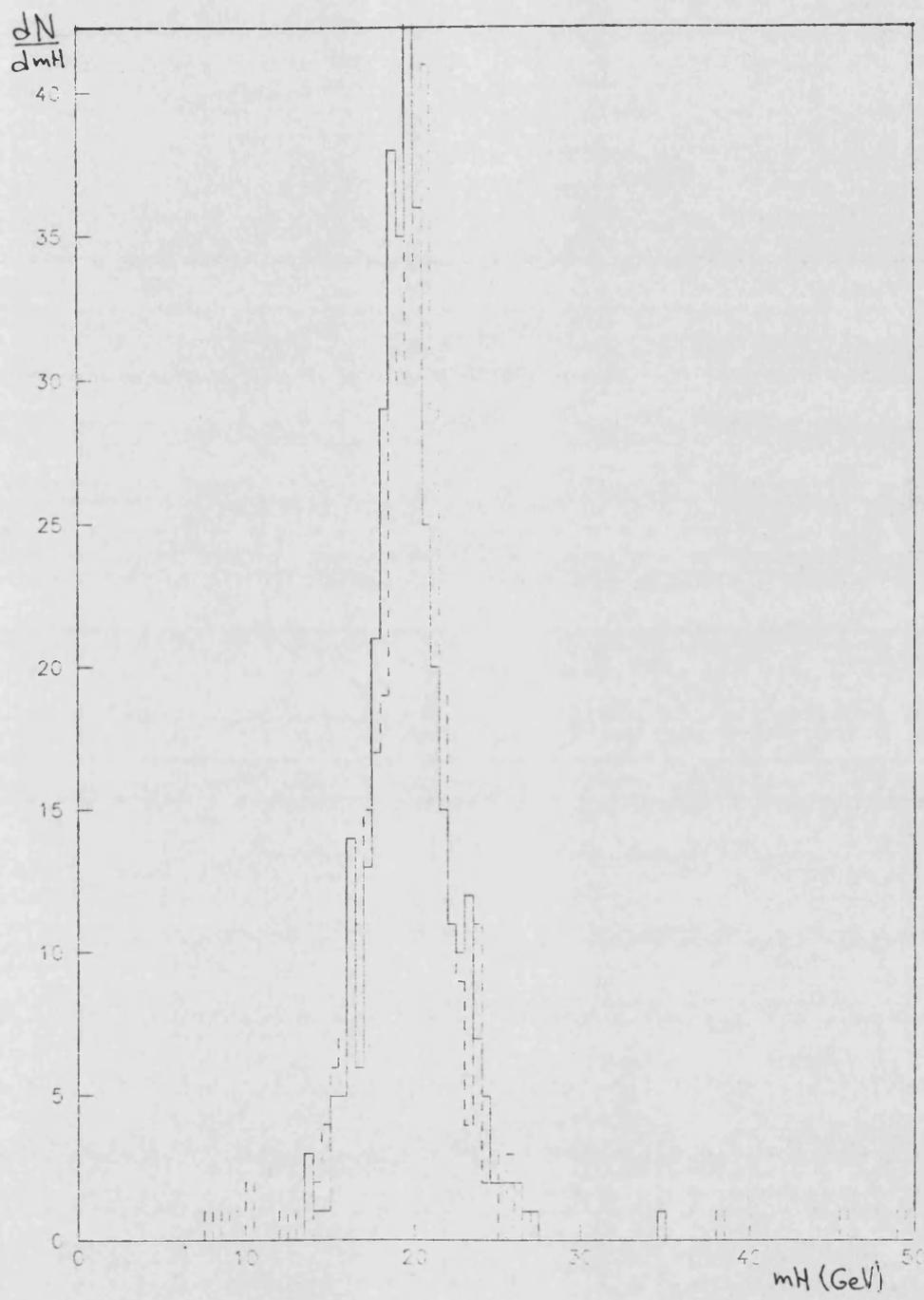
$$M^2_H = M^2_{\text{Jet } 1} + M^2_{\text{Jet } 2} + 2 (E_{\text{Jet } 1} E_{\text{Jet } 2} - \vec{P}_{\text{Jet } 1} \cdot \vec{P}_{\text{Jet } 2}) \quad (\text{II.4.24})$$

En la figura <II.4.9> mostramos el diagrama de flujo del algoritmo que permite reconstruir la masa del H0 a partir de sus productos de desintegración.

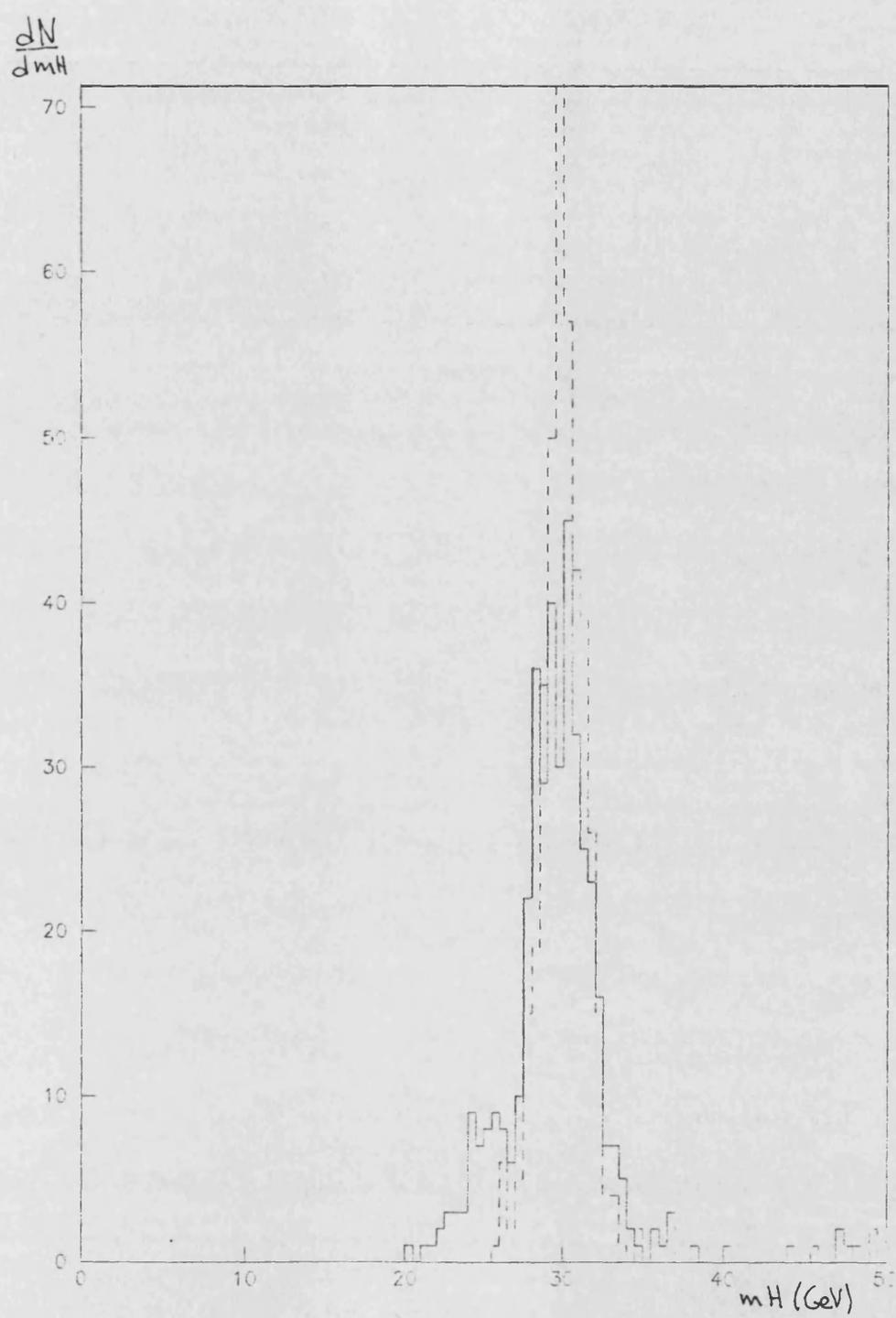
La figura <II.4.10,a-d> muestra la reconstrucción de la masa del H0 utilizando los electrones (trazo continuo) y los productos de la desintegración del H0 (trazo discontinuo).



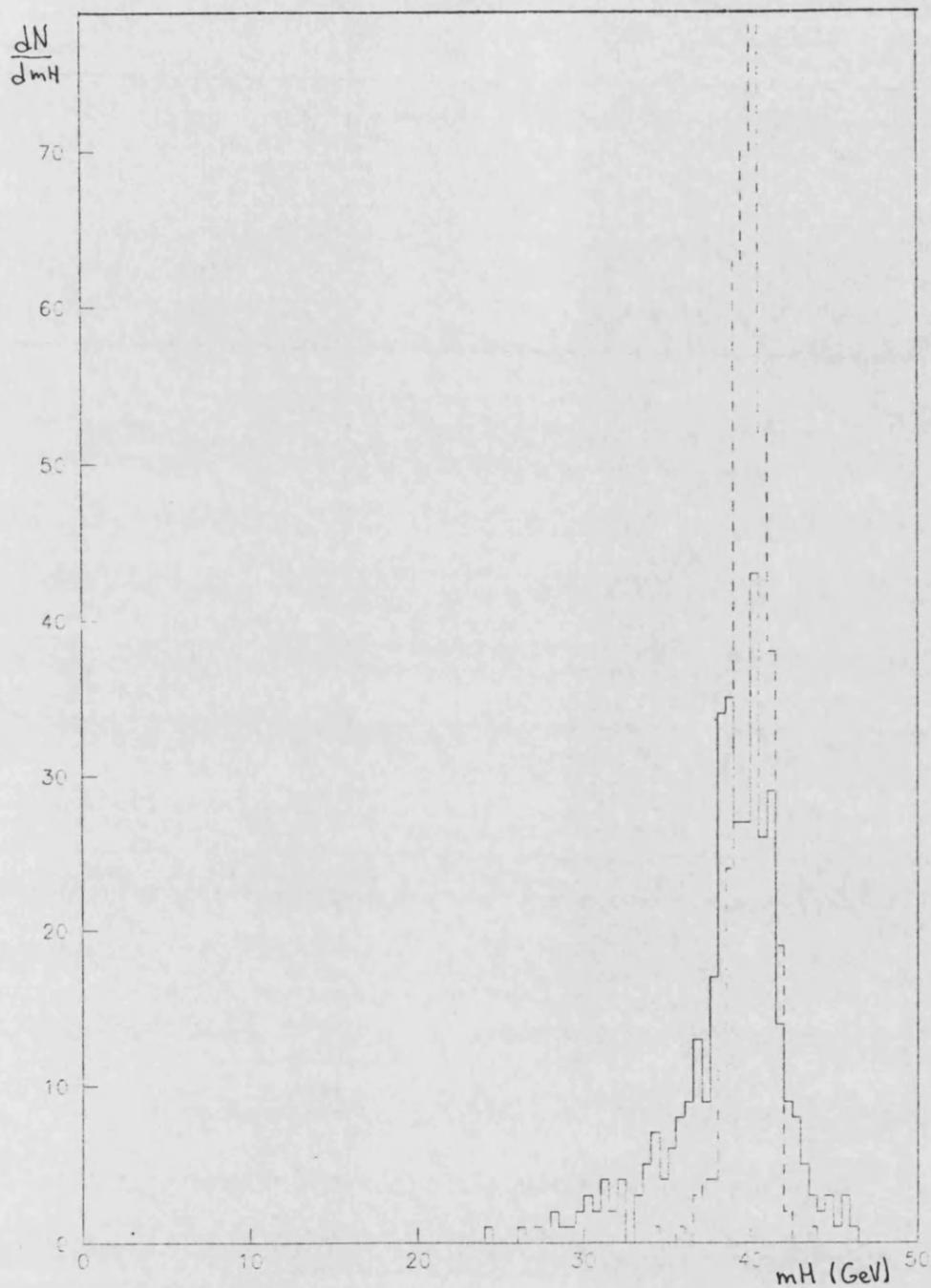
a)



b)



c)



d)

Figura <II.4.10>  
 Reconstrucción de  $m_H$  utilizando los electrones  
 (trazo discontinuo) y los productos de  
 desintegración del  $H^0$ , para  $m_H=12$  (a),  
 20 (b), 30 (c), y 40(d) GeV.

Como puede observarse, la resolución de  $m_H$ , es en este caso, mejor para masas ligeras y tiende a empeorar para masas altas. El hecho de que la resolución en  $m_H$  empeore a medida que aumenta la energía de las partículas que se utilizan para calcular su valor (puesto que la resolución de los detectores empeora cuando  $E$  aumenta), favorece en este caso la medida de  $m_H$  para masas ligeras. En efecto para masas ligeras, la energía de los electrones es mas alta que para masas pesadas, pero la energía promedio de los hadrones (fundamentalmente piones y kaones) y de los fotones de los Jets es menor. Como ejemplo en la figura <II.4.11-a,b> y en la figura <II.4.12-a,b> mostramos las distribuciones de energía de piones y fotones para  $m_H=12$  GeV y  $m_H=40$  GeV.

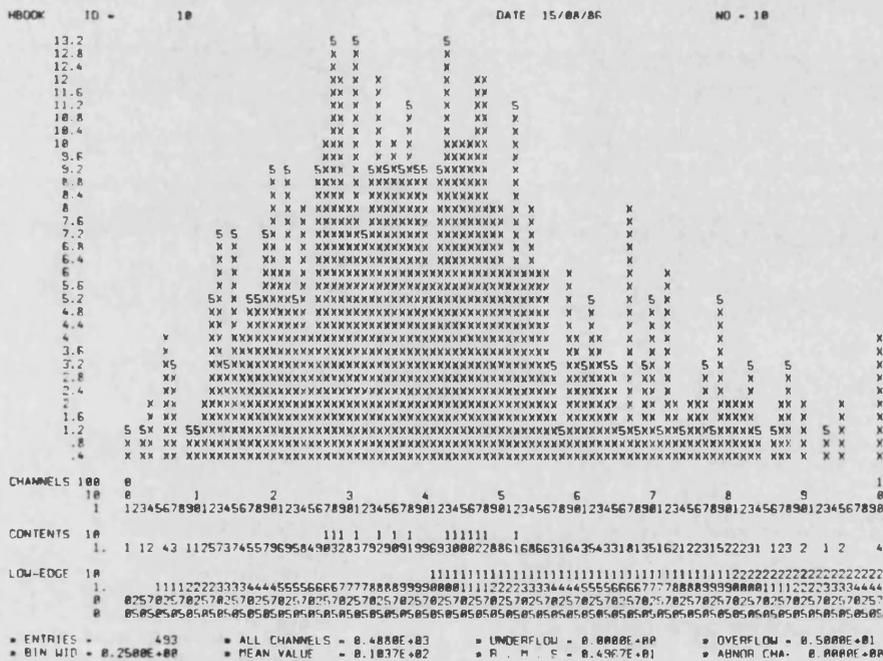


ENERGY CARRIED BY GAMMAS



a)

ENERGY CARRIED BY GAMMAS



b)

Figura <II.4.12>  
 Distribución de energía de los fotones del Jet en el proceso  $Z0 \rightarrow H0 e^+ e^-$ .  
 (a)  $mH=12$  GeV  
 (b)  $mH=40$  GeV.

En la tabla <II.4.t6> mostramos la reconstrucción de  $m_H$  con su error para masas ligeras ( $m_H=12$  GeV) y pesadas ( $m_H=40$  GeV) utilizando los dos procedimientos que hemos discutido. Como puede verse, puede mejorarse mucho la resolución para masas ligeras.

TABLA <II.4.t6>

Reconstrucción de  $m_H$  utilizando electrones y hadrones para  $H_0$  ligeros y pesados.

$m_{H_0}$	12 GeV	40 GeV
$m_H (e^+ e^-)$	$12 \pm 5$ GeV	$40 \pm 1.5$ GeV
$m_H (b \bar{b})$	$12 \pm 2$ GeV	$40 \pm 3.0$ GeV

Por otra parte la eficiencia del algoritmo de agrupación disminuye a medida que disminuye la masa del  $H_0$ , puesto que también disminuye el número de partículas y la reconstrucción de los 2 Jets es mucho más difícil cuando el número de partículas es pequeño. Cuando el algoritmo se aplica solo a las partículas cargadas la eficiencia de este es del orden del 80% para  $m_H=40$  GeV y tan solo del 20% para  $m_H=12$  GeV. No obstante la eficiencia puede mejorarse mucho incluyendo en la reconstrucción de los jets los fotones de baja energía cuyo momento puede medirse con los calorímetros electromagnéticos y los hadrones neutros, (neutrones,  $K_0$ ) cuyo momento se mide utilizando el calorímetro hadrónico.

En este caso la eficiencia del algoritmo es del orden de 60% para  $m_H=12$  GeV y mas del 90% para  $m_H=40$  GeV, si bien el proceso de análisis, es mucho mas lento. Afortunadamente, para masas ligeras la estadística es relativamente alta y por lo tanto el método es aplicable.

En todo nuestro análisis hemos supuesto que la masa del  $H_0$  esta dentro del rango de masas,  $2m_b < m_{H_0} < 2m_t$ . No obstante la técnica de reconstrucción de  $m_H$  a partir de los productos de desintegración de  $H_0$  es extensible a un rango mayor de masas. Si  $2m_c < m_H < 2m_b$ , el  $H_0$  decae a  $c\bar{c}$  y a  $\tau^+\tau^-$ . En este caso, el algoritmo de reconstrucción es aun menos eficiente, ya que el número de partículas en los Jets es menor, pero la estadística es más alta, y el método podría aplicarse introduciendo las partículas neutras (hadrones y fotones). Si  $m_H < 2m_c$  el problema se convierte en extraordinariamente complicado y no lo hemos estudiado.

Por otra parte si  $m_H > 2m_t$  el  $H_0$  decae a una pareja  $t\bar{t}$ , y el procedimiento seguido para el caso en que el  $H_0$  decae a  $b\bar{b}$  es el mismo. Sin embargo en este rango de masas (suponiendo p.ej una masa  $m_t=35$  GeV podemos asumir  $m_{H_0}=75$  GeV) el mecanismo de Bjorken no es eficiente para detectar el  $H_0$ , al menos a las energías de LEP-I.

#### 4.4.5 Eliminación del ruido de fondo

La mayor fuente de ruido de fondo al proceso (II.4.2) es la desintegración semileptónica de los quarks t, b.

$$Z^0 \rightarrow q \bar{q} \rightarrow e^+ e^- + \text{hadrones}$$

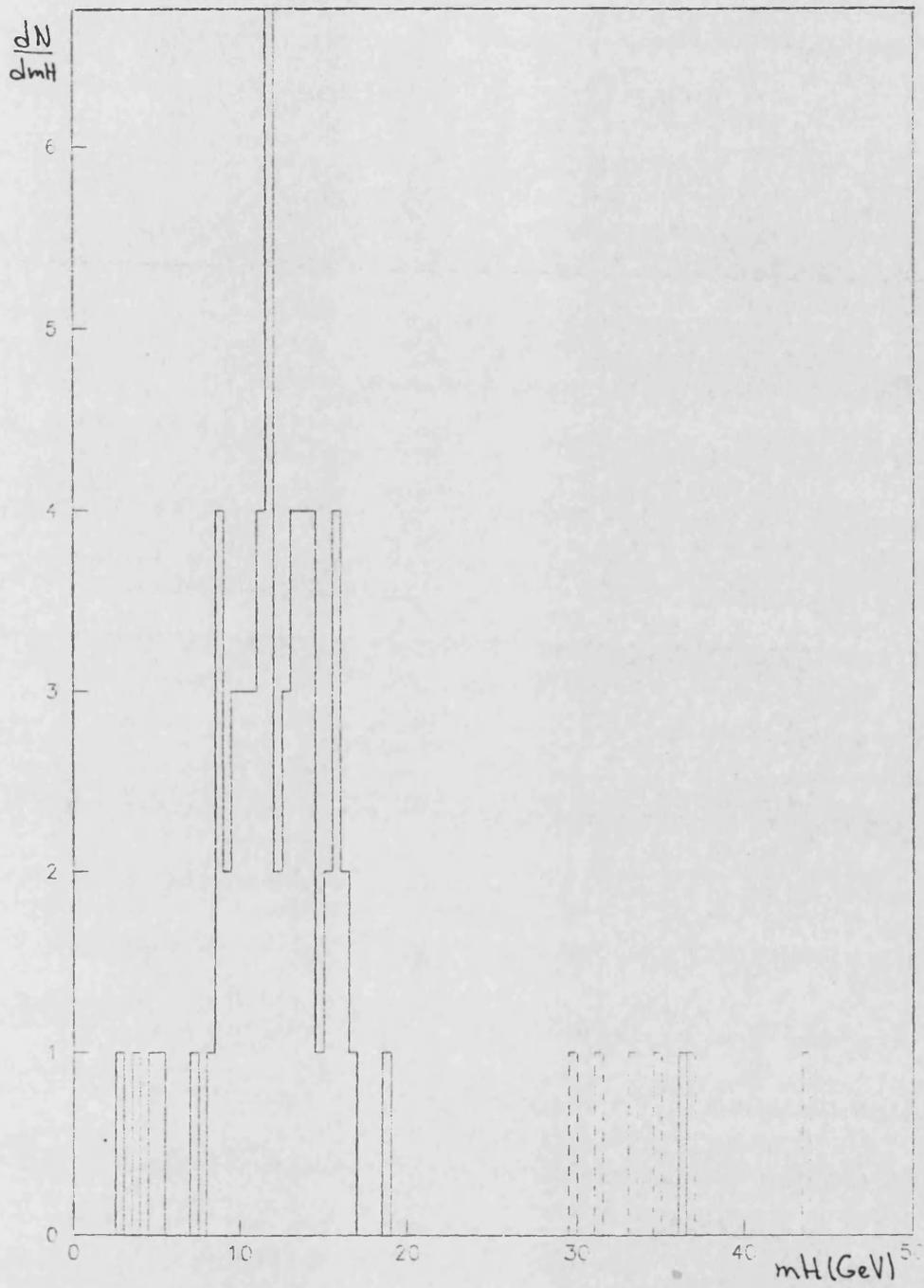
$$\begin{matrix} \rightarrow e^+ + x \\ \rightarrow e^- + x \end{matrix} \quad \begin{matrix} q = b & (\text{II.4.28}) \\ q = t & (\text{II.4.29}) \end{matrix}$$

Los cortes impuestos a lo largo del proceso de selección y reconstrucción de la masa del H<sub>0</sub> dejan completamente libre de fondo la zona de masas comprendida entre 0 y 30 GeV, pudiéndose extender la detección hasta la zona de 40 GeV, como veremos a continuación. Recordemos que los cortes impuestos han sido:

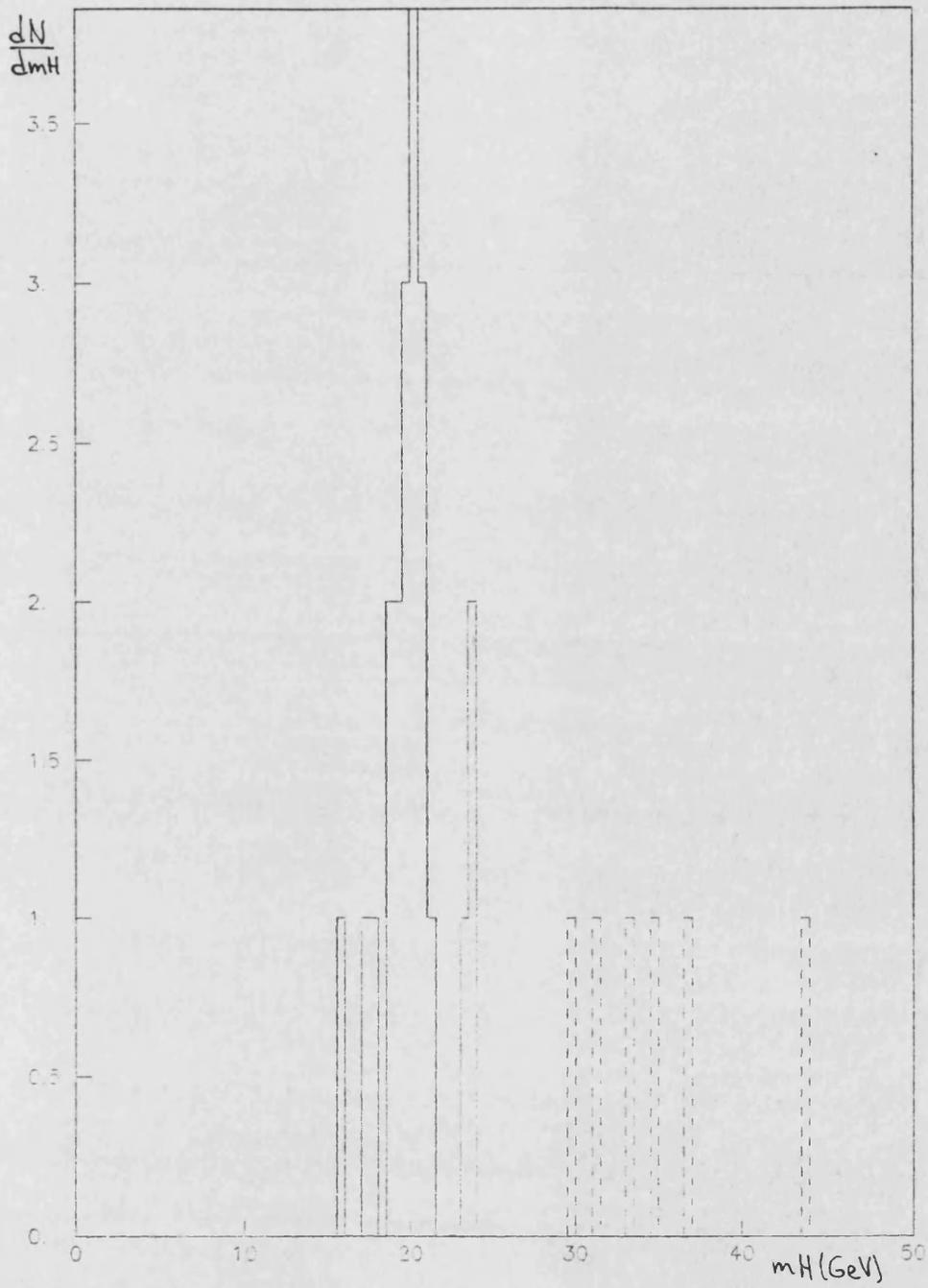
- i) Debe haber al menos dos electrones en el suceso
- ii) Cada uno de dichos electrones tiene que tener una energía mayor de 5 GeV
- iii) La energía total electromagnética debe ser superior a 40 GeV
- iv) La masa invariante de los electrones debe ser superior a 20 GeV
- v) La energía no vista en el suceso (energía transportada por los neutrinos) no debe ser superior a 10 GeV.

Estas cortes, que como ya se ha comentado, son superados por mas del 90% de los sucesos provenientes de la reacción (II.4.2), son suficientes para eliminar el ruido de fondo de los procesos (II.4.28) y (II.4.29) en la región de masas entre 0 y 40 GeV.

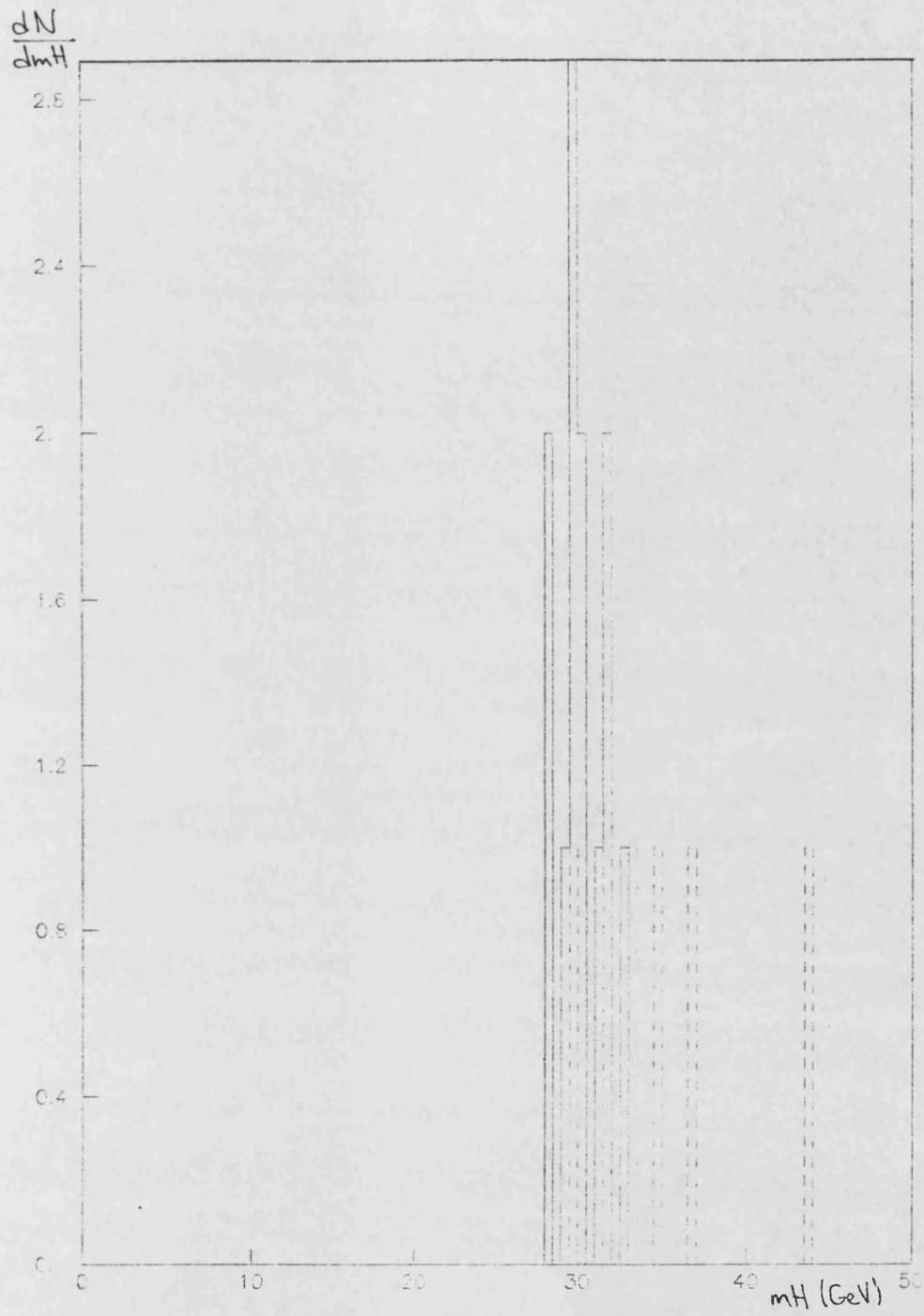
Hemos generado  $10^5$   $t \bar{t}$  (correspondientes a  $10^6$  Z0), y asumiendo varios valores para la masa del top,  $m_t=30,35, 40$  GeV. En la figura <II.4.13-a,d> se muestra la señal (en trazo continuo) frente al ruido de fondo, (trazo discontinuo) (en la figura  $m_t=40$  GeV). Los resultados no dependen sensiblemente de la masa del top,  $m_t$ . Por otra parte, en el caso del mecanismo (II.4.28) el fondo puede ser aun mas eficientemente eliminado ya que los electrones son emitidos a ángulos bajos con respecto al eje del jet, mientras que en el mecanismo de Bjorken y en el mecanismo (II.4.29) los electrones se emiten predominantemente a ángulos grandes.



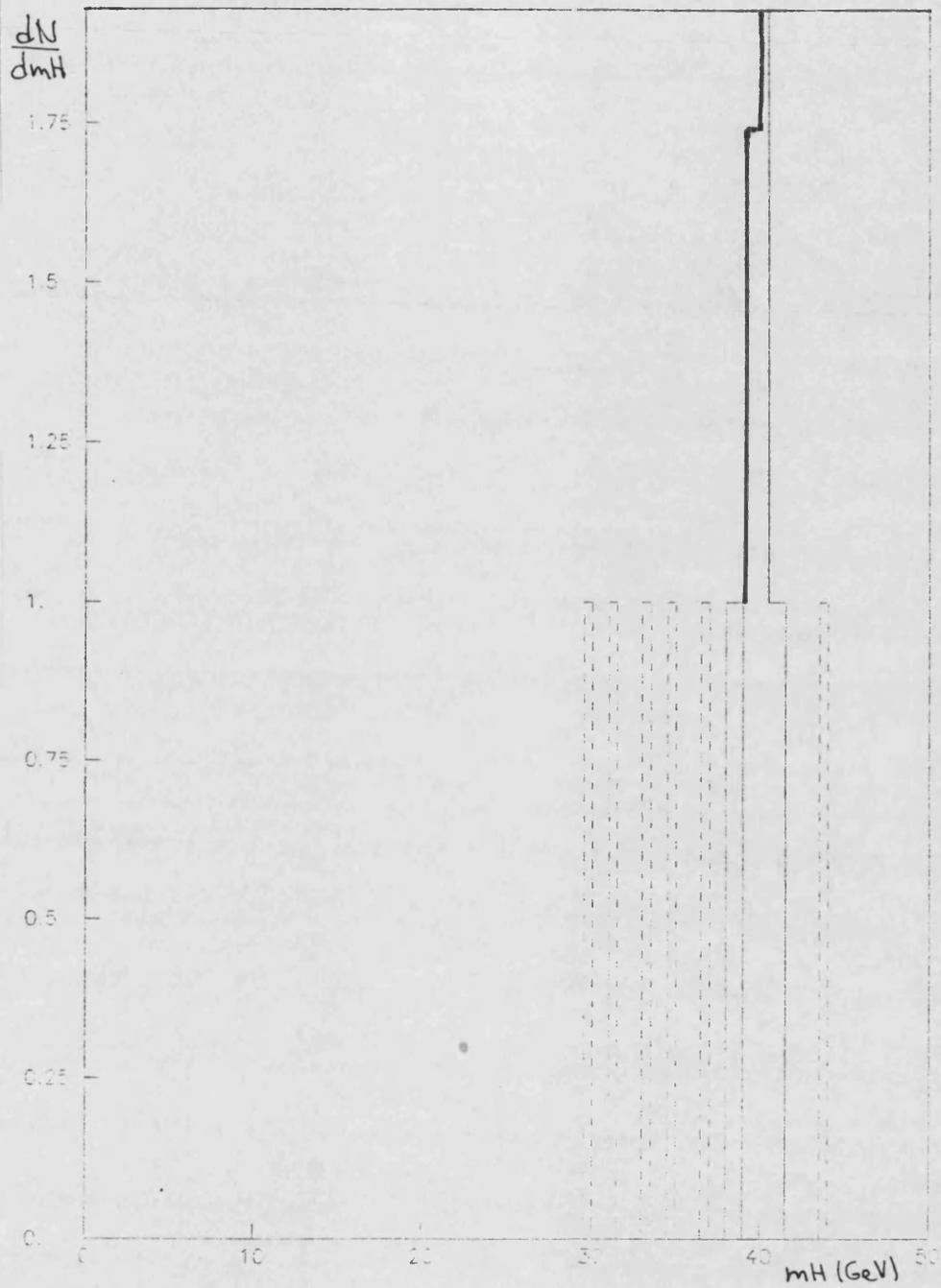
a)



b)



c)



d)

Figura <II.4.13>  
 Señal frente a ruido ( $m_t=40$  GeV)  
 para el mecanismo de Bjorken.  
 (a)  $m_H=12$  GeV, (b)  $m_H=20$  GeV,  
 (c)  $m_H=30$  GeV, (d)  $m_H=40$  GeV

Como puede verse en la figuras <II.4.13> la señal es claramente distinguible del ruido hasta 30 GeV. Este sería el límite de aplicación de este mecanismo para detectar el H0 (con la luminosidad asumida).

#### 4.5 $Z^0 \rightarrow H^0 + \nu \bar{\nu}$ .

La tasa de producción de la reacción  $Z^0 \rightarrow H^0 + \nu \bar{\nu}$  , es seis veces mayor que la tasa de producción de la reacción  $Z^0 \rightarrow H^0 + e^+ e^-$ :

$$B(Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}) / B(Z^0 \rightarrow e^+ e^-) = 6 \quad (\text{II.4.30})$$

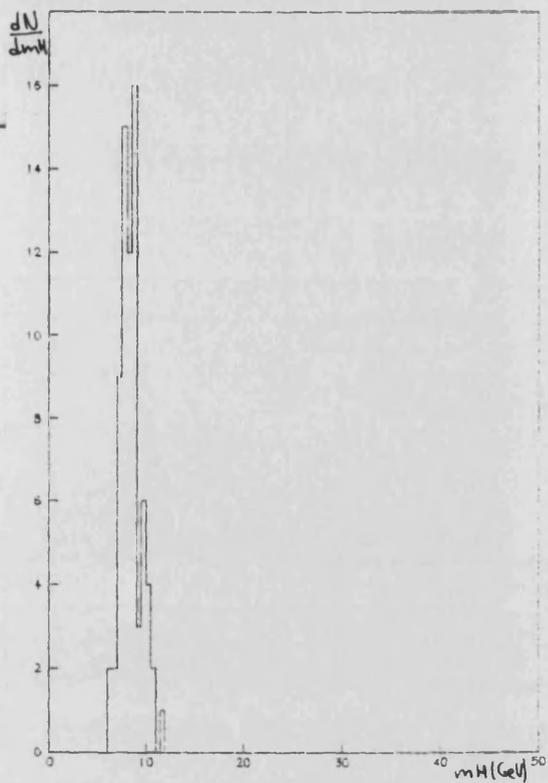
Y por lo tanto este es un mecanismo prometedor para detectar el H0. El problema experimental es que su señal experimental (hadrones+ energía faltante) no es tan clara, ni tan separable del ruido como el mecanismo de Bjorken.

La selección de sucesos en este caso está basada en la energía no vista ya que la energía transportada por los neutrinos en esta reacción es alta. (Ver tabla <II.4.t7>).

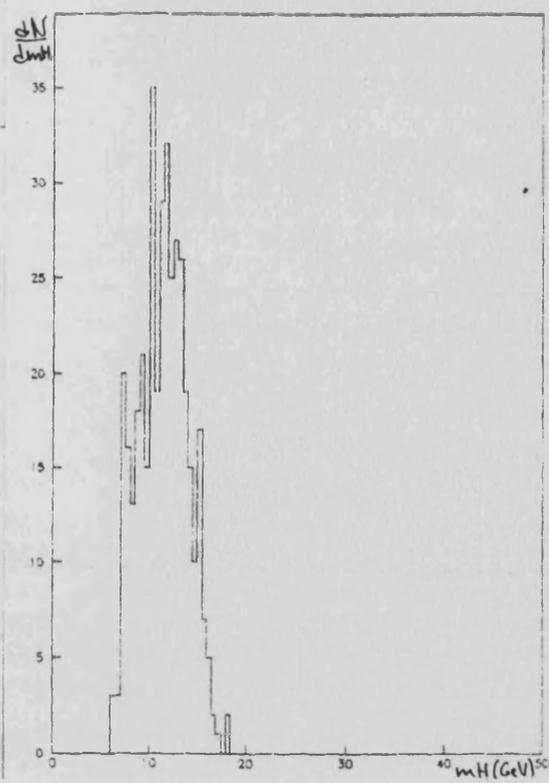
TABLA <II.4.t7>  
 Partículas en el estado final para una  
 reacción  $Z^0 \rightarrow H^0(40 \text{ GeV}) +$

NUMB	PART	M	PX	PY	PZ	E
1	NUMU	0.000	-1.499	-0.336	0.215	1.551
2	MU+	0.106	-3.320	-2.472	3.821	5.634
3	NUMB	0.000	-0.685	-1.674	-1.280	2.216
4	MU-	0.106	2.694	-5.408	-1.659	6.266
5	PB	0.938	-1.104	0.655	0.322	1.622
6	PI-	0.140	-0.097	0.050	0.279	0.331
7	PI+	0.140	-1.283	1.315	-0.974	2.085
8	PI-	0.140	0.030	0.046	-0.152	0.214
9	P	0.938	-0.663	0.197	-0.083	1.168
10	PI+	0.140	0.119	0.109	-0.008	0.214
11	K-	0.494	-0.119	-0.263	-0.266	0.631
12	PI+	0.140	0.040	-0.361	0.255	0.465
13	K-	0.494	-1.020	1.046	-1.653	2.261
14	K0L	0.498	-0.204	0.721	-0.522	1.040
15	K+	0.494	-1.185	0.105	0.866	1.552
16	GAMM	0.000	0.137	-0.455	-0.248	0.536
17	GAMM	0.000	-0.004	-0.006	0.003	0.008
18	GAMM	0.000	-0.090	0.550	-0.350	0.658
19	PI-	0.140	-1.541	0.011	3.544	3.867
20	GAMM	0.000	-0.716	0.054	0.956	1.195
21	GAMM	0.000	-0.325	-0.004	0.303	0.444
22	K+	0.494	0.332	-1.972	-0.220	2.072
23	K0S	0.498	2.167	-4.619	-1.019	5.227
24	GAMM	0.000	0.002	0.002	0.001	0.003
25	GAMM	0.000	0.287	-1.968	-0.743	2.123
26	NUE	0.000	5.468	-13.365	8.520	16.766
27	NUEB	0.000	2.579	28.041	-9.907	29.851

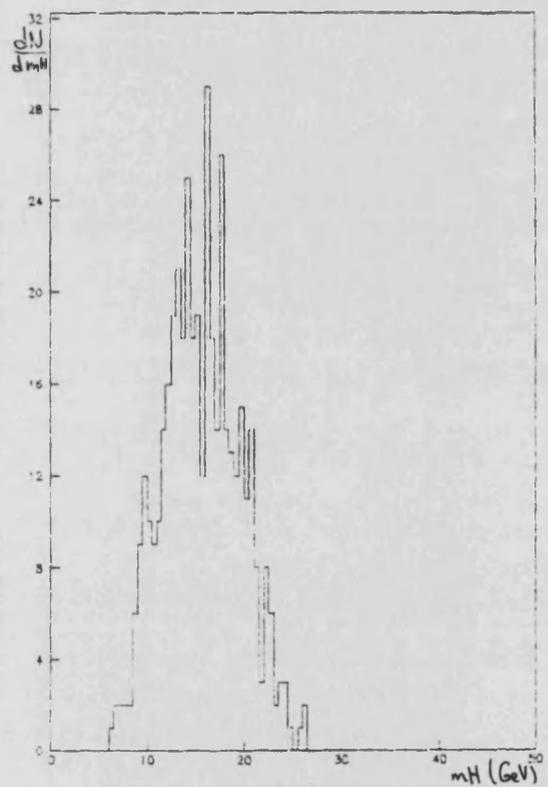




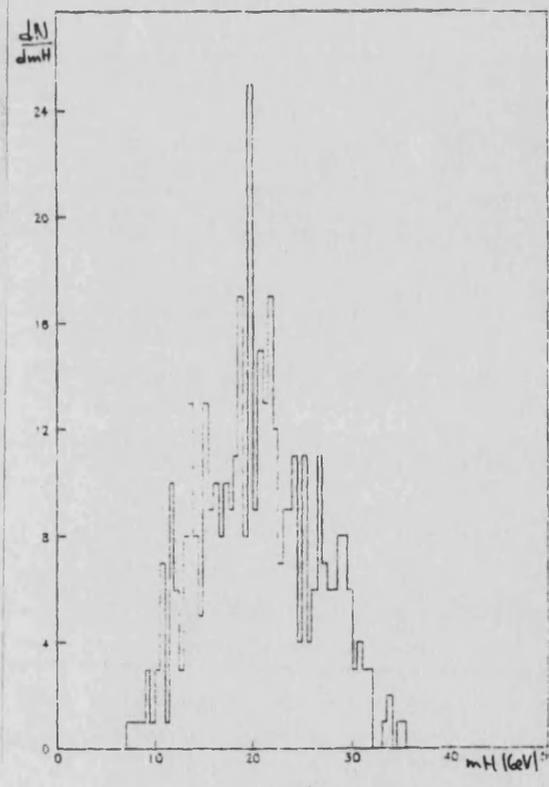
a)



b)



c)



d)

Figura <II.4.14>  
 Reconstrucción de la masa del  $H^0$   
 para el mecanismo  $Z^0 \rightarrow H^0 + \nu \bar{\nu}$ .  
 (a)  $m_H = 12$  GeV, (b)  $m_H = 20$  GeV,  
 (c)  $m_H = 30$  GeV, (d)  $m_H = 40$  GeV

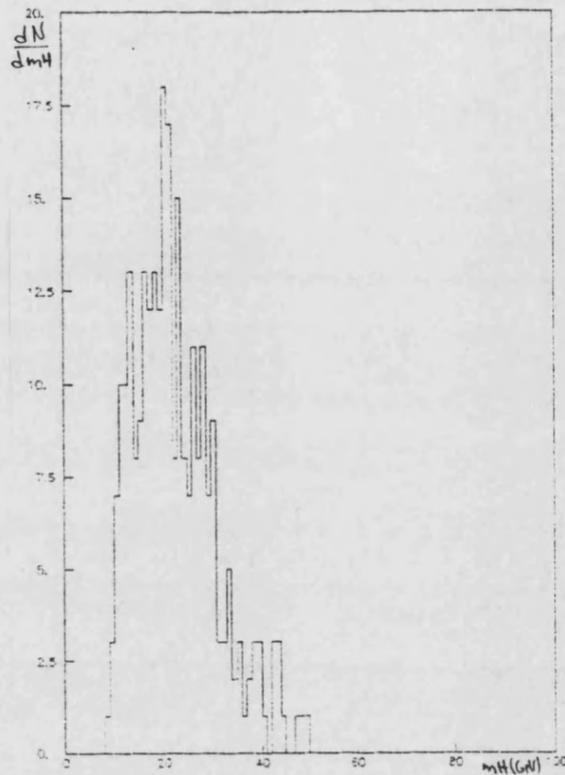


Figura (II.4.15)  
 Ruido ( $Z^0 \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \nu \bar{\nu} + \text{hadrones}$ )  
 para el mecanismo  $Z^0 \rightarrow H^0 + \nu \bar{\nu}$ .

#### 4.6 $Z^0 \rightarrow H^0 + q \bar{q}$ .

En este caso la señal experimental son cuatro jets. Este proceso tiene una señal experimental muy complicada y difícil de separar del ruido de fondo QCD y no se considera apropiado [II.4.6] para detectar el  $H^0$ .

#### 4.7 Otros mecanismos de producción del $H^0$ : algunas ideas.

En LEP-I, si el toponium tiene una masa inferior al  $Z^0$ , la desintegración radiativa de este,  $V(tt) \rightarrow H^0 + \gamma$  es un mecanismo muy prometedor para detectar el  $H^0$ , especialmente en la zona de masas altas,  $35 < m_{H^0} < m_{V(tt)}$ . La señal experimental en este caso, (un fotón monocromático, cuya energía es función de  $m_H + \text{Hadrones}$ ) es también muy clara. El algoritmo de selección de sucesos debe estar basado en detectar un fotón de alta energía en los calorímetros. A continuación se reconstruyen los hadrones presentes en el suceso, exigiendo obtener 2 Jets, en cuyo caso se reconstruye la masa invariante de ambos, tal como hemos discutido en la sección .

Este mecanismo lo estudiamos detalladamente en otro trabajo [III.4.6].

#### 4.8 Conclusiones.

En este capítulo hemos discutido como puede identificarse el bosón de Higgs  $H^0$  y medirse su masa  $m_H$ , mediante el mecanismo:

$$e^+ e^- \rightarrow Z^0(\text{real}) \rightarrow Z^0(\text{virtual}) \rightarrow H^0 \rightarrow e^+ e^- + \text{had.}$$

Utilizando este mecanismo nuestra conclusión es que se puede detectar el  $H^0$  en el rango de valores de  $m_H$ :

$$2 \text{ m c} \leq m_H \leq 35 \text{ GeV}$$

Y su masa se puede medir con una precisión razonable en el rango:

$$6 \leq m_H \leq 35 \quad (\text{GeV})$$

No hemos estudiado como reconstruir  $m_H$  en el caso  $m_H < 2 \text{ m c}$ .

Asimismo desarrollamos una técnica de reconstrucción de la masa del  $H^0$  a partir de sus productos de desintegración que puede aplicarse a otros procesos como la desintegración radiativa del Toponium. Si  $m_{V(tt)} < m_{Z^0}$  entonces el rango de masas explorable por Lep-I puede extenderse a:

$$m_H \leq m_{V(tt)}$$

## REFERENCIAS

- [II.4.1] J.M. Jowet CERN-LEP-TH/85-04
- [II.4.2] G.Ekspong and K. Hultqvist COLLEPS 82/20
- [II.4.3] DELPHI event generator DELPHI/85-105/PROG-38
- [II.4.4] L. Bjorken SLAC-PUB-1866(1977)
- [II.4.5] The Lund Montecarlo LU-TP 85/10
- [II.4.6] J. Ellis and R. Peccei(editores) "physics at LEP" CERN 86-02
- [II.4.7] J.J. Gomez And J. Velasco "The search for the Higgs boson at LEP-I energies" DELPHI note to be published.

## CONCLUSIONES

Del trabajo expuesto podemos concluir que, mediante la utilización simultánea de toda la información suministrada por el conjunto de detectores que componen DELPHI, debe de ser factible, en la fase LEP-I, poner de manifiesto la existencia del bosón de Higgs neutro  $H_0$ , predicho por el modelo standard, mediante el mecanismo de Bjorken a condición de que su masa esté comprendida en el intervalo entre:

$$2mc < mH < 35 \text{ GeV}$$

Dicho rango viene esencialmente impuesto por la estadística que se espera alcanzar, (asumiendo que la luminosidad de LEP sea  $6 \times 10^{31} \text{ (cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ ). El papel fundamental en este análisis recaera sobre la calorimetría (y, en particular sobre el sector electromagnético, cuyas características y posibilidades hemos estudiado de forma exhaustiva en el caso del calorímetro electromagnético forward "FEMC") que permitiera una rápida selección de los sucesos interesantes, y, además, limitará enormemente el ruido de fondo, contribuyendo a la obtención de una señal relativamente "limpia".

Nuestro estudio puede aplicarse, mutatis mutandis, al mecanismo de Wilzechk. Sin embargo, la incertidumbre actual sobre la existencia y masa del toponium lo coloca en una situación desventajosa con respecto al de Bjorken y no nos autoriza a mostrar el mismo grado de optimismo en cuanto a

su utilización.

Si incluimos las expectativas que un estudio preliminar de dicho mecanismo sugieren el rango de masas para las cuales el  $H_0$  sería detectable podría ampliarse a:

$$2m_c < m_H < 2m_t$$

Si incluimos las expectativas que un estudio preliminar de dicho mecanismo sugieren el rango de masas para las cuales el H0 sería detectable podría ampliarse a:

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

FAULTAD DE CIÈNCIES FÍSQUES

Reunit el Tribunal que subscriu, en el dia de la data, acordà d'atorgar, per unanimitat, a aquesta Tesi Doctoral d'En/ Na/ N' Juan José GOMEZ CADENAS la qualificació d' APTO CUM LAUDE

València a 16 de Diciembre de 1986.

El Secretari,

El President,

