

DIPARTIMENTO DI FISICA
Università degli Studi “La Sapienza” – Roma

**Misura della sezione d’urto e dell’asimmetria
di carica del processo $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$
nell’esperimento L3 a LEP
con i dati raccolti nell’anno 1994**

Tesi di laurea di:
Alessandro Paoloni

Relatore:
Prof.ssa Simonetta Gentile

Anno accademico 1995–1996

Indice

Introduzione	1
1 Il Modello Standard Minimale	3
1.1 Il Modello Standard Minimale	3
1.1.1 Le particelle elementari	3
1.1.2 Simmetrie locali	4
1.1.3 Lagrangiana del Modello Standard Minimale	6
1.1.4 Rottura spontanea della simmetria	7
1.1.5 Le masse dei bosoni	8
1.1.6 Le correnti nella teoria elettrodebole	9
1.2 Produzione di coppie fermioniche in processi e^+e^-	10
1.3 Sezione d'urto ed asimmetria di carica	11
2 Apparato sperimentale	16
2.1 L'anello di accumulazione	16
2.2 Il rivelatore L3	18
2.2.1 Il rivelatore di vertici al silicio	20
2.2.2 La camera a espansione temporale	21
2.2.3 Il calorimetro elettromagnetico	25
2.2.4 Il <i>monitor</i> di luminosità	27
2.2.5 Gli scintillatori	28
2.2.6 Il calorimetro adronico	29
2.2.7 Lo spettrometro per muoni	30

2.2.8	I magneti	33
2.2.9	Il trigger	33
2.3	La presa dati nel 1994	38
3	Simulazione e ricostruzione	39
3.1	Simulazione	39
3.1.1	Generazione degli eventi	39
3.1.2	Simulazione del rivelatore	40
3.2	Ricostruzione degli eventi	41
4	Selezione degli eventi	44
4.1	Descrizione dell'algoritmo di selezione	45
4.1.1	Volume fiduciale	45
4.1.2	Selezione eventi $e^+e^- \rightarrow Z^0$	47
4.1.3	Criteri di reiezione degli altri decadimenti Z^0	49
4.2	Elenco dei criteri di selezione	61
4.2.1	Criteri per la selezione limitata alla regione centrale del rivelatore	61
4.2.2	Criteri per la selezione estesa a piccolo angolo	63
5	Misura della sezione d'urto	67
5.1	Determinazione della sezione d'urto	67
5.1.1	Fondo non risonante	68
5.1.2	Efficienza di <i>trigger</i>	69
5.2	Valutazione delle incertezze sistematiche	72
5.2.1	Criteri di selezione	72
5.2.2	Correzione per l'accettanza e sottrazione del fondo	73
5.2.3	Generazione degli eventi Montecarlo	75
5.2.4	Incertezze sistematiche	75
5.3	Risultati	76
5.3.1	Confronto con i risultati degli anni precedenti	77

6 Misura dell'asimmetria di carica	78
6.1 Determinazione dell'asimmetria	79
6.1.1 Descrizione dei metodi di misura	79
6.1.2 Correzione per la confusione di carica	80
6.1.3 Trattamento dei fondi	82
6.2 Valutazione delle incertezze sistematiche	84
6.2.1 Misura della confusione di carica	85
6.2.2 Trattamento del fondo	86
6.2.3 Procedura di <i>fit</i> utilizzata	87
6.2.4 Incertezze sistematiche	87
6.3 Risultati	87
6.3.1 Confronto con i risultati degli scorsi anni	88
7 Note sulla reiezione degli eventi di tipo Bhabha	91
7.1 Riconoscimento della presenza di elettroni nei <i>jet</i> da parte dell'algoritmo di ricostruzione	94
7.2 Criteri alternativi per la reiezione di eventi di tipo Bhabha	97
8 Parametri elettrodeboli	102
8.1 Il <i>fit</i> ai parametri elettrodeboli	102
8.2 Misure di L3 relative allo Z^0	105
8.3 Risultati dei <i>fit</i> ai dati di L3	109
8.3.1 <i>Fit</i> basato sul Modello Standard	115
Conclusioni	118
Bibliografia	119
Ringraziamenti	122

Introduzione

Uno degli obiettivi fondamentali del collisionatore elettrone-positrone LEP del CERN di Ginevra è stato, nella prima fase della sua attività, ad energie nel centro di massa intorno a 91 GeV, lo studio della risonanza Z^0 con la maggiore precisione possibile e, conseguentemente, dei parametri della teoria elettrodebole.

La misura della sezione d'urto e dell'asimmetria di carica di produzione di coppie $\tau^+\tau^-$ ad energie intorno alla risonanza Z^0 rientrano in questo quadro generale e contribuiscono alle verifiche più stringenti del Modello Standard di Glashow, Weinberg e Salam.

Inoltre questa misura fornisce come prodotto supplementare la possibilità di avere un campione di eventi τ praticamente “pulito” ed utilizzabile per analisi dettagliate nel vasto campo della fisica del leptone τ tra le quali, citandone solo alcune, la misura dei rapporti di decadimento topologici e di quelli adronici, la misura della polarizzazione, ecc.

La tesi è organizzata nel seguente modo:

- nel **Capitolo 1** sono esposti i concetti fondamentali relativi al Modello Standard nella sua versione minimale. Una particolare attenzione viene data alla fisica dei collisionatori elettroni-positroni e soprattutto alla fisica elettrodebole alla risonanza Z^0 ;
- nel **Capitolo 2** è descritto l'apparato sperimentale attraverso il quale è stato possibile portare a compimento l'analisi;
- nel **Capitolo 3** sono evidenziate le procedure di ricostruzione e di simulazione degli eventi nell'ambito della collaborazione L3;

- nel **Capitolo 4** viene descritta la selezione degli eventi utilizzata per la misura della sezione d'urto per il processo $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$;
- nel **Capitolo 5** vengono presentate le modalità della misura della sezione d'urto;
- nel **Capitolo 6** viene descritta la procedura utilizzata per la misura dell'asimmetria di carica degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$;
- nel **Capitolo 7** sono discusse alcune eventuali migliorie riguardo la reiezione di eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ a piccolo angolo;
- infine nel **Capitolo 8** sono esposti i risultati ottenuti nelle varie procedure di *fit* ai parametri del Modello Standard nell'ambito della collaborazione L3.

Il sistema di unità di misura adottato nella tesi per la descrizione delle grandezze microscopiche è quello universalmente adottato per le misure nel campo delle alte energie in cui $\hbar = c = 1$; le energie sono misurate in eV (1 eV = $1.6 \cdot 10^{-19}$ J) e le sezioni d'urto in barn (1 b = 10^{-28} m²).

Capitolo 1

Il Modello Standard Minimale

1.1 Il Modello Standard Minimale

Il modello standard minimale (MSM) [1] descrive le particelle elementari e le loro interazioni, esclusa l’interazione gravitazionale per la quale non esiste una teoria quantizzata. L’intensità dell’interazione gravitazionale è comunque trascurabile rispetto alle altre interazioni.

Negli ultimi vent’anni sono stati effettuati numerosi test sperimentali, con precisione crescente, senza che sia stata evidenziata alcuna differenza significativa con le previsioni del MSM.

1.1.1 Le particelle elementari

Secondo il Modello Standard Minimale, in natura esistono due tipi fondamentali di fermioni, leptoni e *quark*, nonché le rispettive antiparticelle.

I *quark* hanno carica elettrica frazionaria, $+\frac{2}{3}e$ o $-\frac{1}{3}e$, dove e è il modulo della carica elettrica dell’elettrone, e non possono essere isolati. Essi si suddividono, sulla base dell’assegnazione di numeri quantici interni, in sei “saponi”, u, d, s, c, b e t, con masse crescenti.

Le particelle che intervengono nelle interazioni forti, denominate adroni, sono costituite da combinazioni di *quark* ed *antiquark* e si suddividono in barioni e mesoni.

I barioni sono costituiti da tre *quark*, mentre i mesoni sono costituiti da una coppia *quark-antiquark*.

I leptoni e gli antileptoni hanno invece una carica elettrica intera, 0 o $\pm e$, e sono raggruppati in tre famiglie, e , μ e τ . I leptoni neutri sono chiamati neutrini ed hanno una massa nulla o comunque molto piccola.

1.1.2 Simmetrie locali

Il Modello Standard Minimale descrive le interazioni elettromagnetica, debole e forte richiedendo l'invarianza per trasformazioni di fase locali $U(x)$ dei campi $\Psi(x)$:

$$\Psi(x) \longrightarrow \Psi'(x) = U(x)\Psi(x) , \quad (1.1)$$

dove $U(x)$ è un'operazione di simmetria dipendente in maniera continua dalle coordinate locali spazio-temporali x . La trasformazione può essere posta nella forma:

$$U(x) = \exp[\alpha_i(x)A^i] , \quad (1.2)$$

dove gli indici i si intendono contratti. Gli A^i sono i generatori del gruppo di simmetria e gli $\alpha_i(x)$ sono dei coefficienti dipendenti dalle coordinate spazio-temporali.

L'interazione forte tra i *quark* è formulata in termini di numeri quantici di colore. La cromodinamica quantistica (QCD) è una teoria di Yang-Mills, ovvero una teoria di gauge non abeliana, con una simmetria locale $SU(3)_C$, nell'ambito della quale ogni sapore rappresenta un triplesotto di colore. La richiesta dell'invarianza di fase locale implica l'esistenza di un ottetto di bosoni a massa nulla, i gluoni, corrispondenti agli otto generatori del gruppo di simmetria.

L'interazione elettromagnetica è formulata in base alla richiesta dell'invarianza sotto una simmetria locale del tipo $U(1)_{em}$, che è un gruppo abeliano.

Quando venne proposta l'unificazione elettrodebole, vent'anni fa, le correnti deboli neutre non erano ancora state scoperte. Il più semplice gruppo di simmetria adatto a descrivere le interazioni elettrodeboli, come erano conosciute, era $SU(2)$, che però portava ad una contraddittoria rappresentazione in multipletti dei fermioni. Infatti mentre l'interazione elettromagnetica non distingue tra fermioni a elicità positiva e

negativa, alle interazioni deboli cariche (le uniche allora conosciute) partecipano solo fermioni a elicità negativa (antifermioni a elicità positiva).

Una semplice via d'uscita consisteva nel supporre che l'intero gruppo di simmetria elettrodebole fosse: $G_{EW} = SU(2)_L \otimes U(1)$, dove L indica il fatto che il gruppo di simmetria $SU(2)$ riguarda solo fermioni a elicità negativa. Questa assunzione implicava l'esistenza delle correnti deboli neutre.

Il gruppo G_{EW} ha quattro generatori: T_1, T_2 e T_3 (isospin debole) per il gruppo $SU(2)_L$ ed Y (ipercarica debole) per il gruppo $U(1)$. I corrispondenti bosoni di gauge sono un tripletto vettoriale W_μ^i ($i=1,2,3$) ed un singoletto vettoriale B_μ , tutti a massa nulla. Le combinazioni lineari indipendenti di questi quattro campi forniscono quattro nuovi bosoni, tre dei quali acquistano massa per il fenomeno della rottura spontanea di simmetria, mentre uno rimane privo di massa. I tre bosoni vettoriali massivi sono i due W^\pm , che sono accoppiati alle correnti deboli cariche e lo Z^0 , che è accoppiato alle correnti deboli neutre. Il bosone a massa nulla può essere identificato con il fotone.

Il gruppo di simmetria originario, G_{EW} , si trasforma nel gruppo di simmetria abeliano $U(1)_{em}$, il cui generatore Q , la carica elettrica, è una combinazione lineare dei generatori del gruppo di simmetria originario:

$$Q = T_3 + Y . \quad (1.3)$$

Gli altri tre gradi di libertà sono stati persi per fornire le masse ai W^\pm ed allo Z^0 .

Riassumendo, il gruppo di simmetria complessivo del MSM descrivente l'interazione forte e quella elettrodebole è :

$$\begin{aligned} G_{MSM} &= SU(3)_C \otimes G_{EW} , \text{ con} \\ G_{EW} &= SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM} . \end{aligned} \quad (1.4)$$

Essendo G_{MSM} il prodotto diretto di tre gruppi di simmetria indipendenti, ci saranno tre costanti di accoppiamento g_1, g_2, g_3 per $U(1)$, $SU(2)_L$, $SU(3)_C$.

Le componenti sinistrorsa e destrorsa di un campo fermionico sono date rispettivamente da:

$$\Psi_L \equiv \frac{1 - \gamma_5}{2} \Psi \quad \Psi_R \equiv \frac{1 + \gamma_5}{2} \Psi . \quad (1.5)$$

1.	2.	3.	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	T_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1	2	+1/2	-1/2	0
e_R	μ_R	τ_R	1	2	-1/2	-1/2	0
			1	1	0	-1	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	3	2	+1/2	+1/6	+2/3
u_R	c_R	t_R	3	2	-1/2	+1/6	-1/3
d_R	s_R	b_R	3	1	0	+2/3	+2/3
			3	1	0	-1/3	-1/3
			$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	T_3	Y	Q
G^a			8	1	0	0	0
W^+			1	3	+1	0	+1
W^3			1	3	0	0	0
W^-			1	3	-1	0	-1
B			1	1	0	0	0
ϕ^+			1	2	+1/2	+1/2	+1
ϕ^0			1	2	-1/2	+1/2	0

Tabella 1.1: Multipletti e numeri quantici di leptoni, quark, bosoni di gauge e bo-
sone di Higgs nel MSM. L'apice (') sui quark di tipo d indica gli autostati di
simmetria, ricavabili dagli autostati di massa attraverso la matrice di mixing di
Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

I fermioni (leptoni e quark) sono raggruppati in tre generazioni con masse crescenti.
Nella tabella 1.1 sono elencate le particelle fondamentali con i numeri quantici e le
molteplicità relative ai gruppi di simmetria.

1.1.3 Lagrangiana del Modello Standard Minimale

La completa lagrangiana del MSM può essere espressa mediante la somma di quattro
termini:

$$\mathcal{L}_{\text{MSM}} = \mathcal{L}_{\text{Yang-Mills}} + \mathcal{L}_{\text{Fermion}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} . \quad (1.6)$$

La lagrangiana di Yang-Mills contiene l'energia cinetica dei campi di gauge asso-
ciati ai gruppi di simmetria, $U(1)$, $SU(2)_L$ ed $SU(3)_C$.

La lagrangiana fermionica descrive la cinematica e la dinamica dei fermioni, ovvero la loro energia cinetica e l'interazione con i campi di gauge, introdotta con la derivata covariante.

La lagrangiana di Yukawa infine fornisce le masse ai fermioni tramite l'accoppiamento con il bosone di Higgs.

1.1.4 Rottura spontanea della simmetria

La lagrangiana del campo scalare di Higgs può essere scritta come:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi) , \quad (1.7)$$

dove D^μ è la derivata covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 Y B_\mu + ig_2 \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i + ig_3 \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a , \quad (1.8)$$

ed i generatori $\tau_i/2 \equiv T_i$ e $\lambda_a/2$ sono rispettivamente quelli dei gruppi SU(2) ed SU(3).

Il campo di Higgs nel MSM si trasforma come un doppietto di $SU(2)$ e come un singoletto di $SU(3)$; di conseguenza i termini di accoppiamento con i gluoni possono non essere presi in considerazione nella derivata covariante.

Il potenziale d Higgs è:

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = m^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 . \quad (1.9)$$

Per ragioni di stabilità, λ deve essere strettamente positivo, mentre m^2 può essere anche minore di zero, nel qual caso il potenziale ha un'infinità di minimi non triviale per:

$$(\Phi^\dagger \Phi) = -\frac{m^2}{2\lambda} = \frac{1}{2} \Phi_0^2 > 0 , \quad (1.10)$$

lontano dall'origine, dove l'ultimo segno di uguaglianza definisce la costante positiva Φ_0 .

La rottura spontanea della simmetria si realizza scegliendo di quantizzare la teoria intorno ad uno di questi minimi. Poiché Φ è un campo complesso, avrà quattro gradi di libertà e potrà essere posto nella forma:

$$\Phi(x) = \exp \left[i\pi^i(x)\tau_i/2\Phi_0 \right] \begin{pmatrix} 0 \\ [\rho(x) + \Phi_0]/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Il fattore di fase può essere rimosso sfruttando l'invarianza per trasformazioni di gauge locali, e così senza perdere di generalità, si può scrivere:

$$\Phi'(x) = \exp \left[-i\pi^i(x)\tau_i/2\Phi_0 \right] \Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ [\rho(x) + \Phi_0]/\sqrt{2} \end{pmatrix} . \quad (1.12)$$

Rimane dunque un solo bosone di Higgs nella teoria, chiamato H^0 .

1.1.5 Le masse dei bosoni

Usando l'espressione suddetta per $\Phi(x)$,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}} = & \frac{g_2^2}{4} W_-^\mu W_\mu^+ (\rho + \Phi_0)^2 + \\ & + \frac{1}{8} (g_2 W_3^\mu - g_1 B^\mu) (g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu) (\rho + \Phi_0)^2 + \\ & + \frac{1}{2} \partial^\mu \rho \partial_\mu \rho + \frac{m^2}{2} (\rho + \Phi_0)^2 + \frac{\lambda}{4} (\rho + \Phi_0)^4 . \end{aligned} \quad (1.13)$$

I primi due termini descrivono l'interazione del bosone di Higgs con i bosoni vettoriali, i quali non sono più privi di massa. Gli ultimi termini della lagrangiana in questione descrivono il bosone di Higgs e la sua autointerazione.

I W^\pm hanno acquisito una massa $g_2 \Phi_0/2$, mentre la combinazione lineare $g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu$ costituisce un nuovo campo, lo Z^0 , con massa $\Phi_0 \sqrt{g_1^2 + g_2^2}/2$. Il campo elettromagnetico A_μ sarà dato dalla combinazione ortogonale; il fotone γ quindi non acquista massa.

Semplificando la notazione si ha:

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

dove:

$$\sin \theta_W \equiv \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad \cos \theta_W \equiv \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad . \quad (1.15)$$

Il valore di θ_W (definito angolo di Weinberg) deve verificare la seguente relazione:

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W \quad . \quad (1.16)$$

1.1.6 Le correnti nella teoria elettrodebole

L'interazione dei fermioni con i bosoni vettoriali W^\pm, Z^0 e γ , può essere descritta in termini di correnti bilineari nei campi fermionici. Definendo:

$$\begin{aligned} J_\mu^\pm &\equiv \bar{\Psi}_L \gamma_\mu \tau^\pm \Psi_L \\ J_\mu^3 &\equiv \bar{\Psi}_L \gamma_\mu \frac{\tau^3}{2} \Psi_L \\ J_\mu^Y &\equiv \bar{\Psi} \gamma_\mu Y \Psi \quad , \end{aligned} \quad (1.17)$$

la lagrangiana di interazione tra i fermioni ed i bosoni di gauge diventa:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int} = - & \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} A_\mu J_{EM}^\mu - \sqrt{g_1^2 g_2^2} Z_\mu^0 J_{NC}^\mu + \\ & - \frac{g_2}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ J_+^\mu + W_\mu^- J_-^\mu) \quad , \end{aligned} \quad (1.18)$$

con

$$\begin{aligned} J_{EM}^\mu &= J_3^\mu + J_Y^\mu = Q \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi \\ J_{NC}^\mu &= J_3^\mu - \sin^2 \theta_W J_{EM}^\mu = \bar{\Psi} \gamma^\mu \frac{g_V - g_A \gamma^5}{2} \Psi \\ J_\pm^\mu &= \bar{\Psi} \gamma^\mu \frac{V - A \gamma^5}{2} \tau^\pm \Psi \quad . \end{aligned} \quad (1.19)$$

Il modulo della carica elettrica dell'elettrone, e , verifica le seguenti relazioni:

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = g_1 \cos \theta_W = g_2 \sin \theta_W . \quad (1.20)$$

Quest'espressione della lagrangiana fornisce per ogni fermione elementare f le costanti di accoppiamento della parte vettoriale e di quella assiale delle correnti deboli neutre:

$$g_A^f = T_3^f \quad g_V^f = T_3^f - 2 \frac{Q^f}{e} \sin^2 \theta_W , \quad (1.21)$$

dove Q^f è la carica elettrica del fermione, e delle correnti deboli cariche:

$$A^f = V^f = 1 . \quad (1.22)$$

1.2 Produzione di coppie fermioniche in processi

$$e^+ e^-$$

In acceleratori e^+e^- lo stato iniziale consiste di elettroni e positroni che interagiscono soltanto in maniera elettrodebole.

I diagrammi di Feynmann all'ordine più basso (approssimazione di Born) derivanti dal MSM si suddividono in due classi:

- scattering in canale s, tramite γ , Z^0 od H^0 virtuali
- scattering in canale t, tramite γ , W^\pm , Z^0 , e , H^0 virtuali.

In generale i diagrammi con il bosone di Higgs forniscono un contributo trascurabile rispetto agli altri, poiché l'accoppiamento del bosone di Higgs ai fermioni è proporzionale al rapporto tra la massa di questi e la massa dello Z^0 . I suddetti diagrammi pertanto non saranno presi in considerazione.

Nel caso di scattering nel canale t, lo stato finale è composto di particelle ben determinate: se consideriamo una coppia di fermioni nello stato finale, questi non potranno essere che e^+e^- (tramite scambio di Z^0 o di γ) o $\nu_e \bar{\nu}_e$ (tramite scambio di W^\pm).

Il canale t del Bhabha scattering, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ fornisce il contributo principale al valore della sezione d'urto di scattering a piccoli angoli; questo processo viene tipicamente utilizzato per misurare la luminosità negli acceleratori.

Il bosone vettoriale prodotto nel canale s decade in ogni coppia di fermioni cinematicamente permessa, secondo il diagramma descritto in figura 1.1.

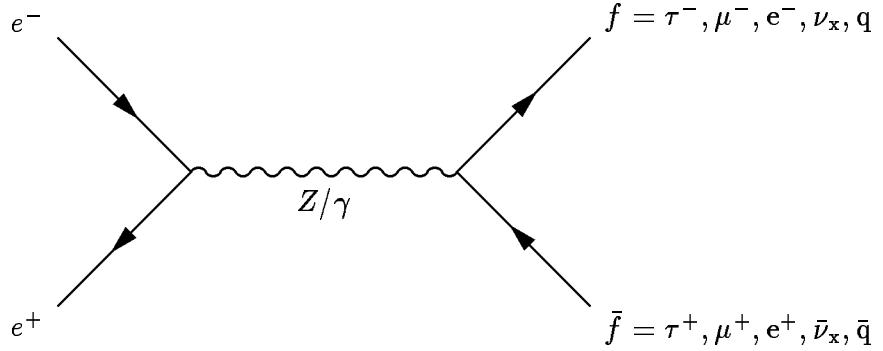


Fig. 1.1: Diagramma di Feynman al primo ordine per la produzione di una coppia di fermioni.

1.3 Sezione d'urto ed asimmetria di carica

Il valore della sezione d'urto differenziale per produzione di coppie di fermioni carichi, $f\bar{f}$ (con $f \neq e$, in maniera tale da poter considerare i diagrammi di scattering relativi al solo canale s), contiene un termine relativo allo scambio di un fotone, un termine relativo allo scambio di uno Z^0 ed un termine di interferenza.

L'andamento della sezione d'urto di produzione di coppie $\tau^+\tau^-$ in funzione dell'energia nel centro di massa ed i valori sperimentali finora ottenuti sono mostrati in figura 1.2 [2] (risonanze adroniche escluse).

Considerando fasci iniziali non polarizzati e trascurando le masse dei fermioni, la sezione d'urto di produzione di una coppia di fermioni carichi, $f\bar{f}$, in un definito stato di elicità $h_f = \pm 1$ è:

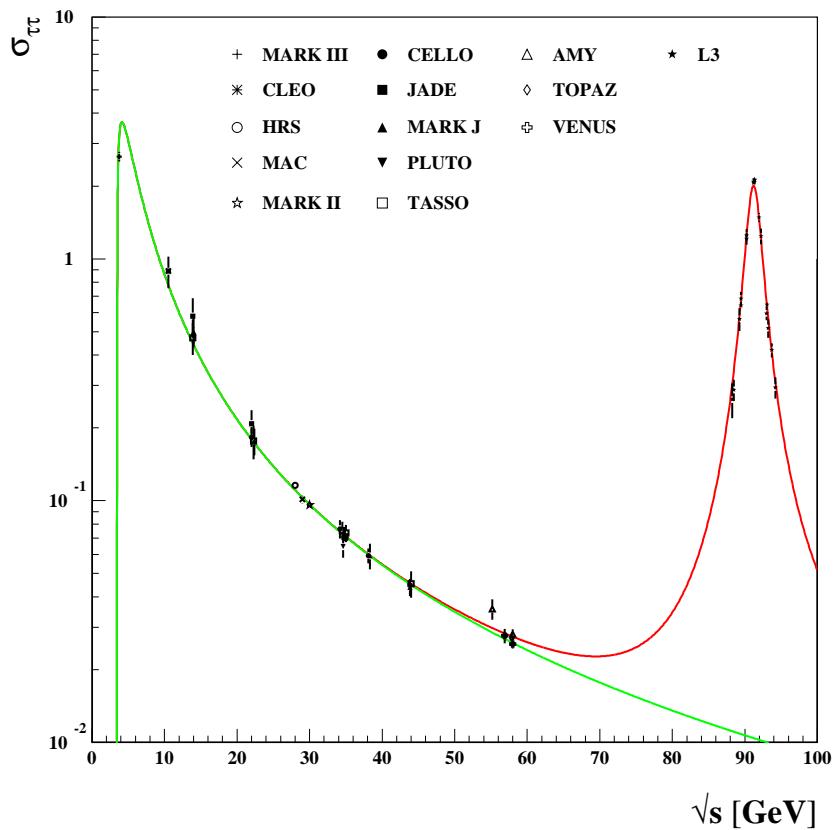


Fig. 1.2: Sezione d'urto di produzione di coppie $\tau^+\tau^-$ in funzione dell'energia nel centro di massa. I punti sovrapposti individuano i valori sperimentali finora ottenuti.

$$\frac{d\sigma_0(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}; h_f)}{d\cos\theta} = \frac{3}{8} N_C^f [A(1 + \cos^2\theta) + B\cos\theta + h_f\{C(1 + \cos^2\theta) + D\cos\theta\}] \frac{\sigma_{QED}}{2} \quad (1.23)$$

dove N_C^f è un fattore di QCD pari alla degenerazione di colore (3 per i *quark* ed 1 per il leptoni). L'angolo θ è l'angolo polare del fermione, f , di stato finale rispetto al fascio di positroni ($\cos\theta \equiv \cos\theta_f = -\cos\theta_{\bar{f}}$). La sezione d'urto totale tramite interazione di fotone è data da:

$$\sigma_{QED}(s) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3s} \quad (1.24)$$

dove α_{em} è la costante di struttura fine elettromagnetica ed s rappresenta il quadrato dell'energia nel centro di massa. I coefficienti A , B , C e D contengono varie combinazioni delle costanti di accoppiamento elettrodeboli del fermione f , oltre ad essere funzioni dell'energia totale nel centro di massa.

Sommendo sulle elicità dei fermioni dello stato finale si ottiene:

$$\frac{d\sigma_0(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})}{d\cos\theta} = \frac{3}{8} N_C^f [A(1 + \cos^2\theta) + B\cos\theta] \sigma_{QED} \quad (1.25)$$

La sezione d'urto totale ha l'espressione:

$$\sigma_0(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}; s) = N_C^f A(s) \sigma_{QED}(s). \quad (1.26)$$

Al picco dello Z^0 , si possono trascurare i termini derivanti dallo scambio di γ e dall'interferenza Z^0/γ , e la sezione d'urto assume la forma di una risonanza alla Breit-Wigner:

$$\begin{aligned} \sigma_Z &\equiv \sigma_0(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}) \\ &= 12\pi N_C^f \cdot \frac{\alpha_{em}^2 [g_{Ve}^2 + g_{Ae}^2][g_{Vf}^2 + g_{Af}^2]}{(12\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W)^2} \cdot \frac{s}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} \\ &\equiv \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{ff}}{\Gamma_Z^2} \cdot \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2}, \end{aligned} \quad (1.27)$$

dove

$$\begin{aligned}\Gamma_{ff} &= N_C^f \frac{\alpha_{em} M_Z}{12 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} [g_{Vf}^2 + g_{Af}^2] \\ &= N_C^f \frac{G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} [g_{Vf}^2 + g_{Af}^2] .\end{aligned}\quad (1.28)$$

Misure delle varie sezioni d'urto di produzione di coppie $f\bar{f}$, possono essere utilizzate per determinare le proprietà dello Z^0 . Massa, larghezza di decadimento totale e larghezze di decadimento parziali possono essere determinate dalla posizione, dalla larghezza e dall'altezza della curva di risonanza che descrive l'andamento della sezione d'urto in funzione dell'energia del centro di massa.

Si possono inoltre definire tre quantità, o meglio asimmetrie:

1. l'asimmetria avanti-indietro (o di carica) A_{fb} :

$$A_{fb} \equiv \frac{\sigma(\cos \theta > 0) - \sigma(\cos \theta < 0)}{\sigma(\cos \theta > 0) + \sigma(\cos \theta < 0)} = \frac{3}{8} \frac{B(s)}{A(s)} , \quad (1.29)$$

2. l'asimmetria di polarizzazione A_{pol} :

$$A_{pol}(s) \equiv \frac{\sigma(h_f = +1) - \sigma(h_f = -1)}{\sigma(h_f = +1) + \sigma(h_f = -1)} = -\frac{C(s)}{A(s)} , \quad (1.30)$$

3. l'asimmetria di polarizzazione avanti-indietro A_{pol}^{fb} :

$$A_{pol}^{fb}(s) \equiv \frac{\sigma(h_f \cos \theta > 0) - \sigma(h_f \cos \theta < 0)}{\sigma(h_f \cos \theta > 0) + \sigma(h_f \cos \theta < 0)} = -\frac{3}{8} \frac{D(s)}{A(s)} . \quad (1.31)$$

Al picco dello Z^0 , queste asimmetrie hanno una semplice espressione in funzione delle costanti di accoppiamento g_A e g_V . Definendo:

$$\mathcal{P}_f \equiv \frac{-2g_V^f g_A^f}{(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2} , \quad (1.32)$$

si ha:

$$A_{fb}(s = m_Z^2) = \frac{3}{4} \mathcal{P}_e \mathcal{P}_f \quad (1.33)$$

$$A_{pol}(s = m_Z^2) = \mathcal{P}_f \quad (1.34)$$

$$A_{pol}^{fb}(s = m_Z^2) = \frac{3}{4} \mathcal{P}_e \quad (1.35)$$

Da notare che in questa approssimazione $A_{fb} = A_{pol} \cdot A_{pol}^{fb}$. In figura 1.3 sono riportati l'andamento dell'asimmetria di carica in funzione dell'energia nel centro di massa ed i valori sperimentali finora misurati.

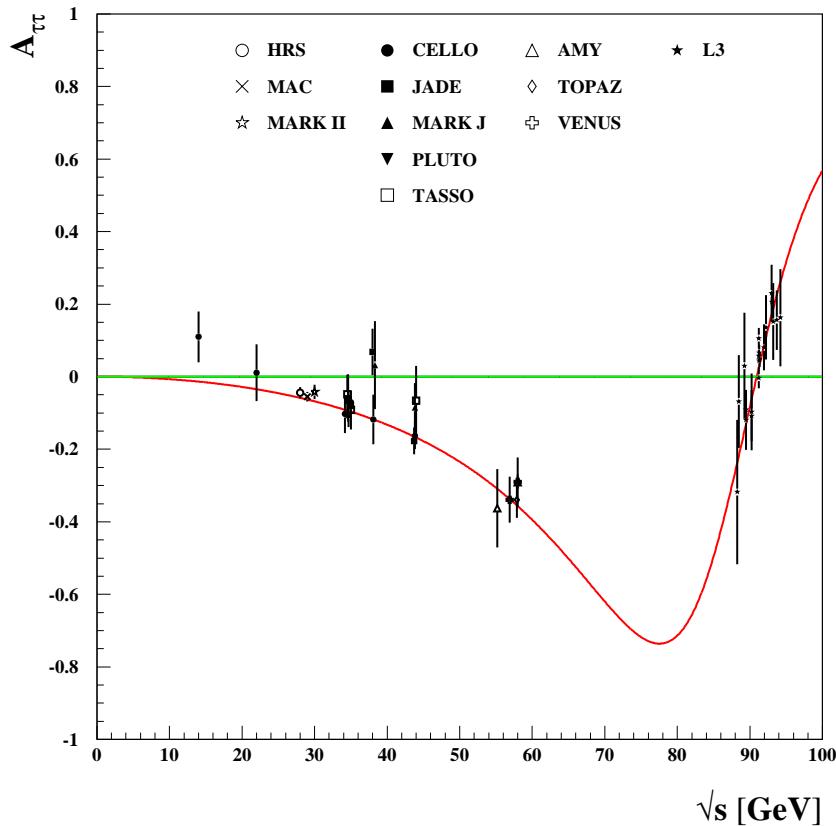


Fig. 1.3: Asimmetria di carica delle coppie $\tau^+\tau^-$ in funzione dell'energia nel centro di massa. I punti sovrapposti individuano i valori sperimentali finora ottenuti.

Capitolo 2

Apparato sperimentale

L3 [3] è uno dei quattro rivelatori operanti sull'anello di accumulazione LEP (*Large Electron-Positron collider*) del CERN di Ginevra, insieme ad ALEPH [4], DELPHI [5] ed OPAL [6].

2.1 L'anello di accumulazione

Le caratteristiche richieste sulla definizione dei fasci hanno determinato le dimensioni della macchina: il LEP ha una circonferenza di circa 27 Km ed è localizzato in un tunnel che si estende dalle montagne del Jura dalla parte francese fino all'aeroporto di Ginevra dal lato svizzero, come mostrato in figura 2.1.

L'anello LEP è l'ultimo di una catena di acceleratori, come mostrato in figura 2.2.

Il sistema di iniezione consiste di due acceleratori lineari (LIL) da 200 MeV e 600 MeV, seguiti da un accumulatore di elettroni e positroni (EPA) per aumentare l'intensità dei fasci. Le particelle accumulate vengono quindi iniettate nel protosincrotron (PS) che opera come un sincrotron da 3.5 GeV per elettroni e positroni. Il protosincrotron inietta quindi i fasci nell' SPS (superprotosincrotron) che li accelera fino 20 GeV prima di iniettarli nell'anello LEP. Quest'ultimo funziona dapprima come un acceleratore dall'energia di iniezione dei fasci fino all'energia di collisione, e quindi come un anello di accumulazione in attesa delle collisioni.

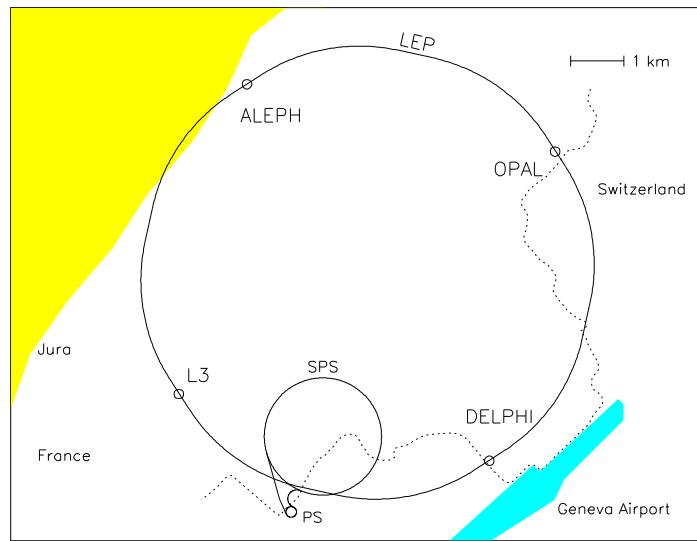


Fig. 2.1: Vista dall'alto dell'anello di accumulazione LEP.

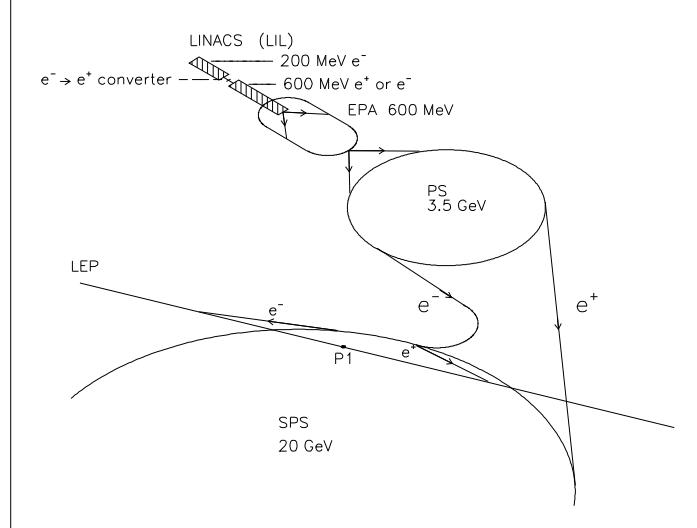


Fig. 2.2: Vista schematica del sistema di accelerazione per il LEP.

L'anello LEP è composto da otto archi di circonferenza connessi da otto sezioni rettilinee. Nelle sezioni curvilinee si trovano i dipoli magnetici che guidano i fasci attorno all'anello. Tutte le sezioni rettilinee contengono un punto di intersezione tra i fasci (IP) numerati da 1 a 8. Di questi, soltanto quelli con numero pari sono provvisti di grandi rivelatori.

In entrambi i lati dei rivelatori, dei quadrupoli magnetici superconduttori focalizzano i fasci nel punto di intersezione, aumentando la luminosità nelle regioni sperimentali.

Nelle regioni che contengono L3 ed OPAL ci sono inoltre cavità a radiofrequenza per compensare la perdita di energia per radiazione di sincrotrone e per accelerare i fasci dall'energia di iniezione fino all'energia nominale.

Le particelle viaggiano attraverso l'anello di accumulazione raggruppate in 8 pacchetti (*bunch*) circolanti contemporaneamente. Il tempo di rivoluzione di $88 \mu\text{s}$ determina un tempo di incrocio dei fasci pari a $11 \mu\text{s}$.

2.2 Il rivelatore L3

Procedendo dal punto di interazione verso l'esterno, il rivelatore è composto dai seguenti sottorivelatori (figura 2.3):

- un rivelatore di microvertici al silicio (SMD);
- una camera a espansione temporale (TEC) per il tracciamento delle particelle cariche;
- un calorimetro elettromagnetico costituito da cristalli di ortogermanato di bismuto (BGO);
- uno strato di scintillatori;
- un calorimetro adronico ad uranio impoverito e camere proporzionali;
- uno spettrometro per muoni munito di camere a deriva multifilo.

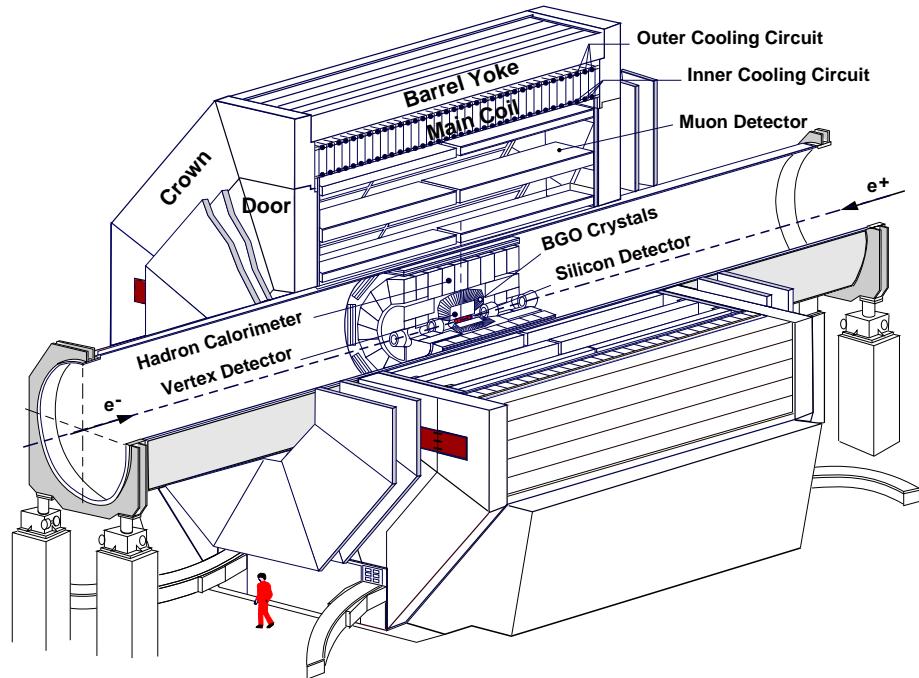


Fig. 2.3: Vista prospettica del rivelatore L3 e dei suoi componenti.

Il tubo a vuoto nel quale circolano i fasci ha un raggio di 5.3 cm, ed è composto di berillio nella sezione centrale davanti ai rivelatori di tracce, e di fibra di carbonio fino ai *monitor* di luminosità più esterni.

I rivelatori più interni, SMD, TEC, i calorimetri, gli scintillatori ed i *monitor* di luminosità sono posti all'interno di una struttura tubolare d'acciaio lunga 32 m e con un diametro di 4.5 m. La parte centrale di questa struttura è circondata da tre strati di camere per la rivelazione dei muoni.

Tutti i rivelatori sono posti all'interno di un solenoide dal diametro 12 m, che fornisce un campo magnetico pressoché uniforme di 0.5 T diretto lungo l'asse dei fasci.

Le caratteristiche più originali del rivelatore sono lo spettrometro per muoni ed il calorimetro elettromagnetico di altissima precisione, che consentono raffinate misure di energia (impulso per i muoni) e di posizione per muoni, elettroni e fotoni.

D'ora in avanti, per il sistema di riferimento del rivelatore si utilizzeranno le seguenti convenzioni:

- l'origine coincide con il centro geometrico di L3 (vertice di interazione nominale);
- l'asse z coincide con l'asse dei fasci;
- l'asse x punta verso il centro dell'anello LEP;
- l'asse y punta verso l'alto.

Data la struttura del rivelatore, è più conveniente introdurre le coordinate sferiche:

- il raggio r denota la distanza dall'origine;
- l'angolo polare θ è misurato rispetto all'asse z;
- l'angolo azimutale ϕ è misurato nel piano x/y rispetto all'asse x.

2.2.1 Il rivelatore di vertici al silicio

Il rivelatore SMD [7] (figura 2.4) è costituito da due strati concentrici di forma cilindrica, ognuno dei quali è formato da 12 moduli, detti *ladder*.

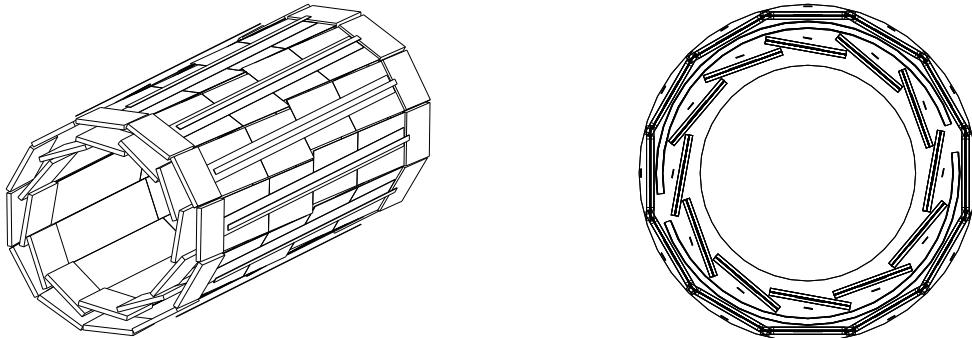


Fig. 2.4: Vista prospettica e sezione longitudinale del rivelatore al silicio.

Ogni modulo è composto da due unità elettricamente indipendenti, gli *half-ladder*, ognuno dei quali consiste a sua volta di due sensori al silicio (e della relativa elettronica) spessi circa $300 \mu\text{m}$ e con un'area attiva di $(7.04 \times 3.84)\text{cm}^2$.

I moduli interni sono orientati parallelamente all'asse del fascio e sono disposti in maniera tale da creare una regione di sovrapposizione per facilitare l'allineamento

del rivelatore usando le tracce. I moduli esterni sono ruotati di 2° rispetto allo strato interno per risolvere le ambiguità nella ricostruzione delle tracce. La trasparenza del rivelatore risulta essere di circa $0.012 \times X_0$ ad incidenza normale alla superficie.

I sensori sono composti in massima parte di silicio di tipo n ad elevata purezza. La giunzione di ciascun sensore ha strisce di tipo p^+ ogni $25 \mu m$ parallele al lato lungo del sensore, mentre nel lato ohmico del sensore ci sono strisce di tipo n^+ ogni $50 \mu m$, perpendicolari al lato lungo del sensore, intervallate da “interstizi” di tipo p^+ . La differenza di potenziale tra i due lati di un sensore varia tra i 30 ed i $50 V$. Le strisce parallele al lato lungo dei sensori sono polarizzate per raccogliere lacune.

Il rivelatore fornisce due misure di posizione tridimensionali a circa $5.5 cm$ ed $8 cm$ dall’asse dei fasci nella regione angolare $|\cos \theta| < 0.9$, con una risoluzione di circa $10 \mu m$ e $15 \mu m$ rispettivamente.

Poiché le tracce vengono ricostruite con informazioni provenienti da SMD e dalla TEC, occorre una accurata conoscenza dello spostamento relativo di SMD rispetto alla TEC in funzione del tempo. Sono attivi due differenti sistemi per misurare lo spostamento relativo angolare e traslazionale: un sistema di monitoraggio al laser (sensibile allo spostamento lungo l’asse z) ed uno di tipo capacitivo (sensibile principalmente alla spostamento radiale ed alla rotazione azimutale), composto da sensori montati su SMD di fronte ad elettrodi montati sulla TEC.

2.2.2 La camera a espansione temporale

La camera centrale di L3, detta anche TEC [8], è stata progettata per avere la miglior risoluzione possibile nel limitato volume disponibile tra il tubo a vuoto dei fasci (inizialmente SMD non era previsto nel progetto) ed il calorimetro elettromagnetico. Un’alta risoluzione spaziale è importante per ottenere precise informazioni sulle particelle cariche provenienti dal vertice di interazione:

- individuazione e direzione delle tracce;
- carica ed impulso trasverso;
- punto di interazione e vertici secondari;

- punto e direzione di impatto sul calorimetro elettromagnetico.

La parte principale del rivelatore di tracce consiste di due camere cilindriche a deriva in un volume comune. Il principio di funzionamento di una camera ad espansione temporale è spiegato schematicamente in figura 2.5.

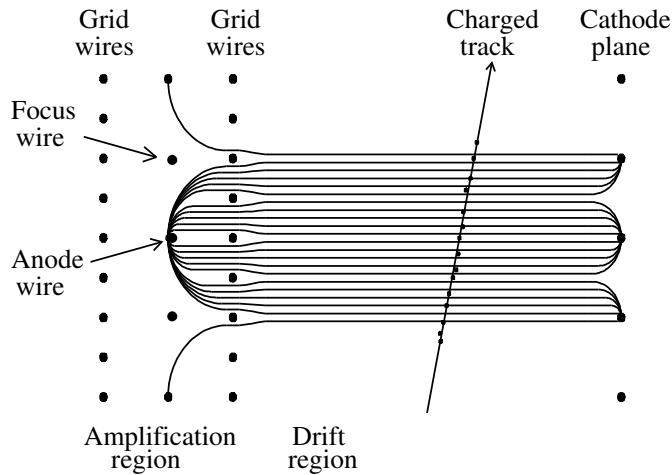


Fig. 2.5: Principio di funzionamento di una camera ad espansione temporale.

Nella TEC, un largo volume con un piccolo campo elettrico di deriva omogeneo è seguito da un piccolo volume con un campo elevato, dove avviene l'amplificazione del segnale. Il gas contenuto nella TEC è costituito da una mistura di CO_2 (80%) ed iso- C_4H_{10} , che avendo una bassa velocità di diffusione longitudinale, permette di avere una velocità di deriva di circa $6 \mu m/ns$. Le due regioni sono separate da un piano di fili che fungono da griglia e che insieme ai fili di “shaping” ed ai catodi assicurano l’omogeneità del campo nelle regioni di deriva.

Il braccio di leva totale disponibile è di circa 31.7 cm nella direzione radiale (nel piano perpendicolare all’asse dei fasci). La parte più interna della TEC, divisa in 12 settori, misura fino ad 8 punti di ionizzazione della traccia nel piano perpendicolare alla direzione dei fasci. La parte esterna, composta di 24 settori, può invece arrivare

a misurare fino a 54 punti di ionizzazione per traccia. In figura 2.6 è mostrata la disposizione dei fili all'interno di un settore TEC.

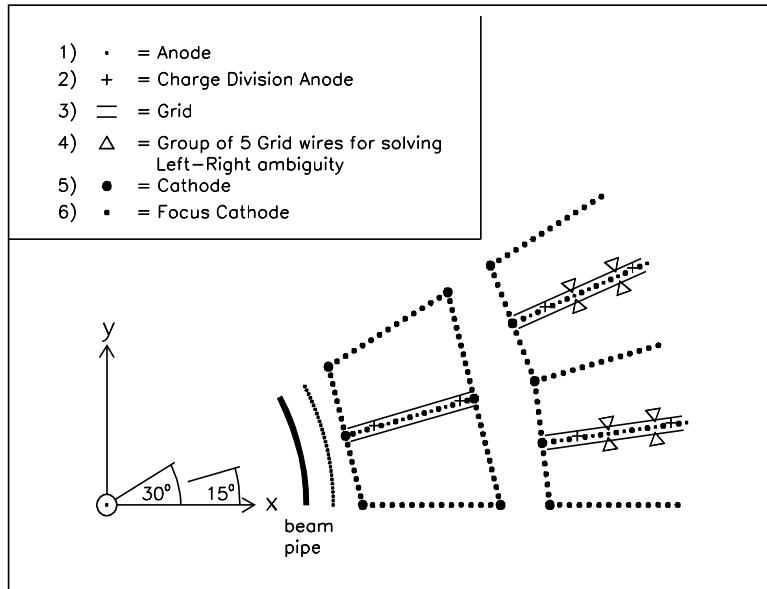


Fig. 2.6: Vista schematica di un settore interno e dei due corrispondenti settori esterni della TEC.

Gli impulsi degli anodi sono campionati attraverso dei convertitori analogici-digitali veloci, in maniera da ottenere una precisa misura del tempo di deriva utilizzando il metodo del centro di gravità.

A causa della simmetria dei settori della TEC rispetto al piano degli anodi, esiste un problema di ambiguità destra-sinistra: infatti utilizzando le sole informazioni provenienti dai fili anodici di uno stesso settore è impossibile determinare se la particella carica sia passata a destra o a sinistra dei suddetti fili. L'ambiguità è risolta richiedendo la continuità della traccia tra il settore interno e quelli esterni, nonché valutando i segnali provenienti dai fili della griglia dei settori esterni.

La risoluzione su singolo filo è di $51 \mu\text{m}$ e quella su traccia doppia è di circa $600 \mu\text{m}$ sull'intera regione di deriva. La risoluzione sull'inverso dell'impulso trasverso è di circa 0.022 GeV^{-1} per particelle a 45 GeV .

Per costruzione, una camera con fili sensibili paralleli all'asse dei fasci non può fornire informazioni dirette relative alla coordinata z (cioè lungo la direzione dei fasci).

Una misura della coordinata z può essere effettuata con il metodo della divisione di carica. A tale scopo 11 dei 62 fili disponibili per la rivelazione delle tracce sono equipaggiati su entrambe le estremità con dei convertitori analogici-digitali veloci, in maniera tale da poter ottenere misure di posizione lungo la direzione z sulla base degli integrali dei segnali. Tuttavia questo metodo permette di raggiungere una risoluzione di qualche cm soltanto.

Per questo motivo la superficie esterna della TEC è munita di una camera proporzionale a quattro strati, il rivelatore Z (figura 2.7).

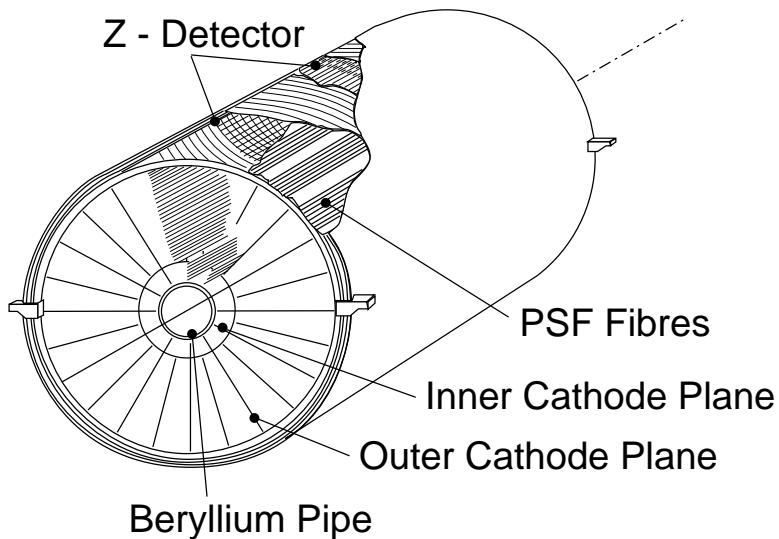


Fig. 2.7: Struttura delle camere-Z.

Questa camera misura quattro punti per ogni traccia attraverso la lettura di strie catodiche con inclinazioni definite rispetto all'asse dei fasci, per permettere una decodifica stereoscopica. In questo modo si raggiunge una risoluzione di circa 320 μm sulla misura della coordinata lungo l'asse z. L'informazione sulla coordinata z ottenuta con il metodo della divisione di carica è utilizzata per la predizione di un intervallo di ricerca dei punti nel rivelatore a camera proporzionale.

La determinazione dell'angolo polare θ per tracce a piccolo θ viene effettuata tramite delle addizionali camere a deriva (le FTC) situate nella regione avanti-indietro

tra le pareti esterne della TEC e gli *endcap* del BGO. Una misura del genere sarebbe critica per la TEC a causa dei pochi fili interessati.

2.2.3 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico [9] è stato progettato per avere la migliore risoluzione possibile in un largo intervallo di energie (da 100 MeV a 100 GeV). Un tale obiettivo può essere raggiunto solo utilizzando un calorimetro omogeneo a cristalli, in maniera da avere la misura energetica relativa all'intero sciame. Nella figura 2.8 è mostrata la disposizione dei circa 11000 cristalli di $Bi_4Ge_3O_{12}$ che compongono il calorimetro.

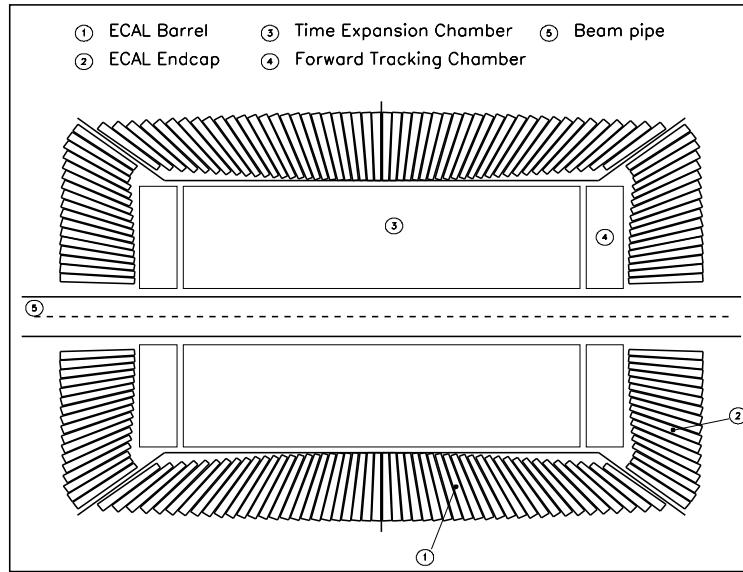


Fig. 2.8: Sezione longitudinale del calorimetro elettromagnetico.

La parte centrale, detta anche *barrel*, è composta da 7860 cristalli che coprono la regione angolare $42^\circ < \theta < 138^\circ$. Le regioni in avanti ed indietro, dette *endcap*, contengono 1527 cristalli ciascuna, estendendo la copertura fino a 12° dall'asse dei fasci. Tra la regione centrale ed il resto del calorimetro esiste una *gap* (assenza di cristalli), che nel 1995 è stata riempita con dei moduli a piombo e fibre scintillanti (EGAP) assemblati in una struttura a spaghetti (figura 2.9).

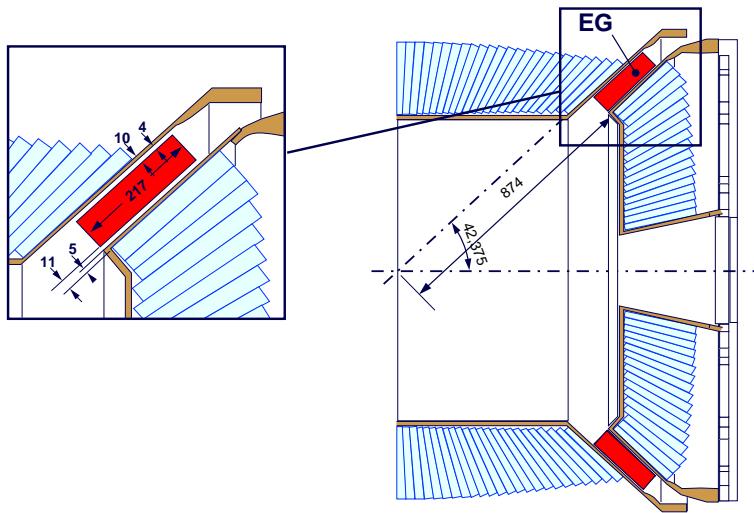


Fig. 2.9: Particolare della gap e del calorimetro (EGAP) piombo-fibre scintillanti installato nel 1995 per ottenere una copertura angolare più omogenea.

I cristalli hanno la forma di un tronco di piramide con una lunghezza di 24 cm (corrispondenti a 21 lunghezze di radiazione), una superficie anteriore di $(2 \times 2)\text{cm}^2$ ed una superficie posteriore di $(3 \times 3)\text{cm}^2$. Tutti i cristalli puntano verso il vertice di interazione e sono leggermente ruotati nella direzione azimutale, per evitare che le particelle attraversino la sola struttura di supporto senza penetrare in alcun cristallo. La risposta di ogni cristallo è letta grazie ad una coppia di fotodiodi incollati sulla superficie posteriore e sensibili alla luce di scintillazione del BGO (figura 2.10).

La parte centrale del BGO è stata calibrata al CERN con fasci di elettroni di 0.18, 2, 10 e 50 GeV. Da queste misure è stata determinata la risoluzione in energia del calorimetro, pari a circa il 5% a 0.1 GeV, meno del 2% a 2 GeV e circa l' 1.2% a 45 GeV. La linearità è migliore dell' 1%. Sopra i 2 GeV, la risoluzione sulla posizione ottenuta con il metodo del centro di gravità è inferiore ai 2 mm per sciami elettromagnetici.

Per utilizzare proficuamente la calibrazione iniziale, è necessario un continuo monitoraggio del calorimetro, che viene effettuato con delle lampade a Xenon. Gli impulsi luminosi delle lampade, trasportati sulla superficie posteriore dei cristalli da delle

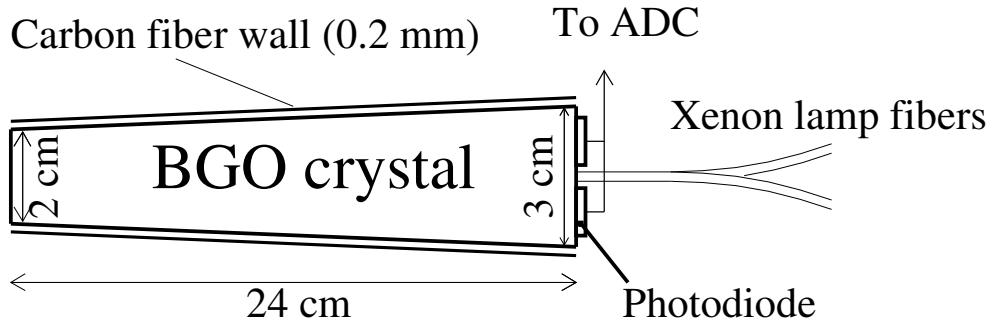


Fig. 2.10: Struttura di un singolo cristallo di BGO.

fibre trasparenti, permettono di tenere sotto controllo la trasparenza dei cristalli.

Inoltre per ottenere una calibrazione assoluta in energia alle energie di LEP, vengono utilizzati eventi di tipo Bhabha.

2.2.4 Il monitor di luminosità

Il *monitor* di luminosità [9] è stato progettato per misurare la luminosità integrata con una precisione migliore dell' 1%. A questo scopo si utilizza la frequenza di produzione di eventi Bhabha a piccoli angoli θ , dove la sezione d'urto è dominata da processi con scambio di un fotone nel canale t. Il confronto tra tale frequenza e quella prevista dai calcoli teorici fornisce la luminosità sperimentale.

Il sistema per la misura della luminosità nel punto di interazione di L3 è composto da un apposito calorimetro di BGO e da uno strato di rivelatori a microstrisce di silicio (SLUM) a $z = \pm 2.7$ m dalla regione di interazione.

Ognuno dei due calorimetri, diviso nel piano verticale per permetterne lo spostamento durante la fase di riempimento di L3, è costituito da una schiera di 304 cristalli di BGO simmetrica nell'angolo azimutale ϕ . L'angolo polare coperto è

$25 \text{ mrad} < \theta(\pi - \theta) < 70 \text{ mrad}$. La risoluzione in energia per sciami elettromagnetici è del 2%, mentre la risoluzione angolare è di 0.4 mrad in θ e 0.5° in ϕ .

In figura 2.11 è mostrata la disposizione e la struttura dei *monitor* di luminosità all'interno di L3.

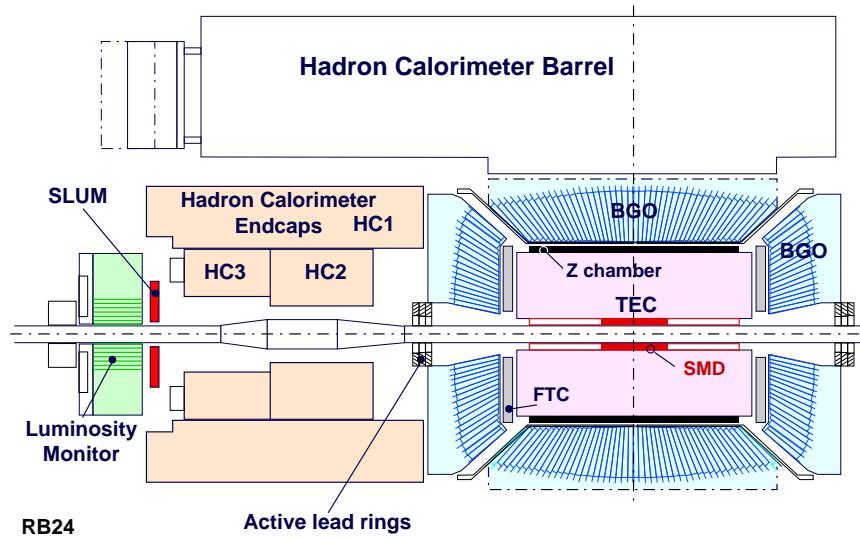


Fig. 2.11: Struttura e disposizione dei contatori di luminosità.

Prima dell'inizio del 1993, al posto dei rivelatori a microstrisce di silicio erano installate delle camere proporzionali, con una peggior risoluzione spaziale, che quindi portavano ad una maggiore incertezza sulla conoscenza del volume fiduciale per la selezione di eventi Bhabha.

2.2.5 Gli scintillatori

I contatori a scintillazione sono montati tra il calorimetro elettromagnetico e quello adronico (figura 2.12). Il sistema consiste di scintillatori plastici che sono letti tramite fotomoltiplicatori da entrambi i lati. La posizione della particella lungo la direzione del fascio può essere determinata dalla differenza temporale tra i segnali nei due lati. Ci sono 30 contatori nella regione centrale del rivelatore e 32 contatori nelle regioni in avanti ed indietro. La copertura nell'angolo polare è $|\cos \theta| < 0.83$.

Gli scintillatori, avendo una risoluzione temporale inferiore a 0.5 ns, permettono di discriminare tra muoni cosmici ed eventi di dimuoni mediante la differenza temporale tra contatori opposti: infatti nel primo caso tale differenza è di qualche nanosecondo, mentre nel secondo caso è praticamente nulla.

2.2.6 Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico di L3 [10] è a forma cilindrica ed è composto di tre parti (figura 2.12):

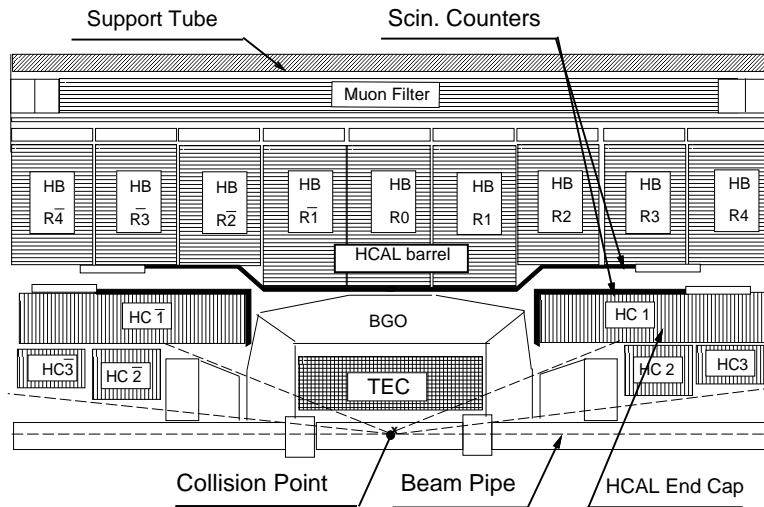


Fig. 2.12: Sezione longitudinale del calorimetro adronico di L3.

- la parte centrale (*barrel*) che ha una copertura angolare polare $35^\circ < \theta < 145^\circ$;
- il filtro muonico, situato tra la parte centrale del calorimetro adronico e le camere per muoni;
- il calorimetro adronico in avanti (*endcap*), situato dietro il calorimetro elettromagnetico ($5.5^\circ < \theta < 35^\circ, 145^\circ < \theta < 174.5^\circ$).

Sia la parte centrale che le regioni a piccolo angolo sono calorimetri a campionamento, composti da strati di uranio impoverito ed ottone, intervallati da camere proporzionali a fili.

La parte centrale è composta da nove anelli lungo l'asse dei fasci, ciascuno dei quali è suddiviso in sedici moduli nella direzione azimutale ϕ . I moduli dei tre anelli più esterni sono 10 cm più corti degli altri, per lasciare spazio alle apparecchiature di lettura ed al cablaggio. Il calorimetro contiene 7968 camere proporzionali raggruppate nella lettura in maniera da formare 23000 torri proiettive puntanti al vertice dell'interazione, sottendendo un angolo di 2.5° in θ e ϕ . In ogni modulo la segmentazione è pari a nove nelle direzioni trasverse e a otto (dieci) nella direzione longitudinale per moduli corti (lunghi).

Le regioni a piccolo angolo estendono la copertura del calorimetro adronico fino al 99.5% di 4π , e sono composte da tre anelli per ogni lato. La quantità di materia vista da una particella proveniente dal vertice di interazione varia tra le 6 e le 7 lunghezze di assorbimento. I segnali sono raggruppati in maniera da formare 3960 torri di lettura.

Combinando le informazioni provenienti dal calorimetro adronico con quelle del calorimetro elettromagnetico, si raggiunge per jet adronici una risoluzione sull'energia del 10% e sulla direzione di circa 2° .

Il filtro a muoni aggiunge una lunghezza di assorbimento alle 3.5 della parte centrale ed è composto da otto ottanti nel piano trasverso. Ogni ottante è formato da sei piastre di ottone spesse 1 cm, intervallate da 5 strati di tubi proporzionali, seguiti da uno strato di materiale assorbente spesso 1.5 cm, che ricopre la forma circolare del sistema di supporto.

Il sistema composto dai calorimetri e dal filtro muonico, consente il passaggio alle sole particelle non sciamanti (ovvero al minimo di ionizzazione) che raggiungono lo spettrometro per muoni.

2.2.7 Lo spettrometro per muoni

Lo spettrometro per muoni [3] è stato costruito per ottenere misure di alta precisione dell'impulso dei muoni. È costituito da due sezioni ($+z$ e $-z$) costituite ciascuna da

otto ottanti con tre strati di camere a deriva multifili (camere P), come mostrato in figura 2.13.

Muoni con momento superiore a 3 GeV rimangono confinati in un solo ottante; perciò l'allineamento è critico soltanto per camere appartenenti allo stesso ottante.

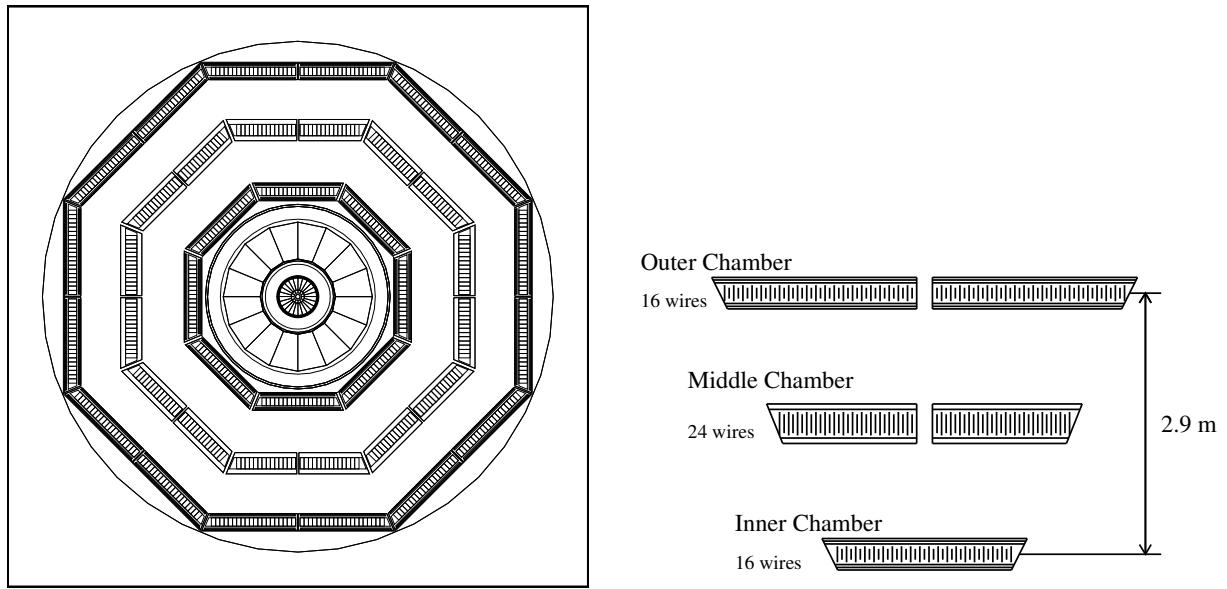


Fig. 2.13: Sezione trasversale della struttura dello spettrometro dei muoni e particolare di un singolo ottante.

Per raggiungere la risoluzione in impulso prevista nel progetto, gli errori sistematici relativi all'allineamento delle camere all'interno dello stesso ottante devono essere inferiori ai $30 \mu\text{m}$. Questo risultato è stato ottenuto grazie a differenti sistemi per il controllo e la correzione della posizione delle camere:

- un sistema opto-meccanico a fotodiodi per l'allineamento verticale;
- un sistema laser per controllare il parallelismo delle camere;
- un laser ultravioletto per simulare particelle con impulso infinito provenienti dal centro dell'apparato.

Gli strati interni (MI) ed esterni (MO) delle camere P contengono 16 fili per cella, mentre lo stato intermedio (MM) ne ha 24. Tutti contribuiscono alla determinazione dei parametri delle tracce nel piano di curvatura (figura 2.14).

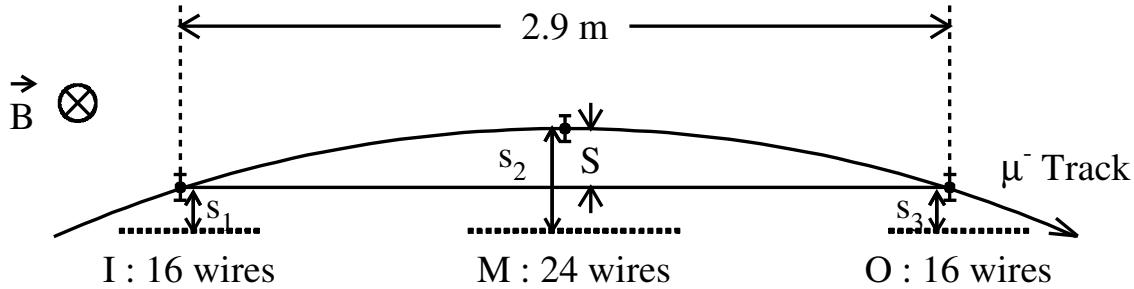


Fig. 2.14: Misura dei parametri di traccia di un muone.

Ambedue i lati delle camere P interne ed esterne sono equipaggiati con camere a deriva addizionali (camere Z), che servono per misurare la coordinata lungo l'asse dei fasci. Le camere Z sono costituite da due strati di camere a deriva, spostate dell'equivalente di una metà di cella l'una rispetto all'altra per risolvere l'ambiguità destra-sinistra.

La risoluzione per singolo filo è inferiore ai $200 \mu\text{m}$ per le camere P, in maniera da raggiungere una risoluzione in impulso pari all'1.5% a 45 GeV. Per le camere Z, la risoluzione tipica è intorno ai $500 \mu\text{m}$.

Le camere non misurano solo la sagitta (deviazione della posizione del segmento rispetto al segmento ottenuto congiungendo i segmenti interno ed esterno), ma anche l'inclinazione locale della traiettoria della particella con una accuratezza prossima al mrad. Ciò permette la determinazione dell'impulso anche con informazioni da soli due segmenti di tipo P.

La copertura in angolo polare del sistema è pari all'80% dell'angolo solido per tracce che passano attraverso i due strati più interni.

A partire dal 1994 è cominciata l'installazione delle camere a muoni in avanti ed indietro, che estenderanno la copertura fino a 22° dall'asse dei fasci. Le informazioni provenienti da queste camere non sono state utilizzate per l'analisi descritta in questa tesi, in quanto la loro installazione non era stata completata per l'inizio della presa dati.

2.2.8 I magneti

Tutti i sottorivelatori sono installati all'interno di un grande solenoide, avente un raggio interno di 6 m ed una lunghezza di 12 m, e a sua volta circondato dal ritorno ferroso. Per ottenere un campo magnetico di 0.5 T lungo l'asse dei fasci, è necessario utilizzare una corrente di 30 KA attraverso le 168 spire del solenoide in alluminio.

Per la misura dell'impulso dei muoni, il basso campo magnetico è bilanciato dall'elevato braccio di leva a disposizione per le camere a muoni, essendo la risoluzione nell'impulso lineare nel campo magnetico e quadratica nella lunghezza della traccia.

Con l'aggiunta delle camere per muoni in avanti ed indietro, nelle regioni in avanti ed indietro sono stati installati dei magneti toroidali, generanti un campo magnetico con linee di campo circolari e trasverse all'asse dei fasci.

2.2.9 Il trigger

Dopo ogni incrocio dei fasci, il sistema di *trigger* ha il compito di stabilire se l'evento debba essere “registrato” o meno per l'analisi. Questa decisione viene presa attraverso un processo a quattro stadi con gradi di complessità crescenti e fattori di reiezione tali da permettere l'analisi da parte del livello successivo. Si passa così da una frequenza di incrocio dei fasci di 90 KHz ad una frequenza di scrittura di qualche Hz.

Il sistema di *trigger* era stato inizialmente progettato per ottenere una prima risposta entro 22.2 μ s (il tempo intercorrente tra due incroci successivi dei fasci in modalità 4+4 pacchetti). Da quando nel 1992 si è passati alla modalità 8+8 pacchetti,

è stato necessario aggiungere un livello di *pretrigger* (o livello zero) per ottenere una prima risposta entro $11.1 \mu\text{s}$.

La funzione del *trigger* di primo livello è quella di selezionare eventi interessanti, mentre quella dei livelli successivi è quella di rigettare eventi di fondo che hanno superato la prima selezione. Una frazione predefinita degli eventi passati dal primo livello di *trigger* è conservata a prescindere dalle decisioni dei livelli successivi, per studiare la funzionalità di questi ultimi.

Pretrigger

Ha il compito di preselezionare gli eventi nel modo più efficiente e veloce possibile. Esso è basato sulla ricerca di depositi di energia superiori a una certa soglia in ogni torre calorimetrica.

Un esempio di condizione per il livello zero è rappresentato dalla richiesta di almeno un deposito di energia sopra soglia (0.9 GeV per il calorimetro elettromagnetico, oppure 5 GeV quello adronico) o 2 depositi nel calorimetro adronico sopra una soglia più bassa (per esempio 2 GeV).

Il trigger di primo livello

Il primo livello di *trigger* [11] deve decidere in $22 \mu\text{s}$ se far iniziare o meno la digitalizzazione dei dati provenienti dal rivelatore. Il tempo di digitalizzazione è di $500 \mu\text{s}$, e quindi si rende necessario l'uso di una memoria tampone.

Il primo livello di *trigger* è composto da cinque *sottotrigger* indipendenti corrispondenti ai seguenti cinque sottorivelatori (con indicata fra parentesi la frequenza caratteristica):

- *Trigger* di energia ($\sim 1 - 2 \text{ Hz}$)

Il primo livello di *trigger* di energia seleziona eventi con depositi di qualche GeV nei calorimetri, i quali sono divisi in 896 celle, come mostrato in figura 2.15.

Le somme analogiche delle energie depositate in ogni cella sono digitalizzate da dei convertitori veloci. Le soglie di *trigger* sono fissate sull'energia totale e sull'energia del BGO. Per l'intero rivelatore la soglia è di 25 GeV; nella regione

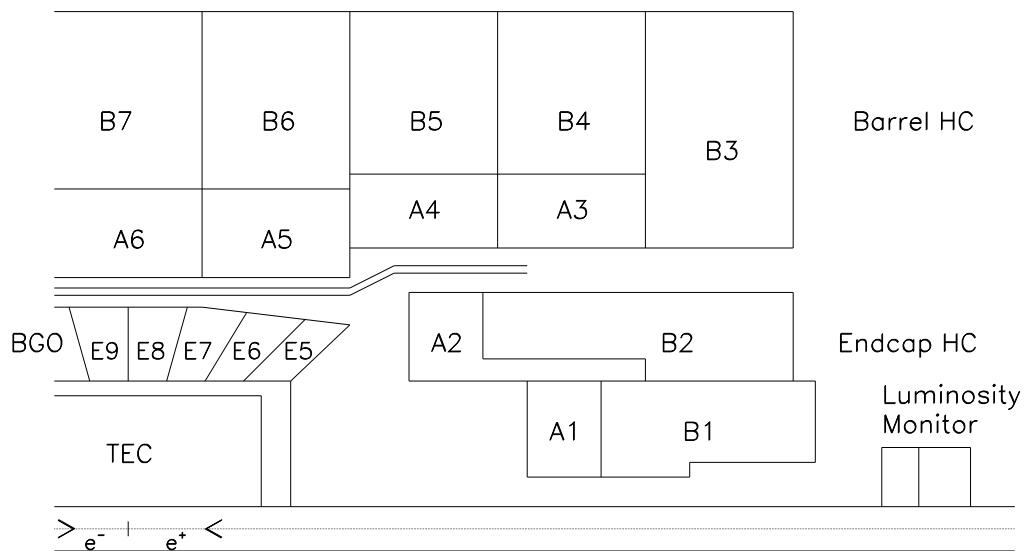


Fig. 2.15: Segmentazione dei calorimetri per il trigger di energia. Il calorimetro elettromagnetico ha una segmentazione in 32 unità in ϕ e in 8 in θ . Il calorimetro adronico presenta invece una segmentazione in 16 unità in ϕ ed in 11 o 13 in θ rispettivamente per lo strato A o B. Il tutto porta ad un totale di 896 canali di trigger.

angolare $18^\circ < \theta < 162^\circ$, le soglie sono fissate a 15 ed 8 GeV. Gli eventi con *cluster* (depositi di energia localizzati) di energia superiore a 6 GeV (o 2.5 GeV in coincidenza con una traccia) passano la selezione del *trigger*. Un *trigger* particolare (fotone singolo) seleziona eventi che contengono un solo deposito elettromagnetico di almeno 0.9 GeV.

- *Trigger* di muoni (~ 1 Hz)

Il primo livello di *trigger* per muoni seleziona eventi con almeno un muone che raggiunge lo spettrometro per muoni. La frequenza di un tale fenomeno è di 10 Hz, che si riduce di un fattore dieci richiedendo un segnale in uno scintillatore in una finestra temporale di 30 ns per rigettare raggi cosmici. Affinché dei segnali vengano considerati come muoni, occorre che siano interessate 2 camere P su 3 e 3 camere Z su 4.

- *Trigger* TEC ($\sim 1 - 4$ Hz)

Il primo livello di *trigger* della TEC seleziona eventi con almeno due tracce TEC ad acoplanarità inferiore a 60° . Per la ricerca dei punti correlati per la formazione di una traccia, i segnali di 14 fili anodici per ogni settore della TEC vengono raggruppati in due intervalli rispetto al tempo di deriva. Di conseguenza, una traccia deve avere un impulso trasverso di almeno 150 MeV e formare con l'asse dei fasci un angolo superiore a circa 25° per far scattare il *trigger* in questione.

- *Trigger* di scintillatori (~ 0.1 Hz)

Il primo livello di *trigger* per gli scintillatori è utilizzato sia per selezionare eventi ad alta molteplicità che per rigettare il fondo proveniente dai raggi cosmici. Per quanto riguarda la molteplicità, 16 coppie contigue di scintillatori sono posti in OR. Per essere selezionato, un evento deve interessare almeno 5 di queste coppie entro una finestra temporale di 30 ns; inoltre due coppie devono essere separate di almeno 90° nella direzione azimutale (equivalenti a 4 coppie).

- *Trigger* di luminosità (~ 1.5 Hz)

Il *trigger* di luminosità è dedicato alla selezione di eventi Bhabha nei *monitor* di

luminosità. I due calorimetri vengono suddivisi in 16 segmenti ϕ per ogni lato. Gli eventi sono accettati se ci sono due *cluster* con più di 15 GeV l'uno opposto all'altro (a meno di un settore), oppure se l'energia è maggiore di 25 GeV da un lato e di 5 GeV dall'altro o ancora se l'energia totale su ambedue i lati supera i 30 GeV.

Il trigger di secondo livello

Il trigger di secondo livello [12] è composto da 4 processori programmabili ed ha il compito di rigettare il fondo dovuto al rumore, alle interazioni fascio-gas, alle interazioni fascio-pareti ed alla radiazione di sincrotrone. Gli eventi che sono stati accettati da più di un *trigger* di primo livello o dal *trigger* di luminosità non vengono in alcun caso scartati. A questo livello viene utilizzata una ricostruzione dei dati non ancora pronti per la decisione di primo livello (in particolare le informazioni provenienti dalla TEC), tra cui:

- i depositi di energia nei calorimetri correlati sia in θ che in ϕ ;
- i bilanciamenti energetici longitudinali e trasversali;
- la coordinata del vertice lungo l'asse dei fasci, utilizzando l'informazione proveniente dalla divisione di carica nella TEC.

In media il fattore di reiezione del secondo livello si attesta intorno al 20÷30%, per una frequenza totale degli eventi accettati di circa 6 Hz. In caso di decisione positiva, tutti i valori in ingresso ed uscita del secondo livello di *trigger* vengono passati al terzo livello.

Terzo livello di trigger

Il *trigger* di terzo livello [13] è essenzialmente un *trigger software* che utilizza le informazioni completamente digitalizzate. Anche in questo caso gli eventi con *trigger* di primo livello multipli o che vengono selezionati dal *trigger* di luminosità non vengono rigettati. La selezione del terzo livello è basata su:

- correlazione tra depositi di energia nel BGO e nel calorimetro adronico;
- ricostruzione delle tracce dei μ nelle camere Z;
- ricostruzione del vertice dell'evento.

Il *trigger* di terzo livello riduce la frequenza di *trigger* del 40 ÷ 60%, fino ad arrivare ad una frequenza tipica di 2 ÷ 3 Hz.

2.3 La presa dati nel 1994

Nel corso dell'intero 1994, il LEP ha funzionato al picco della risonanza Z^0 . La presa dati è stata articolata su quattro periodi: a, b, c e d. È stata raccolta una luminosità integrata di circa 7.6 pb^{-1} nel periodo a, circa 27 pb^{-1} nel periodo b, circa 9.3 pb^{-1} nel periodo c e circa 3.1 pb^{-1} nel periodo d, per un totale di circa 47 pb^{-1} .

Nel periodo d sono stati effettuati dei test sull'acceleratore allo scopo di aumentare la luminosità raccolta per singolo periodo di riempimento; gli elettroni e i positroni sono stati raggruppati, invece che in 8 pacchetti, in 4 treni composti da 1, 2, 3 o 4 vagoni circolanti contemporaneamente.

La misura della luminosità nel periodo d non è stata pertanto ottimale, non essendo ancora ben noto l'effetto della contaminazione dei fondi della macchina, in questa modalità di funzionamento, sui dati raccolti nei *monitor* di luminosità.

Dopo uno studio preliminare, si è deciso di non utilizzare i dati raccolti nel periodo d ai fini del calcolo della sezione d'urto presentata in questa tesi. I suddetti dati potrebbero essere utilizzati per il calcolo dell'asimmetria di carica, in quanto la misura di questa, come vedremo, è indipendente dalla normalizzazione sul numero di eventi; per una questione di omogeneità, si è comunque deciso anche per il calcolo dell'asimmetria di carica di non utilizzare i dati raccolti nel periodo d.

Ai fini dell'analisi presentata in questa tesi, dunque, la luminosità integrata raccolta è di circa 44 pb^{-1} .

Capitolo 3

Simulazione e ricostruzione

3.1 Simulazione

Un'accurata simulazione mediante il metodo Montecarlo dei processi fisici che si intendono studiare e del modo in cui essi si manifestano nel rivelatore considerato è di fondamentale importanza per una misura di alta precisione nel campo della fisica delle alte energie.

Nell'ambito di questa tesi, la simulazione Montecarlo è stata utilizzata in un primo momento per mettere a punto un algoritmo di selezione di eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ ed in seguito per determinare l'accettanza del rivelatore e le percentuali dei fondi tra gli eventi selezionati.

Il processo di simulazione è suddiviso in due fasi distinte:

- generazione degli eventi;
- simulazione della risposta del rivelatore.

3.1.1 Generazione degli eventi

La fase di generazione degli eventi è puramente teorica e dipende dal modello adottato.

Ciascun evento simulato contiene il tipo, il quadrimpulso ed il vertice di creazione di tutte le particelle presenti nello stato finale, oltre ad altre informazioni supplementari per alcune di esse, quali l'elicità e la lunghezza di decadimento (per quelle

particelle con una breve vita media, che quindi decadono prima di raggiungere il rivelatore).

3.1.2 Simulazione del rivelatore

La seconda ed ultima fase del processo di simulazione degli eventi consiste nel riprodurre la risposta del rivelatore agli eventi generati.

Descrizione del processo di simulazione

Il primo passo per la simulazione della risposta del rivelatore consiste nell'analisi della configurazione cinematica degli eventi generati.

La posizione del vertice primario è assegnata sulla base della funzione di distribuzione del vertice per gli eventi reali. I vertici secondari prodotti dalle particelle che decadono nel rivelatore sono riprodotti sulla base della posizione del vertice primario e della curvatura delle particelle cariche nel campo magnetico.

Le singole particelle vengono seguite nei loro percorsi all'interno di ogni rivelatore fino all'assorbimento o alla loro uscita dal rivelatore, simulando le interazioni con il materiale attraversato, le diffusioni ed i malfunzionamenti dell'apparato.

Le informazioni accumulate in ogni parte sensibile del rivelatore sono utilizzati per simulare la risposta in maniera realistica secondo l'elettronica utilizzata. I valori di uscita "digitalizzati" sono analoghi ai dati di un evento reale.

Simulazione delle imperfezioni del rivelatore

Per minimizzare gli errori sistematici occorre simulare nella maniera più realistica possibile la risposta del rivelatore durante la presa dati.

Inizialmente nella simulazione Montecarlo il rivelatore viene considerato perfettamente funzionante, onde permettere un accurato studio delle imperfezioni del rivelatore anche sullo stesso insieme di eventi generati.

Nel ciclo di ricostruzione a ciascun evento Montecarlo viene assegnato un tempo corrispondente ad un momento reale di presa dati sulla base della luminosità sperimentale. La situazione del rivelatore per tutto il periodo di presa dati è registrata in

apposite banche dati che memorizzano la situazione dell'alta tensione nei fili TEC, dei cristalli rumorosi o morti nel calorimetro elettromagnetico, delle torri insensibili nel calorimetro adronico e delle camere a deriva non funzionanti nello spettrometro per muoni.

In accordo alle informazioni memorizzate è possibile “eliminare” dalla simulazione Montecarlo alcuni fili nella TEC, cristalli morti nel BGO, ecc.. Un esempio di tale procedura, particolarmente importante per l'analisi svolta in questa tesi, è l'utilizzo della cosiddetta “lista dei quattro minuti”, che viene costruita in due tempi: durante la presa dati ed in seguito ad una analisi a posteriori.

Questa lista conserva lo stato delle alte tensioni in ognuno dei settori della TEC ogni quattro minuti, nonché l'informazione sullo stato dei singoli settori TEC ricavata in maniera indipendente attraverso lo studio di eventi adronici. In quest'ultimo caso un settore è considerato attivo se più del 20% del numero di eventi adronici rilevati nell'intervallo di quattro minuti hanno almeno 4 tracce. Se in un determinato tempo simulato degli eventi Montecarlo, un settore della TEC risulta inattivo secondo la lista dei quattro minuti, tutte le tracce presenti nel settore vengono eliminate.

Quando la prestazione del rivelatore è “irrecuperabile”, i dati reali e la luminosità corrispondente non vengono considerati nell'analisi.

3.2 Ricostruzione degli eventi

Il processo di ricostruzione degli eventi trasforma i dati digitalizzati (reali o simulati indistintamente) in oggetti più complessi, corrispondenti a singole particelle o a gruppi di queste, quali tracce, *cluster*, *jet*, etc., sui quali si basa l'analisi.

Sono di seguito elencate le quantità specifiche che saranno utilizzate nella descrizione dell'analisi:

- **Tracce:**

Le particelle cariche (tracce) sono ricostruite utilizzando l'informazione della TEC. La curvatura, il parametro d'impatto, gli angoli θ e ϕ della traccia al vertice (rispettivamente sul piano longitudinale e trasverso all'asse dei fasci)

sono ottenuti attraverso un *fit* sui punti ricostruiti nella camera ad espansione temporale.

Nell'ambito di questa analisi, una traccia per essere considerata “buona” deve soddisfare i seguenti requisiti:

- a) almeno 30 punti utilizzati per il *fit* se la traccia è nella regione $|\cos \theta| < 0.7$ e a decrescere fino ad un minimo di 5 punti per $|\cos \theta| = 0.92$;
- b) almeno 40 punti di distanza tra l'*hit* più vicino e quello più lontano dall'asse dei fasci ($|\cos \theta| < 0.7$) e fino a 6 punti per $|\cos \theta| = 0.92$;
- c) parametro di impatto minore di 5 mm ($|\cos \theta| < 0.7$) e fino a 10 mm per $|\cos \theta| = 0.92$;
- d) almeno 100 MeV di impulso trasverso.

- *Bump*:

Si definiscono *bump* gli insiemi di cristalli adiacenti nel calorimetro elettromagnetico centrati su un massimo di deposizione di energia.

Quantità che caratterizzano i *bump* sono:

- a) il numero di cristalli interessati;
- b) l'energia del *bump*;
- c) il χ^2 del *fit* sulla forma dello sciame elettromagnetico.

- *Cluster*:

I *cluster* sono degli insiemi di *bump* e depositi di energia nel calorimetro adronico collegati geometricamente.

Quantità che caratterizzano un *cluster* sono :

- a) tutte le quantità definite per un *bump*;
- b) l'energia depositata (elettromagnetica, adronica e totale);
- c) la forma dello sciame per la parte adronica.

- **Asse di *thrust*:**

È definito come l'asse che massimizza la quantità:

$$T = \frac{\sum_i E_i |\vec{n}_i \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i E_i}$$

ove la sommatoria è estesa su tutti i *cluster* energetici con energia E_i e versore \vec{n}_i ; \vec{n}_T è la direzione dell'asse di *thrust*. Per convenzione si assume il verso del *jet* più energetico.

- **Muoni:**

Tracce ricostruite nei tre strati di camere a muoni con almeno due punti rivelati su tre possibili, in maniera tale da poter ricostruire l'impulso.

I parametri delle tracce dei muoni sono:

- il numero di segmenti della traccia (in settori P o Z);
- l'impulso delle tracce (trasverso o totale);
- il parametro d'impatto, ottenuto dalla proiezione delle tracce verso il centro dell'apparato;
- il tempo di volo misurato negli scintillatori interessati.

- *Jet*:

I *jet*, singole particelle o insiemi di particelle collimate e racchiuse in un cono di piccola apertura angolare, sono ricostruiti a partire dai muoni rivelati nelle camere esterne e dai *cluster* elettromagnetici. L'algoritmo di ricostruzione è basato sui depositi energetici geometricamente vicini accomunati attraverso un processo iterativo.

Quantità rilevanti dei *jet* sono:

- l'energia del *jet*;
- l'asse di *thrust* [14] del *jet*;
- la molteplicità del *jet* (numero di particelle contenute).

Capitolo 4

Selezione degli eventi

Il leptone τ ha una vita media $\tau_\tau = (0.2913 \pm 0.0016)$ ps [15] (corrispondente ad una lunghezza di decadimento $\beta\gamma\tau_\tau \sim 2.25$ mm/c a 45 GeV) e quindi decade all'interno del tubo a vuoto.

Nella tabella 4.1 sono elencati i principali canali di decadimento con i relativi rapporti di decadimento [16].

Un τ può dunque presentarsi nel rivelatore in vari modi, come un elettrone isolato, come una particella ionizzante al minimo (muone), come uno o più adroni, con o senza fotoni radiativi. Essendo in ogni caso presenti tra i prodotti di decadimento uno o più neutrini, l'energia visibile può arrivare fino a valori molto piccoli.

Per energie nel centro di massa dell'ordine di 91 GeV, la coppia di τ prodotti

modo di decadimento	Probabilità
$\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau$	$(18.01 \pm 0.18)\%$
$\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	$(17.65 \pm 0.24)\%$
$\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$	$(11.7 \pm 0.4)\%$
$\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$	$(24.0 \pm 0.6)\%$
$\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$	$(15.9 \pm 1.6)\%$
$\tau \rightarrow \omega\pi\nu_\tau$	$(1.6 \pm 0.5)\%$
$\tau \rightarrow K^*\nu_\tau$	$(1.43 \pm 0.17)\%$
$\tau \rightarrow K\nu_\tau$	$(0.67 \pm 0.23)\%$

Tabella 4.1: I maggiori rapporti di decadimento del leptone τ .

dall'interazione e^+e^- nel centro di massa è relativistica, e quindi i prodotti di decadimento saranno racchiusi in un cono di apertura angolare di qualche grado.

4.1 Descrizione dell'algoritmo di selezione

I criteri di selezione si basano sulle informazioni provenienti dai sottorivelatori di L3: la camera centrale per la rivelazione delle tracce (TEC), il calorimetro elettromagnetico (BGO), il calorimetro adronico, gli scintillatori e le camere per i muoni. Lo scopo finale è quello di ottenere un'elevata efficienza di selezione di eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ cercando di minimizzare i fondi.

La selezione avviene in tre fasi: dapprima si identifica un volume fiduciale, quindi si rigettano gli eventi che non derivano dal decadimento dello Z^0 e quindi si selezionano eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$.

In questa tesi sono presentate due analisi: una relativa alla sola regione centrale del rivelatore, il cui volume fiduciale è limitato a $|\cos \theta| < 0.7$, ed un'altra il cui volume fiduciale include parte delle regioni in avanti ed indietro e la *gap* del calorimetro elettromagnetico ($|\cos \theta| < 0.92$).

4.1.1 Volume fiduciale

Il volume fiduciale individua la porzione di angolo solido in cui si è scelto di selezionare gli eventi interessati.

Nella regione centrale l'apparato si presenta omogeneo, con ridondanza di *trigger* utilizzabili e senza problemi legati ai fondi. La selezione estesa a piccolo angolo, da un lato permette di raccogliere una statistica di circa il 40% maggiore, ma dall'altra presenta disomogeneità di rivelatori e di *trigger*. Il confronto tra i risultati ottenuti con le due selezioni presentate, ci permetterà di essere fiduciosi sulla selezione a maggior copertura angolare.

Il valore $|\cos \theta| = 0.92$ ($23^\circ < \theta < 157^\circ$) è stato scelto in quanto è il valore limite di efficienza di ricostruzione delle tracce nella TEC, come è stato evidenziato da uno studio su eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ [19] (figura 4.1).

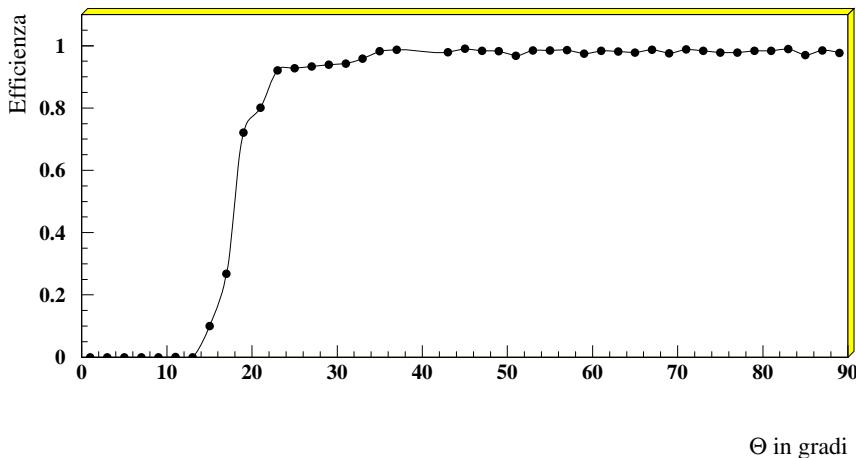


Fig. 4.1: Efficienza di ricostruzione di tracce singole nella TEC per eventi identificati $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$.

Come già detto, per tener conto delle diverse caratteristiche del rivelatore nelle varie regioni si sono approntati dei criteri di selezione differenziati per regione considerata (centrale, “gap”, in avanti ed indietro).

Nella definizione delle tre regioni suddette esistono delle regioni di sovrapposizione ($0.71 < |\cos \theta| < 0.74$ e $0.795 < |\cos \theta| < 0.815$) in cui vengono applicati i criteri di selezione delle due regioni concomitanti (figura 4.2).

La sovrapposizione si rende necessaria per ovviare alla imprecisa definizione dell’asse di *thrust* nelle regioni limitrofe alla *gap* reale del calorimetro elettromagnetico, che avrebbe avuto come conseguenza un’elevata incertezza sistematica sulla determinazione del volume fiduciale.

In figura 4.3 è riprodotta la distribuzione in $|\cos \theta_{\text{thrust}}|$ con sovrapposta la predizione Montecarlo: è evidente l’effetto della *gap*.

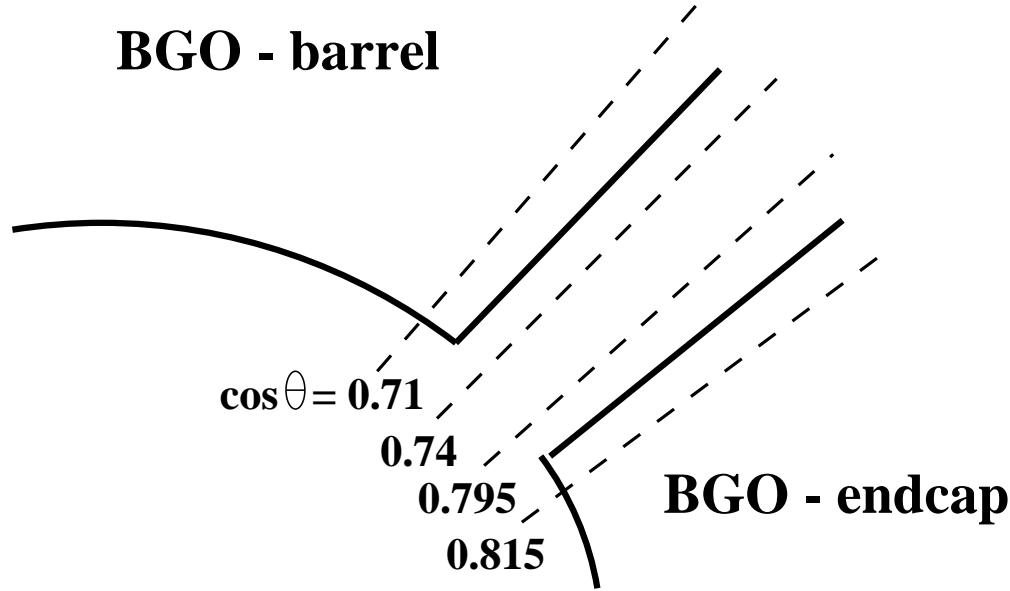


Fig. 4.2: Schematizzazione della struttura del calorimetro elettromagnetico con evidenziate le regioni di sovrapposizione della selezione.

4.1.2 Selezione eventi $e^+e^- \rightarrow Z^0$

Le caratteristiche fondamentali degli eventi che provengono dai decadimenti visibili di una Z^0 sono un'elevata energia depositata nei calorimetri (od impulso misurato nelle camere a μ), una elevata corrispondenza temporale con l'incrocio dei fasci e la presenza di due *jet* collineari. La richiesta della presenza di almeno un *jet* con energia superiore agli 8 GeV mira a rigettare il fondo proveniente da eventi a due fotoni del tipo $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$ (figura 4.4).

Infatti in quest'ultimo tipo di eventi i due elettroni finali tendono a conservare buona parte dell'energia iniziale e finiscono nel tubo a vuoto; i due fermioni restanti non superano gli 8 GeV di energia.

La richiesta aggiuntiva che i due *jet* abbiano direzioni opposte in un cono di semilarghezza pari a circa 10° (cioè che il coseno dell'angolo compreso sia minore di -0.985), assicura una buona reiezione degli eventi non risonanti: due fotoni, raggi cosmici, interazioni fascio-gas e fascio-pareti del tubo a vuoto (figura 4.5).

La richiesta sul tempo degli scintillatori, cioè l'intervallo di tempo tra l'incrocio

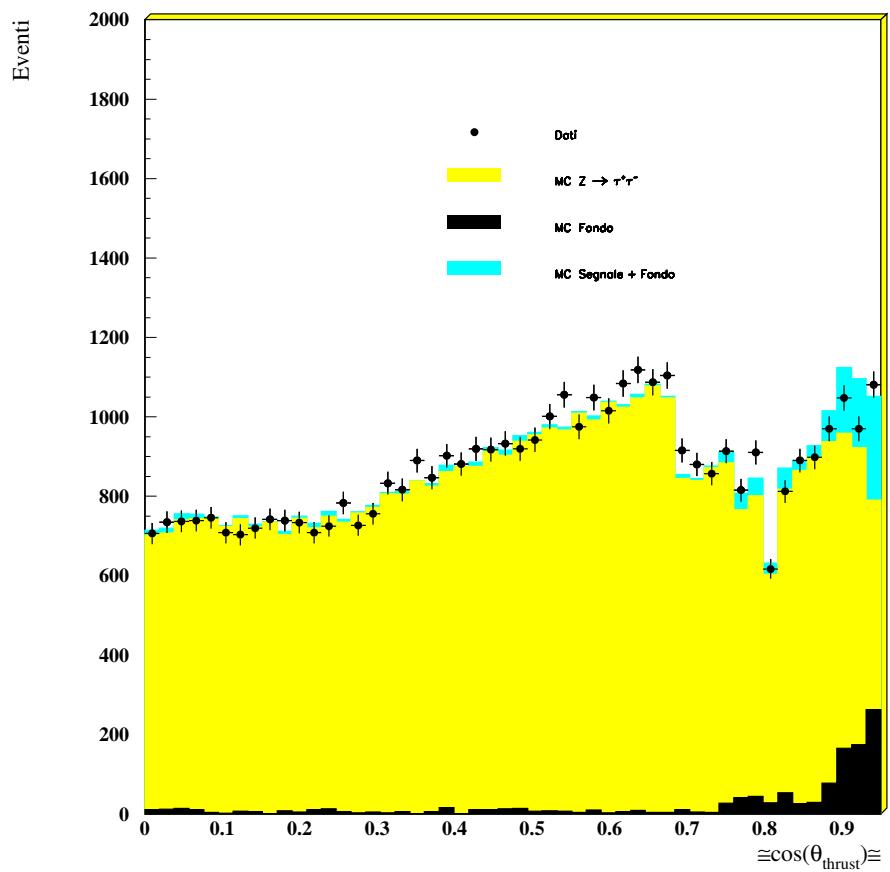


Fig. 4.3: Distribuzione degli eventi selezionati in funzione del coseno dell'angolo di thrust.

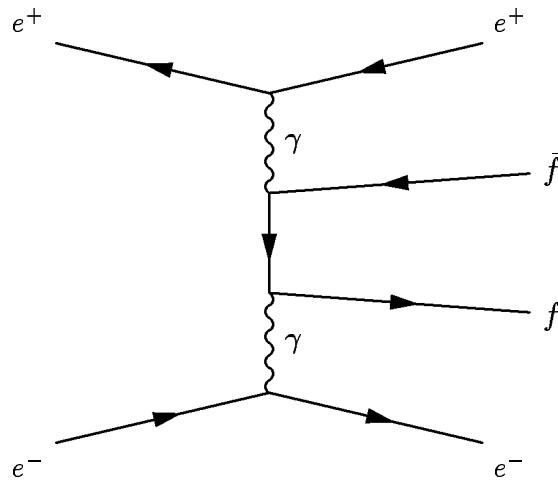


Fig. 4.4: Diagramma di Feynman degli eventi a due fotoni.

dei fasci e l'arrivo delle particelle agli scintillatori, corretto per il tempo di volo delle particelle stesse, $t_{scint} < 5$ ns, elimina il fondo dei raggi cosmici non in tempo con l'incrocio dei fasci (figura 4.6).

Stesso scopo ha la richiesta che il parametro di impatto delle tracce ricostruite giaccia all'interno di una piccola regione intorno al vertice dell'evento.

4.1.3 Criteri di reiezione degli altri decadimenti Z^0

A questo stadio della selezione, il campione sopravvissuto di eventi contiene essenzialmente eventi provenienti da decadimenti dello Z^0 nei quattro canali seguenti: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ (Bhabha), $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ (dimuoni), $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ (adroni).

Reiezioni di eventi di tipo Bhabha

La reiezione di eventi Bhabha è basata sulle informazioni del preciso calorimetro elettromagnetico nelle regioni in cui esso è presente.

Un evento di tipo Bhabha è caratterizzato (a meno di fotoni radiativi emessi dagli elettroni e positroni di stato iniziale o finale) da due depositi di energia nel calorimetro elettromagnetico di 45 GeV opposti l'uno rispetto all'altro, con una struttura di sciami

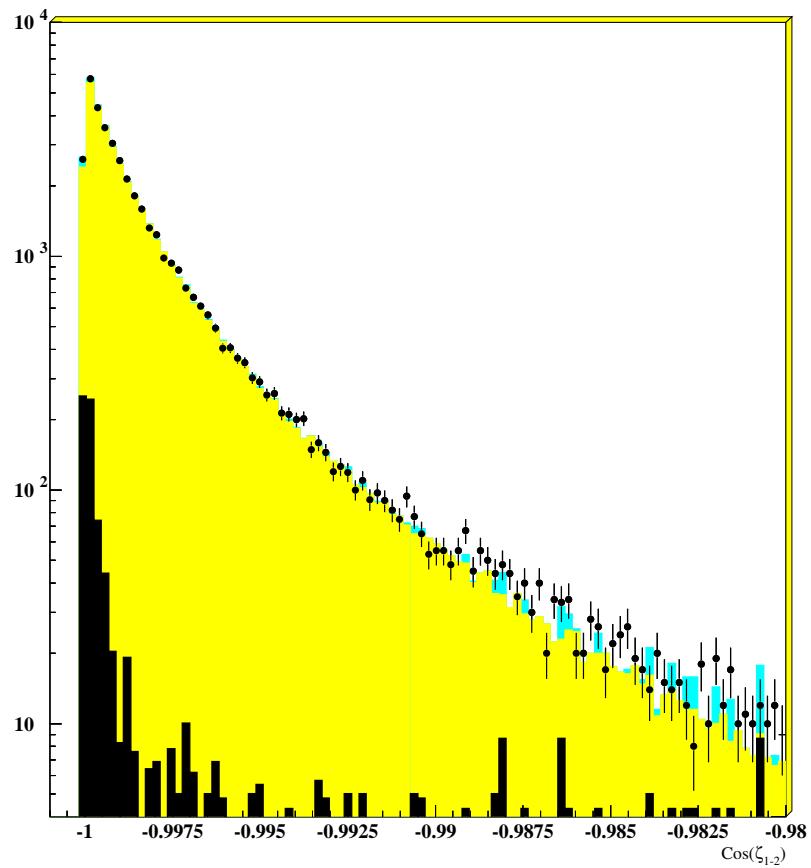


Fig. 4.5: Selezione estesa a piccolo angolo: distribuzione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ selezionati in funzione del coseno dell'angolo di acollinearità.

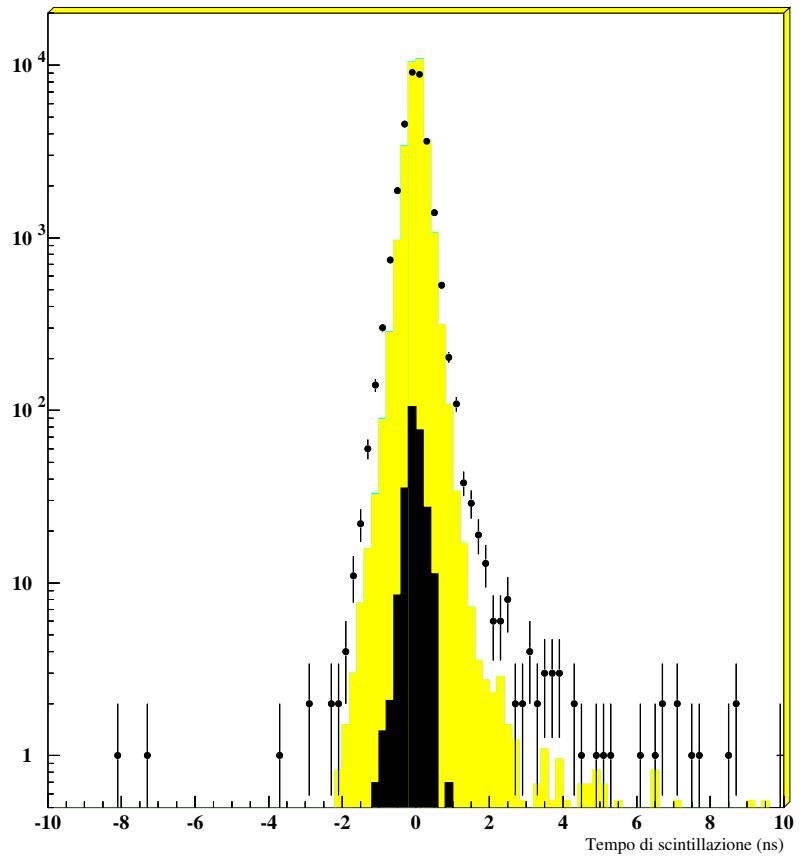


Fig. 4.6: Selezione limitata alla regione centrale: distribuzione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ selezionati in funzione del tempo di scintillazione in ns.

elettromagnetica, accompagnati dalla presenza di due tracce collineari nel sistema tracciante.

Per ridurre la possibilità di contaminazione da eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ si richiede che l'energia ricostruita nel calorimetro elettromagnetico sia inferiore al 75% dell'energia nel centro di massa e che l'energia rilasciata nel calorimetro elettromagnetico singolarmente per i due *jet* ricostruiti, nel caso in cui l'algoritmo di ricostruzione segnalasse in questo la presenza di un elettrone, non superi una certa soglia fissata per *jet* o per regione di selezione (il calorimetro elettromagnetico a piccolo angolo ha una risoluzione peggiore e quindi occorre un taglio più restrittivo).

In figura 4.7 è riportata, nel caso della selezione limitata alla regione centrale del rivelatore, la distribuzione degli eventi in funzione dell'energia ricostruita nel BGO per il *jet* più energetico, con il taglio applicato all'85 % dell'energia del fascio: la coda è costituita da quegli eventi che non hanno un elettrone nel *jet*.

Nel caso di eventi ricostruiti nella *gap*, dove il calorimetro elettromagnetico è assente, si richiede per gli eventi con due *jet* opposti, aventi ciascuno una traccia, che l'impulso delle tracce ricostruite nella TEC sia inferiore ad una certa soglia e che l'energia depositata nella parte di calorimetro elettromagnetico presente nella regione “*gap*” per ciascun *jet* sia inferiore al 75% dell'energia del fascio.

La reiezione di eventi Bhabha nella *gap* è affidata anche all'energia depositata nelle prime 22 lunghezze di radiazione nel calorimetro adronico che viene richiesta essere inferiore ai 15 GeV. C'è da notare che il valore dell'energia ricostruita nel calorimetro adronico per gli elettroni è falsata dal fatto che le costanti di calibrazione del calorimetro adronico sono “tarate” per eventi adronici, tuttavia la risposta del rivelatore è ben riprodotta dal Montecarlo (figura 4.8) e quindi l'incertezza sistematica legata a questa variabile rimane contenuta.

Nelle regioni a piccolo angolo del calorimetro elettromagnetico, il riconoscimento degli elettroni da parte dell'algoritmo di ricostruzione non è molto efficiente (vedasi a tale riguardo il capitolo 7), ed una parte degli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ vengono selezionati. Questi eventi presentano nel *jet* più energetico un'energia ricostruita ben superiore all'energia del fascio, in quanto all'energia depositata nel BGO vengono applicate delle costanti di calibrazione tipiche degli sciami adronici.

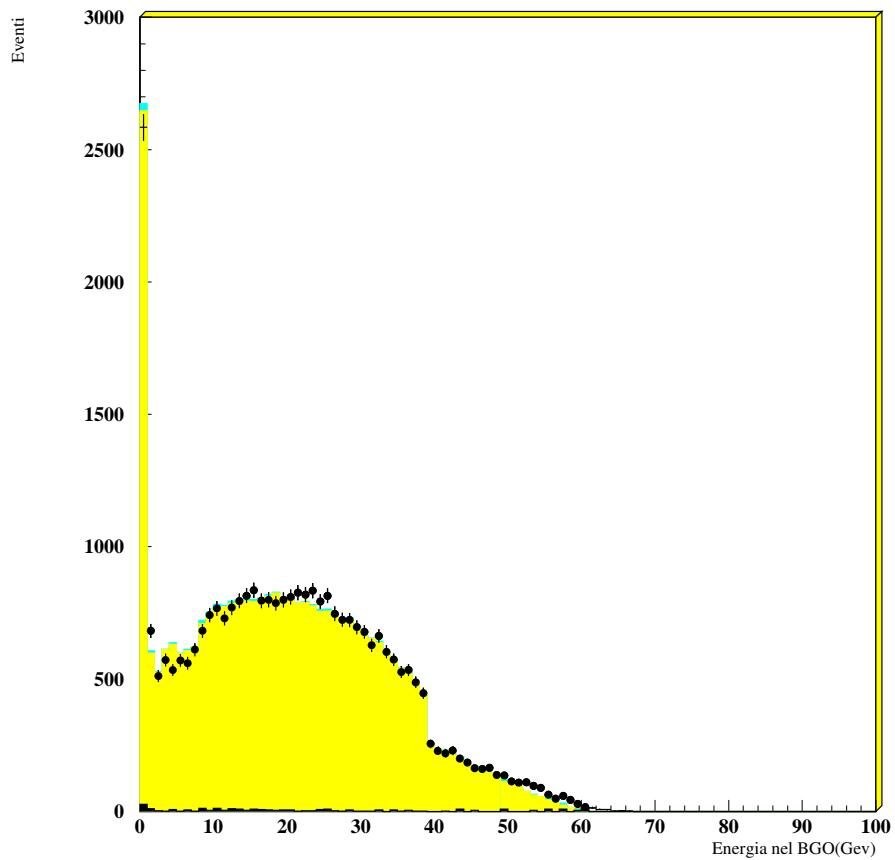


Fig. 4.7: Selezione limitata alla regione centrale: distribuzione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ selezionati in funzione dell'energia depositata nel BGO dal jet più energetico.

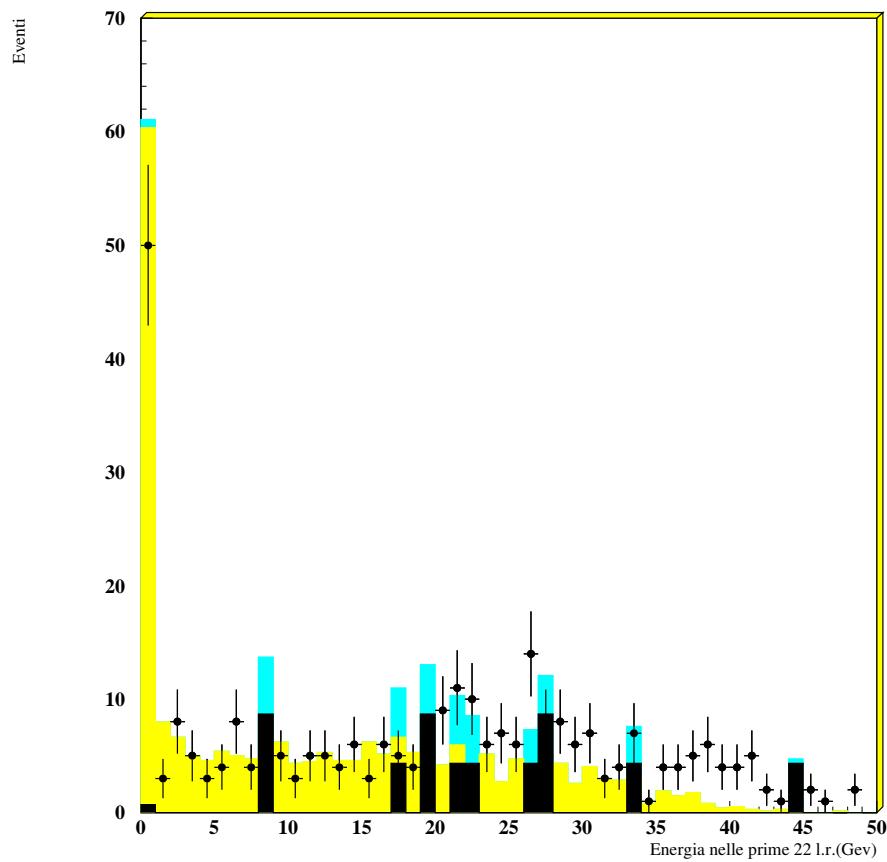


Fig. 4.8: Selezione estesa a piccolo angolo: distribuzione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ selezionati in funzione dell'energia rilasciata dal jet più energetico nelle prime 22 lunghezze di radiazione del calorimetro adronico nella gap.

Tale effetto è ben visibile in figura 4.9; si noti anche la presenza nei dati, nello spettro di bassa energia, degli eventi a due fotoni, che non sono riprodotti nel Montecarlo e che vengono rigettati con un taglio ad 8 GeV.

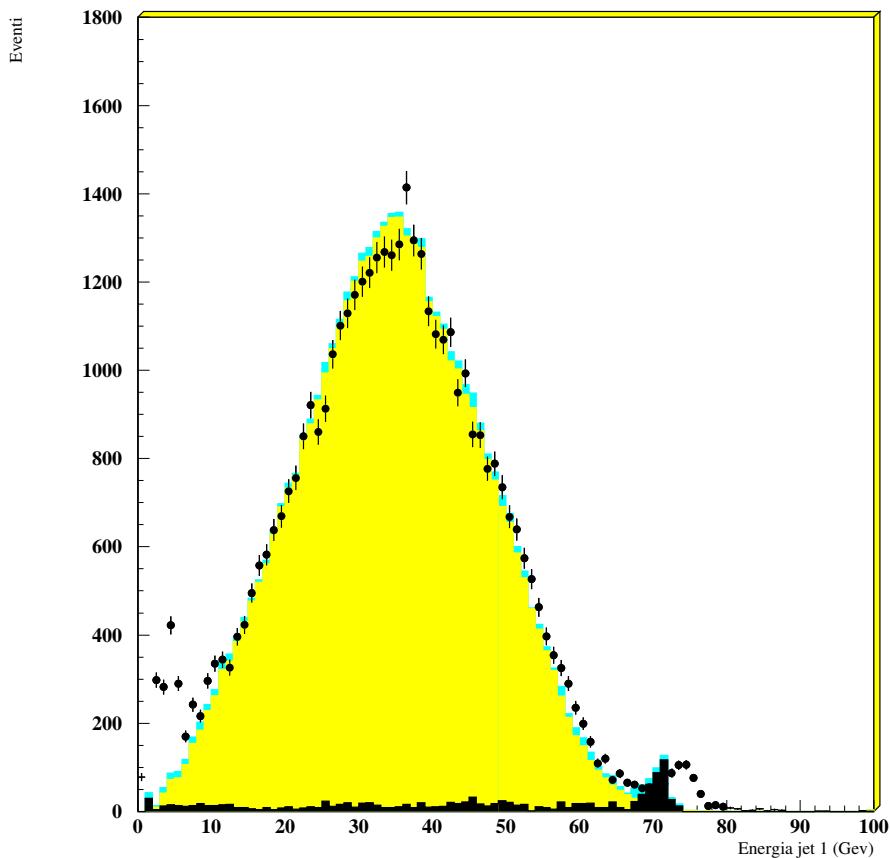


Fig. 4.9: Selezione estesa a piccolo angolo: distribuzione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ selezionati in funzione dell'energia ricostruita del jet più energetico.

Per la reiezione dei Bhabha male identificati a piccolo angolo, si è dunque approntato anche un taglio a 68 GeV sull'energia ricostruita del jet più energetico.

Reiezione degli eventi a due muoni

La reiezione degli eventi a due muoni, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, è basata essenzialmente sulle informazioni provenienti dallo spettrometro per muoni, che copre tutta la regione centrale del rivelatore.

La richiesta sull'impulso totale ricostruito (inferiore al 145% dell'energia del fascio) elimina gli eventi a due muoni non radiativi ricostruiti.

Gli eventi a due muoni con fotoni di radiazione vengono rigettati dalle ulteriori richieste sull'impulso ricostruito dei singoli muoni, che deve essere inferiore all'80% dell'energia del fascio.

Nel caso in cui il muone non venga ricostruito, per inefficienza delle camere a μ o per la loro assenza (è il caso della regione a piccolo angolo), si utilizza il criterio di riconoscimento di tracce muoniche come particelle al minimo di ionizzazione nei calorimetri, per le quali si richiede una lunghezza di traccia media (pesata con l'energia) nel calorimetro adronico inferiore ad una certa soglia in direzione radiale (figura 4.10), nonché una alta molteplicità di cristalli di BGO interessati (ove fosse presente il BGO).

Reiezione degli eventi adronici

La sezione d'urto di produzione di adroni all'energia della Z^0 è pari a circa 20 volte quella del segnale; ciò rende questo fondo quello più pericoloso nella selezione di eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$.

Le differenze principali tra un evento adronico ed uno $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ risiedono nella “forma” dei *jet* prodotti (che nel secondo caso sono più collimati) e nella molteplicità finale. La molteplicità media per eventi adronici ad un'energia nel centro di massa pari alla massa della Z^0 si attesta intorno a 35.

La richiesta di almeno tre tracce cariche per *jet* elimina buona parte del fondo di adroni, pur essendo molto efficiente sul segnale (solo lo 0.1% dei τ prodotti decadono in più di tre particelle cariche). Nelle figure 4.11 e 4.12 sono riportate le distribuzioni del numero di tracce per il primo ed il secondo *jet*.

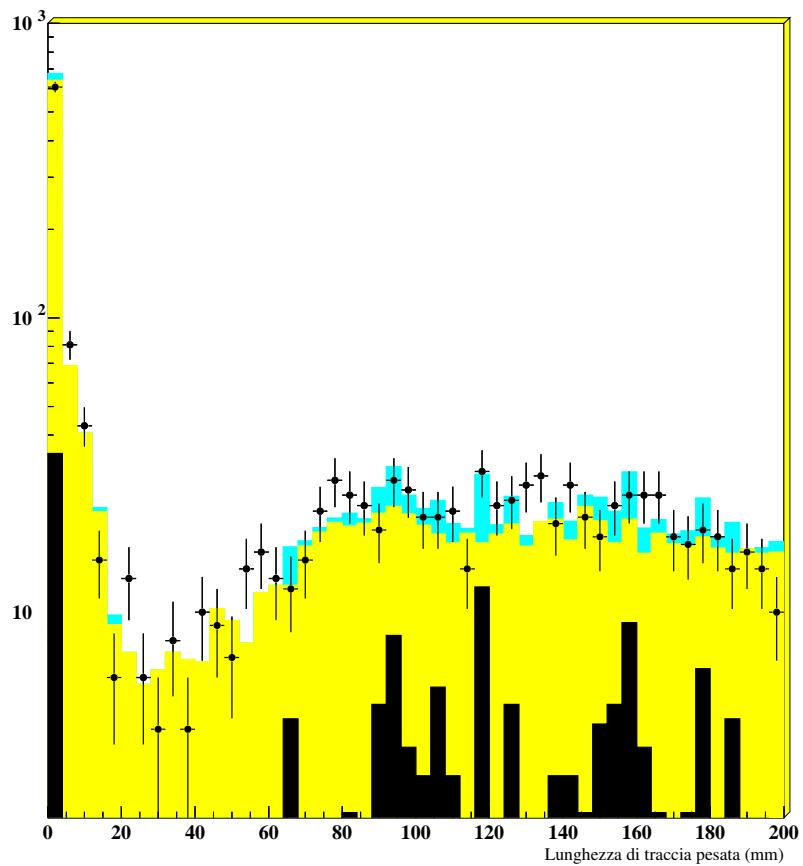


Fig. 4.10: Selezione estesa a piccolo angolo: distribuzione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ selezionati in funzione della lunghezza media di traccia nel calorimetro adronico nel caso in cui non ci siano muoni ricostruiti.

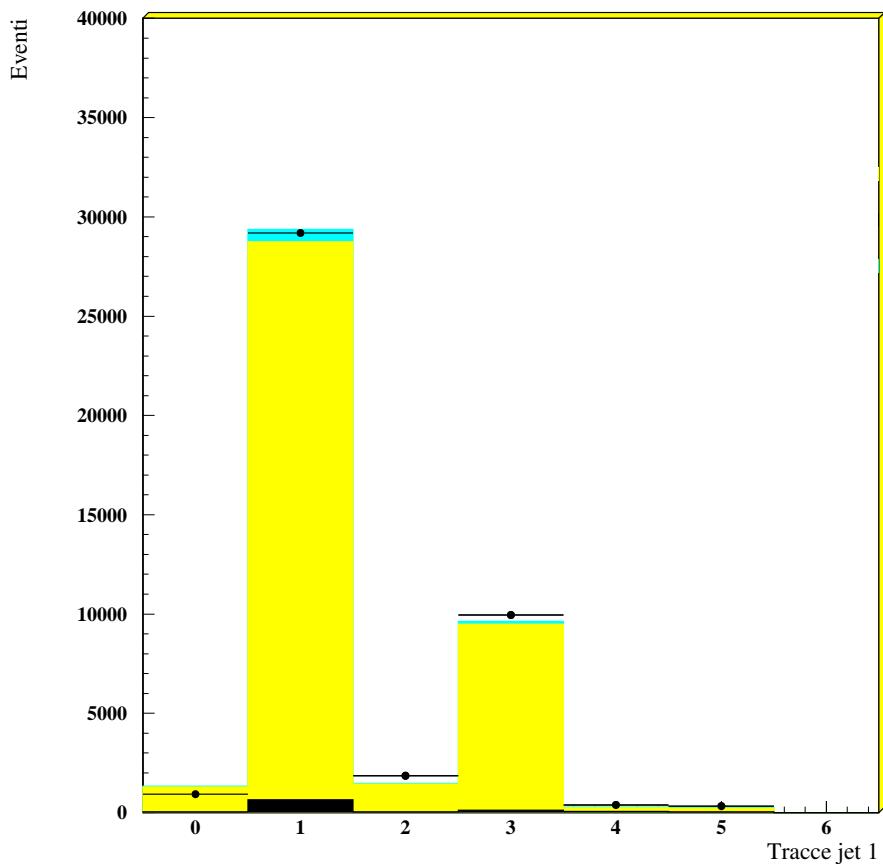


Fig. 4.11: Selezione estesa a piccolo angolo: distribuzione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ selezionati in funzione del numero delle tracce ricostruite nel jet più energetico.

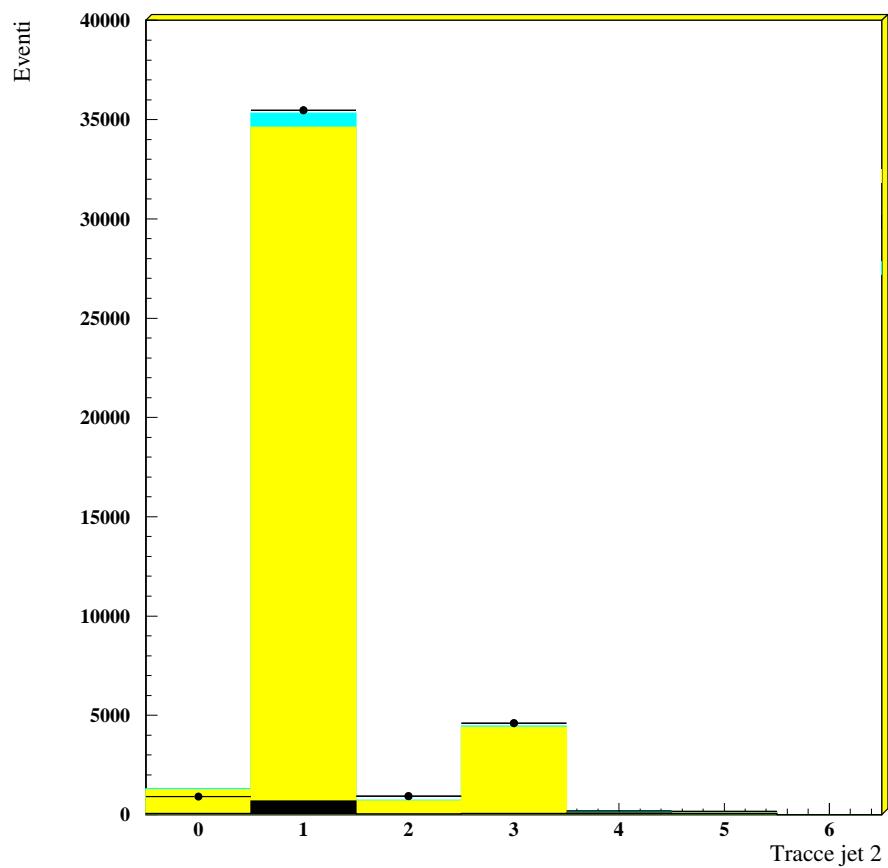


Fig. 4.12: Selezione estesa a piccolo angolo: distribuzione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ selezionati in funzione del numero delle tracce ricostruite nel jet meno energetico.

Nei pochi casi di malfunzionamento della TEC (numero di tracce ricostruite = 0), si utilizza come indice di molteplicità il numero dei *bump* nel calorimetro elettromagnetico. Nella regione corrispondente alla *gap* del BGO viene aggiunta la richiesta di un numero di tracce maggiore di 0.

La restante parte del fondo di adroni “sopravvissuta” a causa del cattivo funzionamento dell’algoritmo di ricostruzione o della camera centrale, viene rigettata dalle richieste sull’apertura angolare massima dei *jet* (figura 4.13).

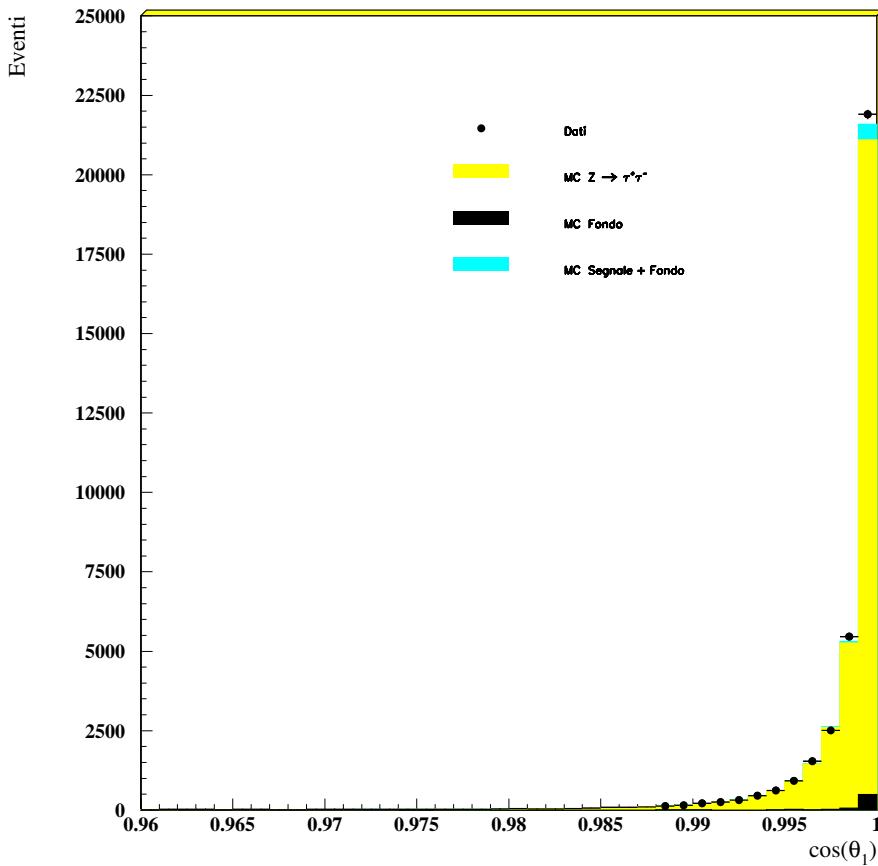


Fig. 4.13: Selezione estesa a piccolo angolo: distribuzione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ selezionati in funzione della semiapertura angolare del jet più energetico.

4.2 Elenco dei criteri di selezione

Sono di seguito elencati i criteri di selezione adottati, suddivisi per selezione e per regione angolare.

4.2.1 Criteri per la selezione limitata alla regione centrale del rivelatore

- Volume fiduciale:

- L’asse di *thrust* dell’evento deve giacere all’interno della regione considerata nella selezione:

$$|\cos \theta_{\text{thrust}}| < 0.7 \quad (4.1)$$

- Selezione eventi $e^+e^- \rightarrow Z^0$:

- L’energia del *jet* più energetico deve essere superiore ad 8 GeV:

$$E_{\text{jet}1} > 8 \text{ GeV} \quad . \quad (4.2)$$

- L’acollinearità tra i due *jet* più energetici deve essere inferiore a 10° :

$$\cos \xi_{1,2} \leq -0.985 \quad . \quad (4.3)$$

- Il tempo intercorrente tra un incrocio dei fasci e l’arrivo delle particelle agli scintillatori, corretto per il tempo di volo delle particelle stesse, deve essere inferiore a 5 ns:

$$t_{\text{scint}} < 5 \text{ ns} \quad . \quad (4.4)$$

- Nel caso in cui ci fossero muoni ricostruiti isolati ($\equiv p_\mu/E_{\text{jet}} > 0.8$), il parametro di impatto delle tracce ricostruite all’interno delle camere a

muoni deve essere inferiore a circa due deviazioni standard rispetto alle risoluzioni aspettate:

$$\begin{aligned} \text{DCA}_{\mu,1} &< \left(50 + \frac{300}{P_{\mu,1}^T (\text{GeV})} \right) \text{ in mm;} \\ \text{DCA}_{\mu,2} &< \left(100 + \frac{500}{P_{\mu,2}^T (\text{GeV})} \right) \text{ in mm.} \end{aligned} \quad (4.5)$$

- Reiezione degli altri decadimenti Z^0 :

- Il numero di tracce “buone” ricostruite per jet deve essere inferiore o uguale a 3 (si ricorda che la probabilità che un τ decada in più di tre particelle cariche è dell’ordine dello 0.1%):

$$N_{\text{tracks-jet}1,2} \leq 3 . \quad (4.6)$$

- L’angolo maggiore tra una traccia e l’asse di *thrust* del jet cui la traccia è associata deve essere inferiore a 18° per il jet più energetico e a 22° per il secondo jet (larghezza contenuta dei jet):

$$\cos \theta_{\text{tr},1} > 0.95 ; \quad (4.7)$$

$$\cos \theta_{\text{tr},2} > 0.93 . \quad (4.8)$$

- **Qualora non vi fossero tracce ricostruite**, il numero dei *bump* nel calorimetro elettromagnetico deve essere inferiore a 14:

$$N_{\text{bumps}} < 14 . \quad (4.9)$$

- L’energia totale depositata dall’evento nel calorimetro elettromagnetico deve essere inferiore al 75% dell’energia nel centro di massa:

$$E_{\text{bgo}} < 1.5 E_{\text{beam}} . \quad (4.10)$$

- Qualora l'algoritmo di ricostruzione degli eventi segnalasse la presenza di un elettrone in un *jet*, si richiede che l'energia depositata nel calorimetro elettromagnetico sia inferiore all'85% dell'energia del fascio nel caso del *jet* più energetico e all'80% per il secondo *jet* più energetico:

$$E_{\text{bgo},1} < 0.85 E_{\text{beam}} \quad ; \quad (4.11)$$

$$E_{\text{bgo},2} < 0.80 E_{\text{beam}} \quad . \quad (4.12)$$

- L'impulso totale ricostruito nello spettrometro dei muoni deve essere inferiore a $\sim 70\%$ dell'energia nel centro di massa:

$$P_{\mu-\text{tot}} < 1.45 E_{\text{beam}} \quad . \quad (4.13)$$

- Nel caso in cui ci fossero muoni ricostruiti isolati ($\equiv P_{\mu}/E_{\text{jet}} > 0.8$) l'impulso risostruito del muone deve essere inferiore all'80% dell'energia del fascio:

$$P_{\mu} < 0.8 E_{\text{beam}} \quad . \quad (4.14)$$

- Nel caso in cui non ci fossero muoni ricostruiti e l'energia depositata nel calorimetro adronico fosse inferiore a 7 GeV, la lunghezza media delle tracce rivelate nel calorimetro adronico nella direzione radiale, pesate per l'energia depositata dalle tracce, in almeno uno dei due *jet*, deve essere inferiore a 230 mm:

$$H_{\text{length}} < 230 \text{mm} \quad . \quad (4.15)$$

4.2.2 Criteri per la selezione estesa a piccolo angolo

Per estendere la selezione fino a piccoli angoli dall'asse dei fasci, occorre introdurre differenti criteri di selezione per la regione corrispondente alla *gap* del BGO e per le regioni in avanti ed indietro del rivelatore. Per la regione centrale sono ovviamente validi i criteri precedentemente elencati.

- Volume fiduciale:

- L’asse di *thrust* dell’evento deve giacere all’interno della regione considerata nella selezione:

$$|\cos \theta_{\text{thrust}}| < 0.92 \quad (4.16)$$

- **Selezione eventi $e^+e^- \rightarrow Z^0$:**

- Criterio 4.2.
- Criterio 4.3.
- Criterio 4.4 nella regione coperta dagli scintillatori.
- Criterio 4.5 nella regione coperta dalle camere a μ .

- **Riezione degli altri decadimenti Z^0 :**

Criteri comuni alle tre regioni:

- Criterio 4.6.
- Criteri 4.7 e 4.8.
- Criterio 4.9.
- Criterio 4.10.

Criteri applicati nella regione centrale:

- Criteri 4.11 e 4.12.
- Criterio 4.13.
- Criterio 4.14.
- Criterio 4.15.

Criteri applicati nella regione “gap”:

- Criterio 4.13.
- Criterio 4.14.
- Criterio 4.15.
- Il numero di tracce ricostruite deve essere maggiore di 0:

$$N_{\text{tracks}} > 0 \quad . \quad (4.17)$$

Per eventi presentanti una topologia 1 \longleftrightarrow 1 (una singola traccia per jet ricostruito) come ci si aspetta per gli $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$:

- L'impulso ricostruito delle tracce nei jet deve essere inferiore a 35 GeV:

$$p_{\text{TEC}-1,2} < 35 \text{ GeV} \quad . \quad (4.18)$$

- L'energia depositata da ogni jet nel calorimetro elettromagnetico deve essere inferiore al 75% dell'energia del fascio:

$$E_{\text{bgo}-1,2} < 0.75 E_{\text{beam}} \quad . \quad (4.19)$$

- L'energia depositata nelle prime 22 lunghezze di radiazione del calorimetro adronico posto nella regione “gap” deve essere inferiore a 15 GeV:

$$E_{\text{sh}-1,2} < 15 \text{ GeV} \quad . \quad (4.20)$$

Criteri applicati nelle regioni in avanti ed indietro:

- **Qualora l'algoritmo di ricostruzione degli eventi segnalasse la presenza di un elettrone in un jet**, si richiede che l'energia depositata da questo nel calorimetro elettromagnetico sia inferiore al 75% dell'energia del fascio:

$$E_{\text{bgo}-1,2} < 0.75 E_{\text{beam}} \quad . \quad (4.21)$$

- L'energia del jet più energetico deve essere inferiore a 68 GeV:

$$E_{\text{jet}1} < 68 \text{ GeV} \quad . \quad (4.22)$$

- La lunghezza media delle tracce rivelate nel calorimetro adronico nella direzione radiale, pesate per l'energia depositata dalle tracce, in almeno uno dei due *jet*, deve essere inferiore a 80 mm:

$$H_{\text{length}} < 80 \text{ mm} . \quad (4.23)$$

- Il numero di cristalli del calorimetro elettromagnetico interessati da ogni singolo *jet* deve essere superiore a 10:

$$N_{\text{X-tals-1,2}} > 10 . \quad (4.24)$$

Capitolo 5

Misura della sezione d'urto

5.1 Determinazione della sezione d'urto

Definiti i criteri di selezione, è stata valutata l'accettanza geometrica tramite la frazione di eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ di un campione Montecarlo che non vengono rigettati dai suddetti criteri. Anche l'effetto della contaminazione da parte dei fondi provenienti dagli altri canali di decadimento dello Z^0 è stato valutato tramite una simulazione Montecarlo.

La sezione d'urto è valutata come

$$\sigma = \frac{N_{ev}(1 - \alpha)}{\mathcal{L}^*(acc + bkg)} \frac{1}{\varepsilon_T}$$

dove:

N_{ev} = numero di eventi selezionati (contiene il segnale più il fondo);

\mathcal{L}^* = luminosità corretta per i periodi di malfunzionamento degli apparati;

acc = accettanza geometrica “effettiva” (tenendo in considerazione le parti inattive del rivelatore) misurata tramite il metodo Montecarlo:

$$acc = \frac{N_{ev} \tau \text{ selezionati}}{N_{ev} \tau \text{ generati}}$$

$bkg = \sum_i bkg_i$ con bkg_i = percentuale dell’ i -esimo fondo simulato sopravvissuta nella simulazione, pesata con la relativa sezione d’urto:

$$bkg_i = \frac{N_{ev} \text{ selezionati di fondo}}{N_{ev} \text{ generati di fondo}} \frac{\sigma_{bkg_i}}{\sigma_\tau}$$

α = percentuale aspettata sul segnale dei fondi non simulati (fondi non risonanti);

ϵ_T = efficienza di *trigger*.

La luminosità è stata misurata tramite i conteggi, negli appositi *monitor*, di eventi Bhabha a piccolo angolo rispetto all’asse dei fasci, dove la sezione d’urto differenziale va come $1/\theta^3$.

Un discorso a parte meritano i fondi non risonanti e l’efficienza di *trigger*.

5.1.1 Fondo non risonante

I fondi non risonanti principali sono da attribuire agli eventi a due fotoni ($e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$; figura 4.4) ed agli eventi dovuti alla radiazione cosmica.

Il fondo a due fotoni è stato studiato attraverso una simulazione Montecarlo. A causa dell’incertezza nella valutazione teorica della sezione d’urto dei singoli processi a due fotoni, la simulazione Montecarlo di questi processi non è stata utilizzata direttamente per le misure descritte in questa tesi. Tuttavia, essendo l’ammontare di fondo aspettato molto basso, si può assumere anche un’incertezza del 100% sulla sezione d’urto teorica dei processi a due fotoni senza produrre effetti apprezzabili sul valore finale della sezione d’urto di produzione di coppie τ . In maniera conservativa si assume un fondo stimato al picco dello Z^0 dello $(0.1 \pm 0.1)\%$.

Per i raggi cosmici non esiste alcuna simulazione accurata; quindi per studiare l’effetto sul segnale della loro contaminazione si utilizzano gli stessi eventi sperimentali. Il metodo utilizzato consiste nello studiare le distribuzioni delle variabili più sensibili ai raggi cosmici, quali il parametro d’impatto delle tracce ricostruite, il tempo di scintillazione, la proiezione sul centro dell’esperimento delle tracce ricostruite nello spettrometro per muoni. Il fondo di radiazione cosmica nella regione del segnale viene

stimato tramite estrapolazioni sulla base delle forme di tali distribuzioni molto fuori della regione del segnale stesso.

Per l'analisi presentata in questa tesi, la percentuale di fondo cosmica è stata ottenuta tramite la distribuzione del parametro di impatto, dato che al di fuori della regione centrale del rivelatore sono assenti gli scintillatori e lo spettrometro per muoni. La percentuale di fondo cosmica stimata nella regione centrale del rivelatore è di circa $(0.1 \pm 0.1)\%$, mentre, nonostante la distribuzione angolare dei cosmici vada come $\sin^2 \theta$, tale percentuale aumenta per la selezione a piccolo angolo, per via del fatto che nelle regioni a piccolo angolo rispetto all'asse dei fasci, senza camere per muoni e scintillatori, la reiezione dei cosmici è meno efficace.

In conclusione per il calcolo sezione d'urto si è assunta $\alpha = (0.2 \pm 0.1)$ per la selezione limitata alla regione centrale del rivelatore e $\alpha = (0.3 \pm 0.1)$ per la selezione a piccolo angolo.

5.1.2 Efficienza di *trigger*

L'efficienza di *trigger* rappresenta la probabilità che un evento di tipo $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ sia selezionato dal sistema di acquisizione dati e scritto su nastro.

La ridondanza dei *trigger*, soprattutto nella regione centrale del rivelatore, permette di ricavare quest'efficienza dai dati stessi. A tale scopo un insieme di dati rappresentativo dell'intero campione viene suddiviso in dei sottinsiemi sulla base dei *trigger* che gli eventi hanno fatto scattare.

D'ora in avanti i *trigger* che hanno selezionato un determinato sottocampione di eventi saranno indicati dai pedici:

- E=*trigger* di energia,
- T=*trigger* TEC,
- M=*trigger* di muoni.

Per il calcolo dell'efficienza di *trigger* non viene utilizzato il *trigger* degli scintillatori, in quanto la sua presenza è significativa solo come *trigger* di recupero quando

nessun altro *trigger* ha selezionato l'evento, cosa che per eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ non si è mai verificata.

L'efficienza di ogni singolo *trigger* (per esempio quello TEC) può essere valutata rispetto ad un *trigger* di riferimento (per esempio quello di energia) mediante il rapporto tra il numero degli eventi che sono stati selezionati dal *trigger* in oggetto e dal *trigger* di riferimento ed il numero totale di eventi selezionati da quest'ultimo *trigger*:

$$\varepsilon_{\text{TEC}} = \frac{N_{\text{ET}} + N_{\text{ETM}}}{N_{\text{E}} + N_{\text{ET}} + N_{\text{EM}} + N_{\text{ETM}}} . \quad (5.1)$$

Dalle singole efficienze si ricava l'efficienza globale:

$$\varepsilon_{\text{TOT}} = 1 - \prod_i \eta_i \quad (5.2)$$

con $\eta_X = (1 - \varepsilon_X)$, dove ε_X è l'efficienza del *trigger* x .

La 5.2 è valida fintanto che il campione di eventi sia tale da non presentare correlazioni tra i singoli *trigger*, cioè il sottocampione non selezionato da un determinato *trigger* deve conservare la rappresentatività del campione globale. Questo non accadrebbe se si considerassero eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ con tau che decadano in muoni: i *trigger* di energia e dello spettrometro per muoni sarebbero complementari. Il campione è stato perciò suddiviso in tre sottocampioni, indicati con i pedici $i = 0, 1, 2$, individuanti il numero di muoni ricostruiti nello stato finale. In tabella 5.1 è riportata la quantità di eventi per ogni configurazione di *trigger* e per ogni sottocampione di eventi presenti.

Dalle efficienze per i singoli sottocampioni di eventi con $i = 0, 1, 2$ muoni si ricava l'efficienza globale:

$$\varepsilon_{\text{TOT}} = \frac{\sum_{i=0}^2 N_i}{\sum_{i=0}^2 N_i / \varepsilon_i} . \quad (5.3)$$

La copertura angolare del *trigger* non è uniforme. Per $|\cos \theta| \leq 0.73$ sono presenti tutti e tre i *trigger* considerati (TEC, di energia e dello spettrometro per muoni), per $0.73 < |\cos \theta| < 0.883$ sono presenti solo il *trigger* di energia e quello TEC ed infine per $0.883 < |\cos \theta| < 0.92$ è presente solo il *trigger* di energia. In quest'ultima regione, dove il metodo finora applicato non può essere utilizzato poiché basato sulla

Trigger	$ \cos \theta < 0.7$			$ \cos \theta < 0.92$		
	0μ	1μ	2μ	0μ	1μ	2μ
E	553	19	0	1014	28	0
T	59	17	0	109	49	0
ET	9333	232	1	11870	422	1
M	1	11	11	1	12	11
EM	54	127	2	77	131	2
TM	11	171	170	15	174	183
ETM	888	2255	27	985	2308	29

Tabella 5.1: Suddivisione del campione di eventi utilizzato per la determinazione dell'efficienza del trigger (totale = 17421 eventi). Nella prima colonna è riportato il tipo di trigger che ha accettato l'evento: E = energia, T = TEC, M = muoni. Nelle colonne seguenti è riportato il numero di eventi suddiviso per regione angolare e numero di muoni ricostruiti.

$\varepsilon_{\text{Trigger}}$	0μ	1μ	2μ
Energy	99.3%	92.9%	–
TEC	94.4%	94.4%	94.6%
Muoni	–	91.0%	91.0%

Tabella 5.2: Efficienze di trigger valutate per sottocampioni di eventi selezionati in funzione del numero di muoni ricostruiti.

ridondanza dei trigger, si assume che l'efficienza globale sia quella del trigger di energia nella regione confinante. Questa ipotesi è suffragata sia dal fatto che nelle due regioni considerate i parametri di trigger utilizzati (soglie, definizioni geometriche dei canali, etc.) sono identici, sia dal fatto che il trigger non presenta canali morti nelle due regioni considerate.

In tabella 5.2 sono riportate le efficienze per singolo trigger e sottocampione di dati.

Le efficienze complessive ottenute sono:

- $\varepsilon_{\text{TOT}} = (99.96 \pm 0.01)\%$ nella regione centrale del rivelatore;
- $\varepsilon_{\text{TOT}} = (99.71 \pm 0.02)\%$ in tutta la regione di selezione.

5.2 Valutazione delle incertezze sistematiche

Vi sono diverse sorgenti di errore sistematico sulla misura della sezione d’urto di eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$:

- Criteri di selezione;
- Correzioni per l’accettanza;
- Sottrazione del fondo;
- Generazione di eventi Montecarlo;
- Efficienza di *trigger*.

A queste va aggiunto l’errore sulla misura della luminosità. Tale errore è dovuto principalmente all’imprecisione teorica con la quale si conosce la sezione d’urto per eventi Bhabha a piccolo angolo e può essere valutato intorno allo 0.2%.

5.2.1 Criteri di selezione

Non essendo la simulazione Montecarlo perfettamente realistica, ogni criterio di selezione (taglio adottato) comporta un’incertezza sistematica, che può essere valutata tramite la deviazione del valore della sezione d’urto misurata variando opportunamente il taglio intorno al valore scelto. Dal punto di vista matematico la procedura può essere quantificata nel seguente modo: si definiscano gli apici $i = 0, 1, 2, \dots$ relativi alle variabili ottenute utilizzando diversi insiemi di tagli ($i = 0$ corrisponde all’insieme dei tagli utilizzato per la determinazione del valore centrale della sezione d’urto). Per ogni insieme di tagli, la sezione d’urto sarà data da:

$$\sigma_i = \frac{N_i}{a_i \mathcal{L}} , \quad (5.4)$$

dove gli a_i rappresentano le correzioni da adottare per efficienza, accettanza e fondi, N_i sono gli eventi selezionati per ogni insieme di criteri i ed \mathcal{L} è la luminosità integrata sul campione utilizzato.

Una valutazione dell'errore sistematico sarà data dalla variazione relativa della sezione d'urto:

$$\frac{\Delta\sigma_i}{\sigma_0} \pm \delta\left(\frac{\Delta\sigma_i}{\sigma_0}\right) \equiv \frac{\Delta\sigma_i}{\sigma_0} \pm \delta\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0}\right) . \quad (5.5)$$

Assumendo che l'errore sugli a_i (cioè l'errore statistico sui dati di simulazione) sia trascurabile rispetto all'errore statistico sul numero di eventi sperimentali N_i , utilizzando la statistica binomiale si ha:

$$\delta\left(\frac{\Delta\sigma_i}{\sigma_0}\right) = \delta\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0}\right) = \sqrt{\frac{|N_0 - N_i|}{N_0 N_i}} . \quad (5.6)$$

Così facendo si sovrasta l'incertezza sistematica, poiché nella deviazione del valore della sezione d'urto misurata vi è anche una componente statistica, dovuta al numero limitato di eventi disponibili. Cioè la sezione d'urto cambierebbe anche se i dati fossero perfettamente riprodotti nel Montecarlo.

La componente statistica della deviazione della sezione d'urto misurata al variare dei tagli è stata stimata sostituendo ai dati sperimentali un campione Montecarlo, rappresentativo del segnale e dei fondi, con lo stesso numero di eventi del campione reale: in questo caso la variazione del valore della sezione d'urto è per definizione dovuta alla sola componente statistica.

Nelle tabelle 5.3 e 5.4 sono riportate le incertezze sistematiche più rilevanti associate ai tagli corrispondenti per la selezione limitata alla regione centrale del rivelatore e per la selezione estesa a piccolo angolo.

5.2.2 Correzione per l'accettanza e sottrazione del fondo

Le incertezze sistematiche derivanti da queste due sorgenti sono sostanzialmente dovute al numero limitato di eventi generati nella simulazione Montecarlo. L'incertezza statistica sul numero di eventi Montecarlo selezionati (simulanti il segnale ed il fondo) può essere considerato come un errore sistematico sul valore della sezione d'urto finale.

$ \cos \theta < 0.7$	
Tracce in jet 1	0.25
E_{jet-1}	0.2
$\cos \theta_{thrust}$	0.15
Apertura angolare jet	0.3
Definizione tracce	0.15
totale parziale	0.49
componente statistica	0.14
totale	0.47

Tabella 5.3: Contributo percentuale dei singoli tagli all'incertezza sistematica per $|\cos \theta| < 0.7$.

$ \cos \theta < 0.92$	
Tracce in jet 1	0.35
E_{jet-1}	0.3
$\cos \theta_{thrust}$	0.2
Apertura angolare jet	0.2
Numero tracce	0.4
totale parziale	0.68
componente statistica	0.15
totale	0.66

Tabella 5.4: Contributo percentuale dei singoli tagli all'incertezza sistematica per $|\cos \theta| < 0.92$.

$ \cos \theta < 0.7$	
Selezione	0.47
Accettanza	0.21
Sottrazione fondi	0.13
Generatore	0.20
totale	0.57

Tabella 5.5: Contributo percentuale all'incertezza sistematica delle singole sorgenti per $|\cos \theta| < 0.7$.

5.2.3 Generazione degli eventi Montecarlo

L'errore sistematico associato alla generazione degli eventi proviene dall'incertezza presente nei rapporti di decadimento del τ . Non essendo questi ultimi conosciuti con infinita precisione e non essendo costante l'efficienza di rivelazione per tipo di decadimento, una variazione dei rapporti di decadimento, all'interno della precisione con la quale si conoscono al momento, introduce una variazione nella valutazione della sezione d'urto.

Una valutazione dell'errore sistematico dovuto alla generazione degli eventi è stata ottenuta variando opportunamente i rapporti di decadimento delle topologie più problematiche (in particolare i decadimenti con muoni nello stato finale) e, in maniera più generale, i rapporti di decadimento topologici a 1,3 e 5 particelle cariche.

Dai risultati ottenuti è stata assunta in maniera conservativa un'incertezza dello 0.2% sul valore della sezione d'urto.

5.2.4 Incertezze sistematiche

Nelle tabelle 5.5 e 5.6 sono riportate le incertezze sistematiche stimate per ogni selezione. L'incertezza sistematica derivante dall'errore sull'efficienza di *trigger* è trascurabile e non verrà riportata nelle tabelle.

$ \cos \theta < 0.92$	
Selezione	0.66
Accettanza	0.18
Sottrazione fondi	0.17
Generatore	0.20
totale	0.73

Tabella 5.6: Contributo percentuale all'incertezza sistematica delle singole sorgenti per $|\cos \theta| < 0.92$.

	$ \cos \theta < 0.7$	$ \cos \theta < 0.92$
Eventi selezionati $\int \mathcal{L} dt$	31762 44065 nb $^{-1}$	41918 44065 nb $^{-1}$
Accettanza in 4π	$(48.32 \pm 0.07)\%$	$(63.44 \pm 0.07)\%$
Efficienza di sel.	$(72.02 \pm 0.15)\%$	$(65.60 \pm 0.11)\%$
Fondo e^+e^-	$(0.21 \pm 0.05)\%$	$(1.23 \pm 0.11)\%$
Fondo $\mu^+\mu^-$	$(0.46 \pm 0.03)\%$	$(0.58 \pm 0.03)\%$
Fondo $q\bar{q}$	$(0.21 \pm 0.05)\%$	$(0.18 \pm 0.04)\%$
Cosmici	$(0.1 \pm 0.1)\%$	$(0.2 \pm 0.1)\%$
2 fotoni	$(0.1 \pm 0.1)\%$	$(0.1 \pm 0.1)\%$

Tabella 5.7: Efficienza sul segnale e fondi residui.

5.3 Risultati

Nella tabella 5.7 sono riportati l'efficienza sul segnale ed i fondi sopravvissuti secondo la simulazione Montecarlo. I valori sono differenziati per regione angolare interessata.

I valori di sezione d'urto ottenuti, estrapolati a 4π di angolo solido, sono:

$$\begin{aligned}\sigma_\tau(\text{regione: } |\cos \theta| < 0.70) &= (1.4758 \pm 0.0083 \text{ (stat.)}) \text{ nb} \\ \sigma_\tau(\text{regione: } |\cos \theta| < 0.92) &= (1.4694 \pm 0.0072 \text{ (stat.)}) \text{ nb}\end{aligned}\tag{5.7}$$

I due valori sono compatibili fra loro e con la previsione del Modello Standard.

Periodo	$\sigma_\tau(4\pi)$ in nb	$\sigma_\tau(4\pi)$ in nb
	$ \cos \theta < 0.7$	$ \cos \theta < 0.92$
1992: picco	$1.464 \pm 0.013 \pm 0.007$	$1.467 \pm 0.011 \pm 0.007$
1993: prescan	$1.482 \pm 0.025 \pm 0.009$	$1.488 \pm 0.021 \pm 0.010$
1993: picco	$1.465 \pm 0.018 \pm 0.008$	$1.472 \pm 0.016 \pm 0.011$
1993: picco - 2	$0.505 \pm 0.011 \pm 0.004$	$0.509 \pm 0.010 \pm 0.005$
1993: picco + 2	$0.719 \pm 0.014 \pm 0.006$	$0.718 \pm 0.012 \pm 0.005$

Tabella 5.8: Resoconto finale dei valori di sezione d'urto per periodo e per regione angolare di selezione. Il primo errore è statistico, il secondo è sistematico. Nell'incertezza riportata non è considerata quella sulla misura della luminosità: 0.6% nel 1992, 0.2% nel 1993.

5.3.1 Confronto con i risultati degli anni precedenti

Nella tabella 5.8 sono riportati come riferimento i valori della sezione d'urto misurati negli ultimi anni a LEP.

Nel 1992, analogamente al 1994, la macchina ha funzionato durante tutta la presa dati al picco della risonanza Z^0 , mentre nel 1993 ha dapprima funzionato, nel cosiddetto periodo di *prescan*, al picco della Z^0 , mentre in seguito, durante il periodo di *scan*, a tre differenti energie (al picco della risonanza Z^0 , 2 GeV sopra e due GeV sotto).

Come si può vedere, i valori delle sezioni d'urto misurati al picco della Z^0 sono compatibili con quelli relativi al 1994 presentati in questa tesi.

Capitolo 6

Misura dell'asimmetria di carica

L'asimmetria di carica (detta anche avanti-indietro) è definita come:

$$A_{FB} \equiv \frac{\sigma(\cos \theta > 0) - \sigma(\cos \theta < 0)}{\sigma(\cos \theta > 0) + \sigma(\cos \theta < 0)}$$

Essa ha il vantaggio, rispetto alle misure di sezione d'urto, di essere indipendente dalla normalizzazione sul numero degli eventi. Per la definizione dell'angolo θ dell'evento possono essere utilizzate diverse convenzioni:

- l'angolo dell'asse di *thrust*;
- l'angolo del *jet* più energetico;
- l'angolo del secondo *jet* più energetico;
- l'angolo del *jet* carico negativamente;
- l'angolo del *jet* carico positivamente.

Nell'ambito di questa tesi si utilizzerà l'angolo tra il *jet* carico negativamente uscente e l'elettrone entrante.

Indicando con N_F e con N_B gli eventi in avanti ($\cos \theta > 0$) e quelli indietro ($\cos \theta < 0$) rispettivamente, l'asimmetria di carica può essere scritta come:

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} \quad . \quad (6.1)$$

6.1 Determinazione dell'asimmetria

Per la determinazione dell'asimmetria di carica è stato utilizzato lo stesso campione di eventi selezionato per la misura della sezione d'urto, con l'aggiunta di altri requisiti che verranno specificati in seguito.

Essendo gli eventi con radiazione di fotoni duri rigettati grazie al taglio sull'a-collinearità, si può utilizzare per la sezione d'urto di produzione di coppie $\tau^+ \tau^-$ la seguente espressione (a livello di Born):

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}(s)} \frac{d\sigma(s)}{d \cos \theta} = \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta) + A_{FB}(s) \cos \theta \quad , \quad (6.2)$$

ove A_{FB} è l'asimmetria che si intende misurare. Un confronto di questa relazione con il calcolo completo elettrodebole della dipendenza angolare mostra che l'incertezza introdotta dall'utilizzo di tale relazione è molto inferiore all'errore statistico ed a quello sistematico.

Dalla 6.2 si evince che per una buona misura dell'asimmetria di carica occorre una selezione efficiente di eventi $\tau^+ \tau^-$ in una regione angolare il più estesa possibile, in quanto sono le regioni in avanti ed indietro ad essere più sensibili all'asimmetria di carica.

6.1.1 Descrizione dei metodi di misura

Sono di seguito elencati e descritti tre differenti metodi per estrarre l'asimmetria di carica dai dati:

Conteggio degli eventi in avanti ed indietro

Indicando con N_F gli eventi in avanti ($\cos \theta > 0$) e con N_B quelli indietro ($\cos \theta < 0$) selezionati in un volume fiduciale $|\cos \theta| < \cos \theta_C$,

$$A_{FB}(|\cos \theta| < \cos \theta_C) = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} \quad . \quad (6.3)$$

Il valore dell’asimmetria di carica si ricava dalla 6.3 mediante la 6.4:

$$A_{FB} = A_{FB} (|\cos \theta| < \cos \theta_C) \frac{3 + \cos^2 \theta_C}{4 \cos \theta_C} . \quad (6.4)$$

Fit sulla distribuzione angolare

Questo metodo consiste nel suddividere l’intervallo di variazione di $\cos \theta$ in un certo numero di sotto-intervalli e nell’effettuare un *fit* del χ^2 sulla distribuzione angolare degli eventi. Poiché l’accettanza è differente per differenti regioni del rivelatore, la distribuzione va corretta per l’accettanza stimata per ogni sotto-intervallo tramite un campione Montecarlo.

Fit alla massima verosimiglianza

Si definisce come funzione di massima verosimiglianza la produttoria sugli eventi selezionati, pesati con la sezione d’urto differenziale relativa alla direzione $\cos \theta_i$. Quindi, si ricava A_{FB} minimizzando la quantità:

$$L = \prod_i \left[\frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta_i) + A_{FB} \cos \theta_i \right] \quad (6.5)$$

Se si moltiplicano i pesi per una funzione simmetrica in $\cos \theta_i$, è evidente che il valore ottenuto dal *fit* non varia. Questa proprietà, che rende non necessaria la conoscenza dell’accettanza in funzione di $\cos \theta$, purché questa sia indipendente dalla carica, rappresenta il maggior vantaggio del *fit* alla massima verosimiglianza. Nell’ambito di questa analisi verrà utilizzato questo metodo per estrarre il valore dell’asimmetria di carica dai dati.

6.1.2 Correzione per la confusione di carica

La probabilità P di misurare la carica di un *jet* nell’apparato con il segno opposto a quello reale non è trascurabile. Di conseguenza il valore di asimmetria ottenuto semplicemente dai dati va corretto per tale probabilità allo scopo di risalire all’asimmetria vera del campione di eventi.

La correzione da applicare dipende dalle richieste aggiuntive sulla carica dei *jet* negli eventi selezionati. Per questa analisi sono stati selezionati solo quegli eventi con una carica totale per ciascuno dei due *jet* pari a ± 1 . In questo campione si possono ancora distinguere due gruppi di eventi: quello in cui i due *jet* mostrano la stessa carica e quello in cui i due *jet* hanno cariche diverse, che è quello poi utilizzato per la determinazione finale dell'asimmetria.

Indicando con ζ la frazione di τ per singolo *jet* che ha il segno cambiato per inefficienza del rivelatore, il numero di eventi con *jet* a carica differente, N_{+-} , e quelli con segni uguali, N_{++} o N_{--} , saranno dati da:

$$N_{+-} = N(1 - 2\zeta + 2\zeta^2) \quad (6.6)$$

$$N_{++} + N_{--} = N(2\zeta - 2\zeta^2) \quad , \quad (6.7)$$

dove $N = N_{++} + N_{--} + N_{+-}$ è il numero totale di eventi. La frazione ξ di eventi in cui entrambi i *jet* hanno il segno scambiato (e quindi vengono comunque selezionati dalla richiesta di eventi con *jet* di cariche unitarie di segno opposto) è data da:

$$\xi = \frac{N\zeta^2}{N(1 - 2\zeta + 2\zeta^2)} = \frac{1}{2} - \frac{\frac{1}{2}\sqrt{N^2 - 2N(N_{++} + N_{--})}}{N - N_{++} - N_{--}} \quad (6.8)$$

A causa della confusione di carica, il numero di eventi in avanti (indietro), N'_F (N'_B), misurato dal campione di eventi differisce da quello reale, N_F (N_B), essendo:

$$N'_F = (1 - \xi)N_F + \xi N_B \quad (6.9)$$

$$N'_B = \xi N_F + (1 - \xi)N_B \quad (6.10)$$

Di conseguenza l'asimmetria di carica osservata è pari a:

$$A'_{FB} = \frac{N'_F - N'_B}{N'_F + N'_B} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}(1 - 2\xi) = A_{FB}^{vera}(1 - 2\xi), \quad (6.11)$$

dove A_{FB}^{vera} è il valore dell'asimmetria di carica con cui gli eventi sono realmente prodotti.

6.1.3 Trattamento dei fondi

Un'attenzione particolare va riservata al fondo di eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ presenti nel campione di eventi selezionati per il calcolo dell'asimmetria di carica.

Infatti mentre per gli altri fondi descritti da un diagramma di Feynman con un fotone nel canale s ci si aspetta teoricamente un'asimmetria analoga a quella degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, per quella degli eventi Bhabha bisogna tenere in considerazione anche il diagramma con scambio di un fotone nel canale t (figura 6.1) che tende ad aumentare l'asimmetria misurata, in quanto l'elettrone in questo tipo di processi tende ad essere diffuso in avanti.

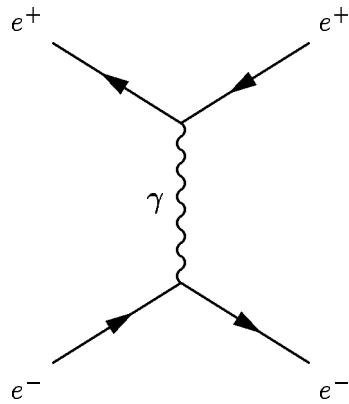


Fig. 6.1: Diagramma di Feynman della produzione di e^+e^- attraverso scambio di fotone nel canale t.

Per valutare l'effetto della presenza di eventi Bhabha nel campione utilizzato per la misura dell'asimmetria di carica sono stati utilizzati due metodi: il primo basato su una correzione statistica globale da applicare al valore dell'asimmetria di carica misurato ed il secondo basato su una correzione locale alla distribuzione degli eventi in $\cos \theta$.

1° metodo: Indicando con gli apici:

- *mis* le quantità misurate;
- *vero* per le quantità reali;

- *fondo* per le quantità riferite ai fondi,

e con ζ la frazione di eventi di fondo Bhabha presenti nel campione di eventi selezionati, si ha:

$$A_{FB}^{vero} = \frac{N_F^{vero} - N_B^{vero}}{N_F^{vero} + N_B^{vero}} = \frac{N_F^{mis} - N_B^{mis} - N_F^{fondo} + N_B^{fondo}}{(N_F^{mis} + N_B^{mis})(1 - \zeta)} . \quad (6.12)$$

Considerando che:

$$\begin{aligned} N_F^{fondo} - N_B^{fondo} &= A_{FB}^{fondo} N_{TOT}^{fondo} , \\ N_F^{fondo} + N_B^{fondo} &= N_{TOT}^{fondo} , \end{aligned} \quad (6.13)$$

e quindi che:

$$\begin{aligned} N_F^{fondo} &= \frac{N_{TOT}^{fondo}}{2} \left(1 + A_{FB}^{fondo} \right) , \\ N_B^{fondo} &= \frac{N_{TOT}^{fondo}}{2} \left(1 - A_{FB}^{fondo} \right) , \end{aligned} \quad (6.14)$$

si ha che:

$$A_{FB}^{vero} = \frac{N_F^{mis} - N_B^{mis} - \zeta N_{tot}^{mis} A_{FB}^{fondo}}{(N_F^{mis} + N_B^{mis})(1 - \zeta)} = \frac{A_{FB}^{mis} - \zeta A_{FB}^{fondo}}{1 - \zeta} . \quad (6.15)$$

È dunque possibile apportare una correzione globale all'asimmetria di carica misurata conoscendo la quantità di fondo presente nel campione e l'asimmetria del fondo stesso.

Naturalmente per poter utilizzare questo metodo si sottintende che la distribuzione del fondo in funzione di $\cos \theta$ sia la stessa del segnale, a meno di correzioni fisiche dovute alla differente asimmetria di carica. Questa assunzione in generale non sarà verificata, se non altro perché fondo e segnale vengono identificati con rivelatori differenti.

2° Metodo: Si esegue un *fit* alla massima verosimiglianza alla distribuzione in $\cos \theta$ degli eventi selezionati, sottraendo la distribuzione prevista per il fondo di eventi Bhabha ottenuta da una simulazione Montecarlo di tipo reale (riproducendo cioè le inefficienze del rivelatore). In pratica la funzione di verosimiglianza diventa in questo caso:

$$L = \prod_i \left[\frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta_i) + A_{FB} \cos \theta_i \right]^{(1-\zeta_i)}, \quad (6.16)$$

dove ζ_i è la frazione di eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ aspettata per il valore di $\theta = \theta_i$. Questo metodo ha il vantaggio di tenere in considerazione la diversa efficienza di selezione per il segnale ed il fondo in funzione di $\cos \theta$ dovuta alla differente conformazione dei rivelatori interessati, ma introduce un errore sistematico dovuto all'utilizzo di una simulazione Montecarlo.

Per il valore finale di asimmetria misurato nell'analisi descritta in questa tesi, sarà utilizzato il secondo metodo, che tiene conto della diversa conformazione dei rivelatori, soprattutto nella regione “gap”. Tuttavia i risultati ottenuti con il primo metodo saranno utilizzati per una misura indipendente dell'errore sistematico così introdotto.

Per quanto riguarda gli altri fondi, quali per esempio quelli derivanti da radiazione cosmica, si può utilizzare il primo metodo per valutare la variazione di asimmetria di carica prodotta dal fondo stesso assumendo, per esempio, un'asimmetria di carica nulla per il fondo considerato. È evidente dalla 6.15 che le correzioni da apportare al valore misurato dell'asimmetria restano comunque trascurabili.

6.2 Valutazione delle incertezze sistematiche

Le principali sorgenti di errore sistematico sulla misura dell'asimmetria di carica con il *fit* alla massima verosimiglianza sono:

- correzione per la probabilità di confusione di carica;
- sottrazione dei fondi;

- procedura di *fit* utilizzata.

6.2.1 Misura della confusione di carica

La confusione di carica è la probabilità P di errore nella misura della carica di un *jet* di τ conseguentemente alla risoluzione finita con la quale si riesce a misurare l'impulso trasverso delle tracce nella camera centrale.

I punti nello spazio ricostruiti dalle coordinate misurate in ogni camera sono riuniti attraverso un *fit* ad un'elica, che è la traiettoria prevista per una particella carica che si muove in un campo magnetico uniforme. Uno dei parametri che descrive un'elica è la curvatura della traccia che è proporzionale a q/p , dove p è l'impulso trasverso rispetto al campo magnetico e q è la carica della particella considerata. La risoluzione intrinseca sulle coordinate dei punti ricostruiti si risolve in un errore sulla misura di q/p ottenuta dal *fit*, che talvolta può portare ad un'inversione del segno della carica della particella.

La probabilità di confusione di carica è misurabile utilizzando unicamente i dati reali, come già descritto nel paragrafo 6.1.2.

Inoltre per gli eventi τ che decadono in un muone, la confusione di carica può essere misurata sfruttando le informazioni provenienti dalle camere a μ che hanno una risoluzione migliore della camera centrale. Per una valutazione indipendente della probabilità di confusione di carica, è sufficiente osservare la carica misurata nella TEC del *jet* opposto al muone. Ambedue i metodi portano ad una valutazione della probabilità di confusione di carica simile.

L'errore sulla probabilità di confusione di carica, essenzialmente dovuto alla limitata statistica a disposizione, sarà considerato come un'incertezza sistematica sul valore dell'asimmetria di carica.

La metodologia fin qui presentata, utilizzata per correggere l'asimmetria di carica per la probabilità di confusione di carica, sottintende l'assunzione che tale probabilità sia uguale per tutti gli eventi del campione. Tuttavia ci si aspetta che la confusione di carica dipenda sia dalla topologia dell'evento che dall'impulso delle tracce (essendo

la risoluzione in impulso dipendente dall’impulso stesso); quindi la precedente assunzione non sarà verificata. Una simulazione Montecarlo sulla possibile variazione dell’asimmetria di carica dovuta alle suddette ragioni ha dimostrato che l’utilizzo di una probabilità costante di confusione di carica porta a dei risultati accettabili nei limiti della statistica raccolta [17].

Un altro punto da tenere in considerazione è la possibilità che la probabilità di confusione di carica possa essere differente per eventi in avanti ed indietro. L’unica sorgente possibile per una tale differenza in funzione dell’angolo polare θ è una rotazione relativa delle pareti esterne della TEC l’una rispetto all’altra. Ciò porterebbe ad un incremento della curvatura ($1/R$) con segno differente per le tracce in avanti ed indietro rispetto alla curvatura reale della traccia.

Alla fine della costruzione della TEC, la rotazione relativa tra le due pareti esterne è stata valutata in $(1.55 \pm 0.22) \mu\text{rad}$, cioè meno di $1 \mu\text{m}$ sul raggio esterno della TEC. Per tracce di 45 GeV nella regione angolare $45^\circ < \theta < 135^\circ$ dove si ha il massimo effetto, la variazione relativa della sagitta è al massimo dello 0.6%. Per valori di asimmetria di carica inferiori al 10% ciò porta ad una variazione di meno dello 0.1% nella misura dell’asimmetria di carica [17]. Poiché la rotazione aggiunge un incremento costante alla curvatura misurata per ogni traccia, la dimensione dell’effetto per gli eventi τ , che presentano tracce con un impulso minore di 45 GeV, è del tutto trascurabile.

6.2.2 Trattamento del fondo

Come è stato già detto, il fondo più pericoloso è rappresentato dagli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ soprattutto a piccolo angolo.

La sottrazione può essere operata in due maniere differenti: il primo basato su una correzione statistica globale ed il secondo su un Montecarlo di simulazione.

Il primo metodo risente dell’incertezza con la quale è nota l’asimmetria di carica del fondo e dell’errore sulla quantità di fondo presente nel campione di eventi selezionati, oltre a presentare un’incertezza sistematica intrinseca dovuta all’assunzione di un fondo con efficienza di ricostruzione simile a quella del segnale.

Il secondo metodo che poi è quello utilizzato nell'analisi presentata in questa tesi, presenta un'incertezza sistematica facilmente identificabile con la limitata statistica degli eventi Montecarlo di fondo a disposizione. Tuttavia questa incertezza è trascurabile sia rispetto all'errore statistico sul campione di eventi selezionati che rispetto alle altre componenti dell'incertezza sistematica totale.

Un'altra sorgente di errore sistematico per la sottrazione del fondo risiede nella corretta simulazione del fondo da parte del Montecarlo (specie a piccolo angolo). Tale errore può essere valutato in due modi: confrontando i valori asimmetria di carica ottenuti con i due metodi (nel primo infatti il fondo stesso è considerato senza alcun intervento del Montecarlo) oppure valutando la variazione dell'asimmetria in funzione dello spostamento dei limiti del volume fiduciale. In quest'ultimo caso occorre sottrarre in quadratura la componente di errore dovuta alla differente statistica a disposizione.

6.2.3 Procedura di *fit* utilizzata

La componente di errore sistematico dovuta alla procedura di *fit* è stata valutata in maniera conservativa dal confronto tra la funzione utilizzata per il *fit* e quella con tutte le correzioni di ordine superiore note applicate.

6.2.4 Incertezze sistematiche

Nella tabella 6.1 sono riportate le incertezze sistematiche stimate per la selezione limitata alla regione centrale e per quella estesa a piccolo angolo.

6.3 Risultati

Nella tabella 6.2 sono riportati i risultati riguardanti l'asimmetria di carica ottenuta con i dati raccolti nel 1994.

I valori delle due selezioni sono compatibili fra loro e con il valore previsto dal modello standard. È evidente il guadagno in statistica con la selezione estesa a piccolo angolo.

Sorgente	Incertezza sistematica	
	$ \cos \theta < 0.7$	$ \cos \theta < 0.92$
Metodo del <i>fit</i>	0.001	0.001
Confusione di carica	$< 0.001 \cdot A_{FB}$	$< 0.001 \cdot A_{FB}$
Sottrazione fondo	0.002	0.002
Altri fondi	< 0.001	< 0.001
Totale	0.003	0.003

Tabella 6.1: Resoconto delle incertezze sistematiche relative alle singole sorgenti individuate.

	$ \cos \theta < 0.7$	$ \cos \theta < 0.92$
Conf. carica (2 jet)	$(0.14 \pm 0.01)\%$	$(0.29 \pm 0.01)\%$
Conf. carica (1 jet)	$(3.56 \pm 0.08)\%$	$(5.13 \pm 0.08)\%$
Ev. selezionati	28621	36478
Ev. in avanti	14454	18500
Ev. indietro	14167	17978
Incert. sist.	0.003	0.003
A_{FB}	0.0095 ± 0.0066	0.0076 ± 0.0053

Tabella 6.2: Risultati sull'asimmetria di carica.

6.3.1 Confronto con i risultati degli scorsi anni

Nelle tabelle 6.3 e 6.4 sono riportati come riferimento i risultati riguardanti l'asimmetria di carica ottenuti con i dati raccolti nel 1992 e nel 1993.

Come si può vedere, i valori di asimmetria di carica misurati al picco della risonanza Z^0 sono compatibili con i risultati ottenuti nel 1994. Inoltre si può notare la diminuzione nel 1994 della probabilità di confusione di carica, dovuta all'utilizzo delle

	$ \cos \theta < 0.7$	$ \cos \theta < 0.92$
Conf. carica (2 jet)	$(0.54 \pm 0.03)\%$	$(0.97 \pm 0.04)\%$
Conf. carica (1 jet)	$(7.82 \pm 0.19)\%$	$(10.14 \pm 0.19)\%$
Ev. selezionati	10417	13694
Ev. in avanti	5250	6906
Ev. indietro	5167	6788
Incert. sist.	0.003	0.003
A_{FB}	0.010 ± 0.011	0.009 ± 0.009

Tabella 6.3: Risultati sull'asimmetria di carica, anno 1992.

	$ \cos \theta < 0.7$	$ \cos \theta < 0.92$
Conf. carica (2 jet)	$(0.43 \pm 0.03)\%$	$(0.74 \pm 0.04)\%$
Conf. carica (1 jet)	$(6.77 \pm 0.19)\%$	$(8.71 \pm 0.19)\%$
Ev. selezionati	2884 (pre) + 1594 (p-2) + 5258 (p) + 2208 (p+2) +	3655 2090 (p-2) + 6669 (p) + 2822 (p+2) +
Ev. in avanti	1473 (pre) + 731 (p-2) + 2717 (p) + 1221 (p+2) +	1843 947 (p-2) + 3441 (p) + 1595 (p+2) +
Ev. indietro	1411 (pre) + 863 (p-2) + 2541 (p) + 987 (p+2) +	1812 1143 (p-2) + 3228 (p) + 1227 (p+2) +
Incert. sist.	0.003	0.003
A_{FB}	0.025 ± 0.021 (pre) -0.120 ± 0.028 (p-2) 0.029 ± 0.016 (p) 0.119 ± 0.024 (p+2)	-0.003 ± 0.017 (pre) -0.138 ± 0.022 (p-2) 0.020 ± 0.013 (p) 0.133 ± 0.019 (p+2)

Tabella 6.4: Risultati sull'asimmetria di carica, anno 1993.

informazioni provenienti dal rivelatore di vertici al silicio.

Capitolo 7

Note sulla reiezione degli eventi di tipo Bhabha

Gli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ sono, ove possibile, rigettati sulla base dell'energia depositata nel calorimetro elettromagnetico, mediante tagli relativi all'intero evento ed ai singoli *jet* (nel qual caso sono stati approntati criteri di selezione differenziati per *jet* e per regione angolare).

I tagli sull'energia depositata dai singoli *jet* nel BGO sono subordinati al riconoscimento, da parte dell'algoritmo di ricostruzione, della presenza di un elettrone nei *jet* medesimi. Come si può vedere nelle figure 7.1 e 7.2, relative ad un campione MonteCarlo di eventi Bhabha, i criteri di riconoscimento della presenza di elettroni nei *jet* perdono efficacia nella regioni in avanti ed indietro del calorimetro elettromagnetico, aumentando la contaminazione da parte di tale fondo a piccolo angolo.

Inoltre, all'energia depositata dagli elettroni non bene identificati, provenienti anche dal decadimento di un τ , vengono applicate delle costanti di calibrazione inopportune. Qualora questo fenomeno non fosse ben riprodotto nella simulazione MonteCarlo, porterebbe ad un aumento dell'errore sistematico sulle misure della sezione d'urto e dell'asimmetria di carica nel caso della selezione estesa a piccolo angolo. Pertanto (vedasi il capitolo 4) nella regione a piccolo angolo rispetto all'asse dei fasci è stato aggiunto un taglio a 68 GeV sull'energia ricostruita per il *jet* più energetico.

In questo capitolo viene brevemente descritta la procedura di riconoscimento della

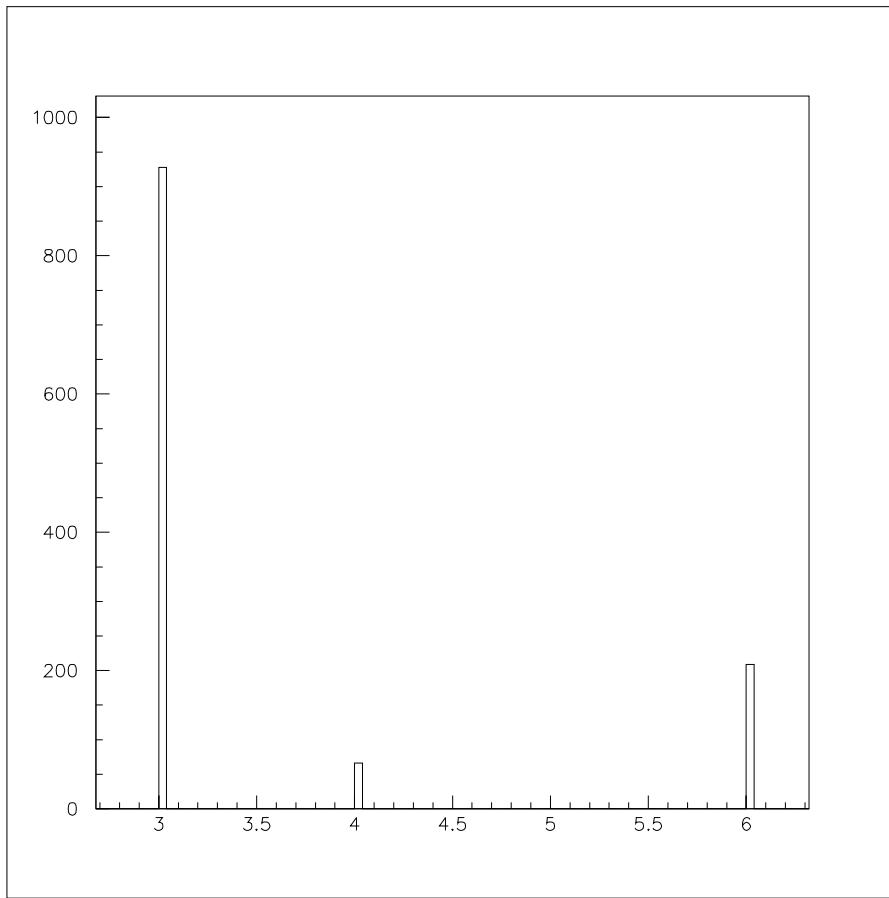


Fig. 7.1: Classificazione del jet più energetico, da parte dell'algoritmo di ricostruzione, per un campione Montecarlo di eventi Bhabha nella regione centrale del BGO (3=elettrone singolo, 4=elettrone nel jet, 5=jet adronico di bassa energia, 6=jet adronico di alta energia).

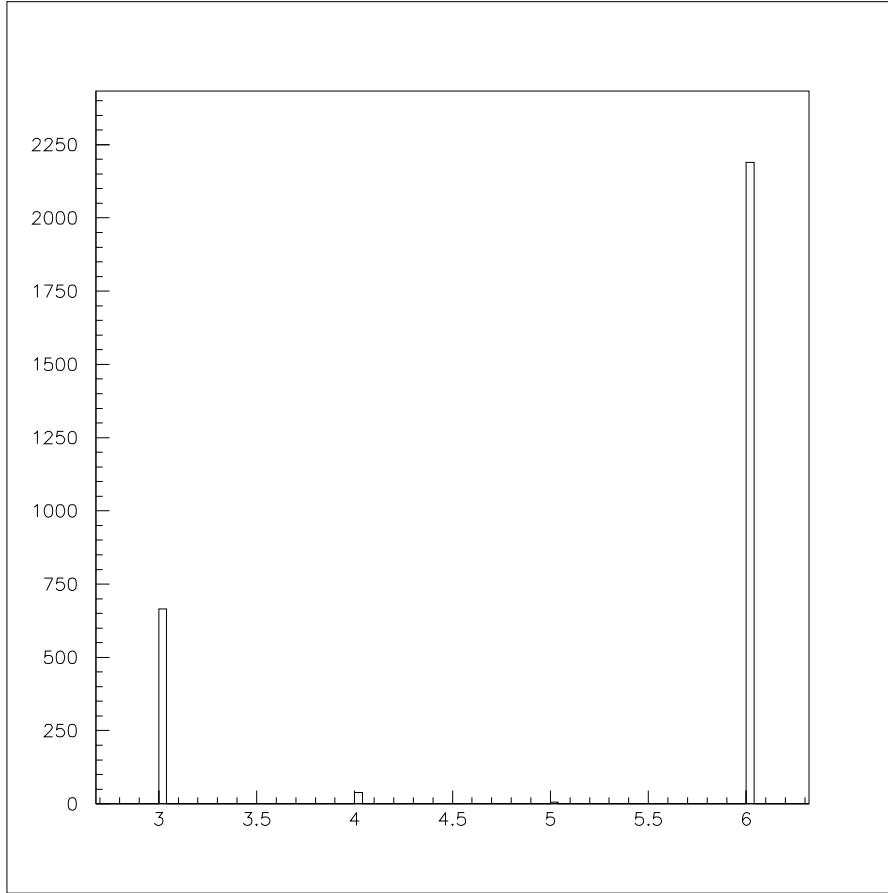


Fig. 7.2: Classificazione del jet più energetico, da parte dell'algoritmo di ricostruzione, per un campione Montecarlo di eventi Bhabha a piccolo angolo (3=elettrone singolo, 4=elettrone nel jet, 5=jet adronico di bassa energia, 6=jet adronico di alta energia).

presenza di elettroni nei *jet* da parte dell'algoritmo di ricostruzione; infine vengono presentati dei tagli alternativi a quelli utilizzati nell'analisi descritta in questa tesi per la reiezione degli eventi di tipo Bhabha.

7.1 Riconoscimento della presenza di elettroni nei *jet* da parte dell'algoritmo di ricostruzione

Il riconoscimento della presenza di elettroni nel *jet* da parte dell'algoritmo di ricostruzione è basato sostanzialmente sulla presenza di almeno un *cluster*, con energia superiore a 3 GeV, che abbia il χ^2 sulla forma dello sciame nel calorimetro elettromagnetico compatibile con quella di un elettrone o di un fotone.

Per il calcolo della suddetta quantità, si prende in considerazione l'energia depositata nei nove cristalli più vicini ad un *bump*, alla quale non viene applicata l'eventuale calibrazione per depositi adronici. All'interno di ciascuno di questi nove cristalli, l'energia viene distribuita secondo dei pesi predefiniti, tarati per depositi energetici da parte di elettroni e fotoni. La variabile del χ^2 è così definita:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{E_i - E_i^*}{\sigma_i} \right)^2 , \quad (7.1)$$

dove la sommatoria è estesa ai nove cristalli considerati, le E_i sono le energie realmente depositate nei singoli cristalli, le σ_i gli errori su queste e le E_i^* le energie corrispondenti aspettate nel caso di depositi energetici da parte di elettroni o fotoni.

In caso di cristalli morti o di *bump* ai bordi del calorimetro, il numero dei cristalli interessati diminuisce conseguentemente. I gradi di libertà sono pari al numero dei cristalli considerati meno uno, essendo la somma complessiva dell'energia vincolata al valore sperimentale.

La richiesta per poter considerare un deposito di energia nel BGO come derivante da un elettrone (o da un fotone) è che il valore di tale variabile del χ^2 per grado di libertà sia minore di due. Come si può vedere dalle figure 7.3 e 7.4, relative al solito ad un campione Montecarlo di eventi di tipo Bhabha, questa richiesta sui *cluster* non è ben soddisfatta nelle regioni in avanti ed indietro.

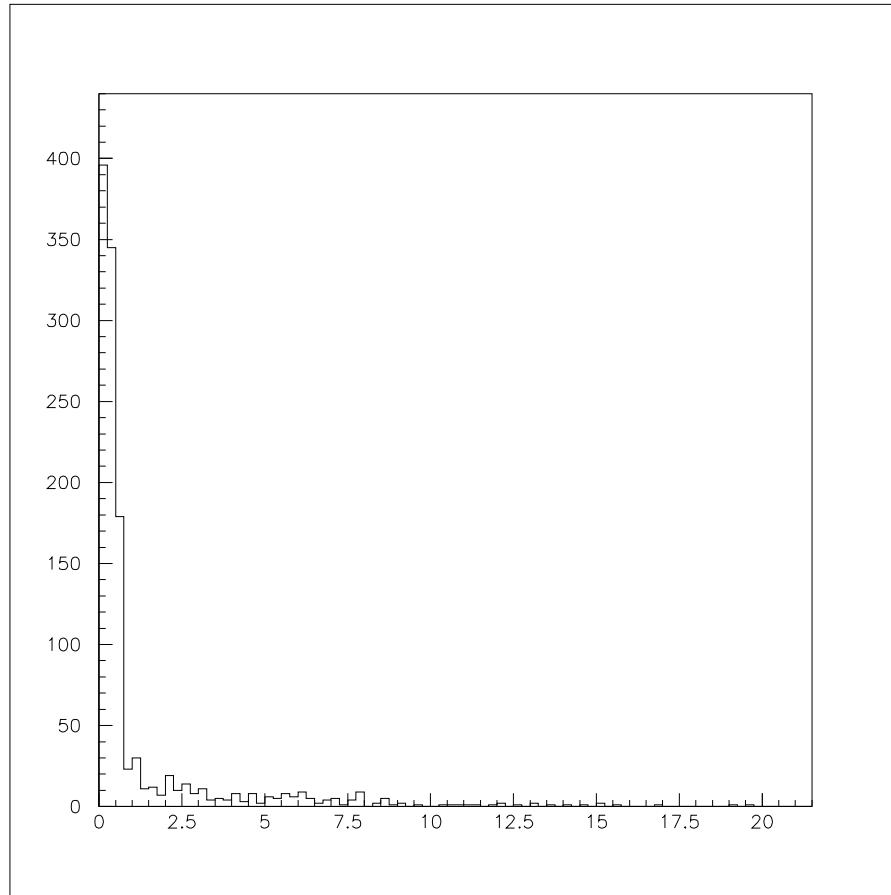


Fig. 7.3: χ^2 (per grado di libertà) sulla forma dello sciame nel BGO del bump più energetico, per un campione Montecarlo di eventi Bhabha nella regione centrale del rivelatore.

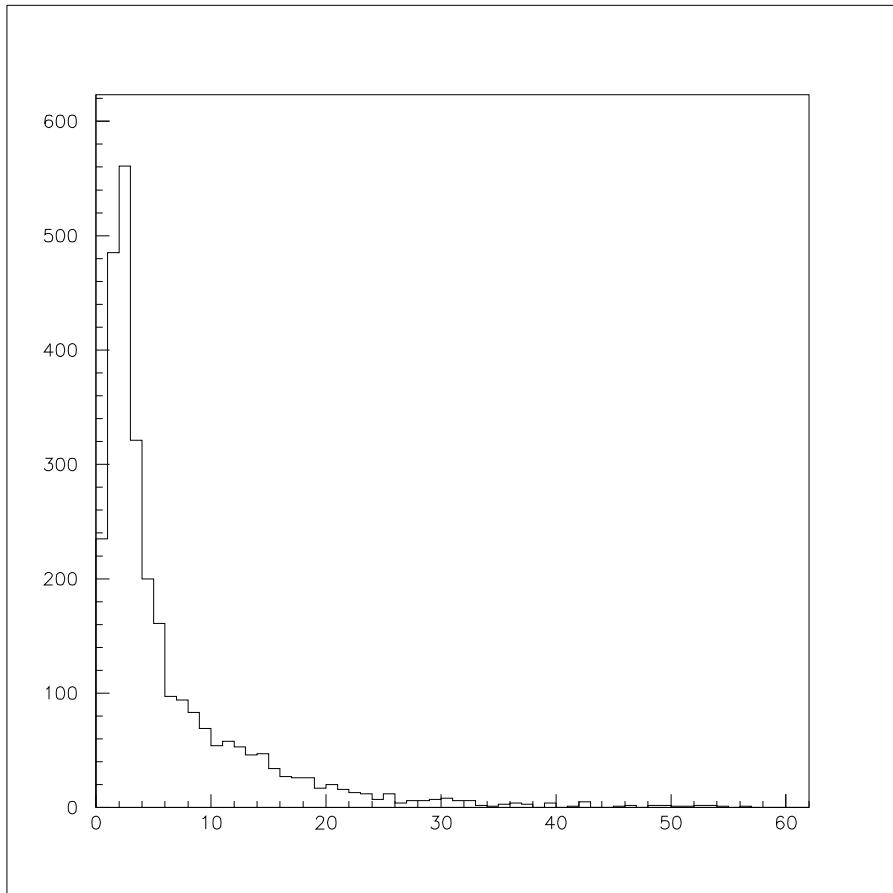


Fig. 7.4: χ^2 (per grado di libertà) sulla forma dello sciame nel BGO del bump più energetico, per un campione Montecarlo di eventi Bhabha a piccolo angolo.

7.2 Criteri alternativi per la reiezione di eventi di tipo Bhabha

Per la reiezione degli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ a piccolo angolo, converrebbe dunque non affidarsi al riconoscimento della presenza di elettroni nei *jet* da parte dell'algoritmo di ricostruzione. Sono di seguito elencati dei criteri, per la reiezione di eventi Bhabha, alternativi a quelli utilizzati nell'analisi fin qui descritta (che si basavano sull'energia depositata dai singoli *jet* nel calorimetro elettromagnetico).

Regione centrale:

Nel caso in cui il *bump* più energetico avesse il χ^2 per grado di libertà sulla forma dello sciame nel calorimetro elettromagnetico minore di due, si richiede che l'energia depositata nei nove cristalli limitrofi al *bump* medesimo sia inferiore all'85% dell'energia del fascio nel caso del *jet* più energetico e all'80% per il secondo *jet* più energetico:

$$E_{\text{somma9,1}} < 0.85E_{\text{beam}} ; \quad (7.2)$$

$$E_{\text{somma9,2}} < 0.80E_{\text{beam}} . \quad (7.3)$$

Regioni in avanti ed indietro:

Nel caso in cui il *bump* più energetico avesse il χ^2 per grado di libertà sulla forma dello sciame nel calorimetro elettromagnetico minore di venticinque, si richiede che l'energia depositata nei nove cristalli limitrofi al *bump* medesimo sia inferiore al 75% dell'energia del fascio:

$$E_{\text{somma9-1,2}} < 0.75E_{\text{beam}} . \quad (7.4)$$

Si è preferito utilizzare l'energia depositata nei nove cristalli perché ad essa non vengono applicate le costanti di calibrazione per gli sciami adronici.

Occorre precisare che richiedere che il *bump* più energetico abbia un χ^2 per grado di libertà minore di 25, di per sé non è un buon criterio di classificazione di un *jet*. Infatti la quasi totalità dei *jet* contenenti un muone isolato e buona parte di quelli adronici soddisfano questo criterio; tuttavia ben difficilmente questi tipi di *jet*

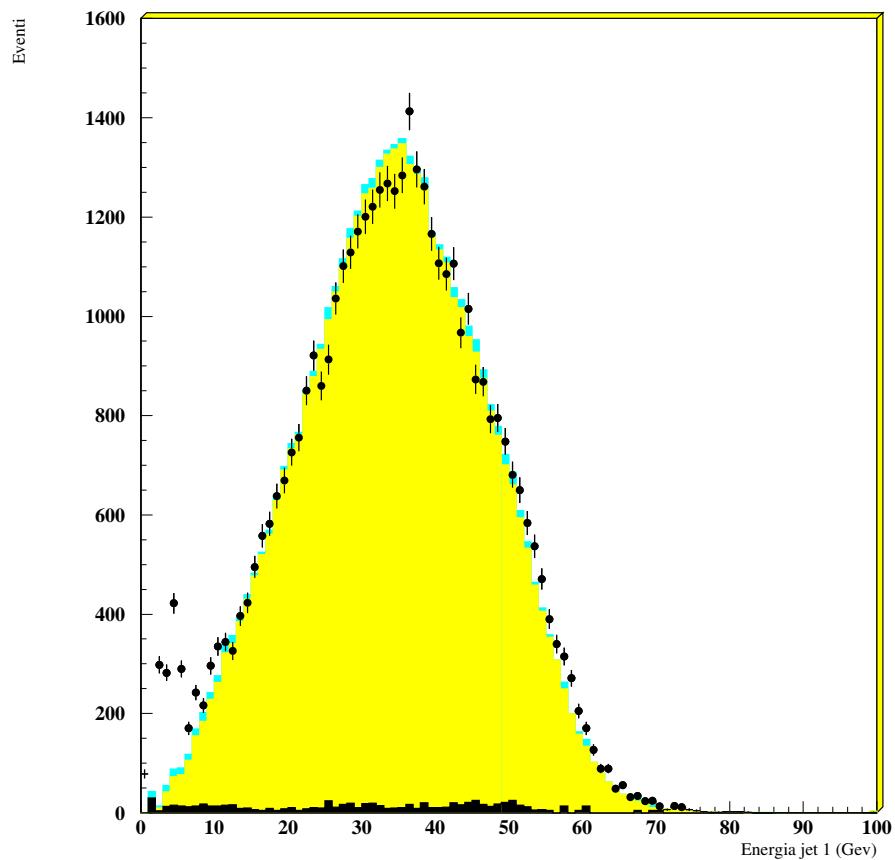


Fig. 7.5: Selezione estesa a piccolo angolo: distribuzione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ selezionati in funzione dell'energia ricostruita del jet più energetico.

rilasciano nei nove cristalli limitrofi al *bump* più energetico un'energia tale da essere rigettati.

Come si può vedere in figura 7.5, il taglio a 68 GeV sull'energia ricostruita per il *jet* più energetico non è più necessario.

I valori di sezione d'urto ottenuti, estrapolati a 4π di angolo solido, sono:

$$\begin{aligned}\sigma_\tau(\text{regione: } |\cos \theta| < 0.70) &= (1.4795 \pm 0.0083 \text{ (stat.)}) \text{ nb} \\ \sigma_\tau(\text{regione: } |\cos \theta| < 0.92) &= (1.4731 \pm 0.0072 \text{ (stat.)}) \text{ nb}\end{aligned}\tag{7.5}$$

I due valori sono compatibili fra loro e con la previsione del Modello Standard.

Nella tabella 7.1 sono riportati l'efficienza sul segnale ed i fondi sopravvissuti secondo la simulazione Montecarlo. I valori sono differenziati per regione angolare interessata.

La reiezione dei Bhabha nel caso della selezione estesa a piccolo angolo è migliorata sensibilmente, come si evince anche dalla figura 7.6; tuttavia i valori di sezione d'urto sono per entrambe le analisi compatibili con quelli riportati nel capitolo 5. Inoltre si è verificato che anche l'errore sistematico rimane praticamente invariato.

Tutto ciò ci porta a concludere che con la precedente analisi a piccolo angolo non si era sottostimato l'errore sistematico derivante dal mancato riconoscimento degli elettroni nei *jet*.

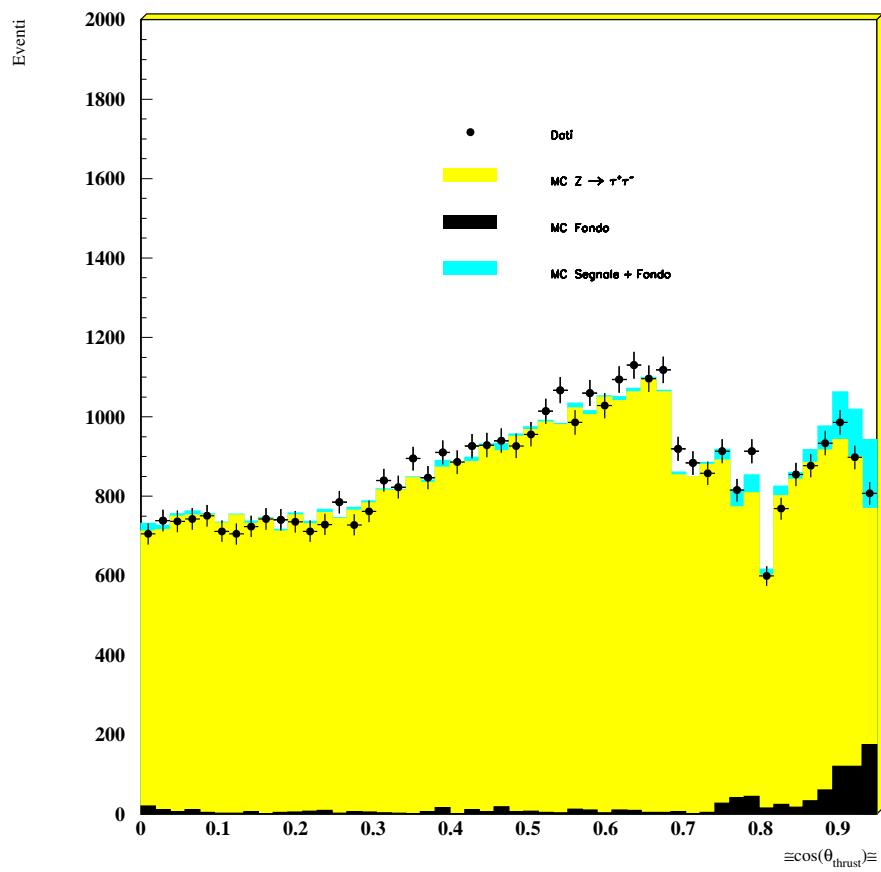


Fig. 7.6: Distribuzione degli eventi selezionati in funzione del coseno dell'angolo di thrust.

	$ \cos \theta < 0.7$	$ \cos \theta < 0.92$
Eventi selezionati $\int \mathcal{L} dt$	31994 44065 nb ⁻¹	41916 44065 nb ⁻¹
Accettanza in 4π	$(48.50 \pm 0.07)\%$	$(63.40 \pm 0.07)\%$
Efficienza di sel.	$(72.29 \pm 0.15)\%$	$(65.55 \pm 0.12)\%$
Fondo e^+e^-	$(0.33 \pm 0.07)\%$	$(1.06 \pm 0.10)\%$
Fondo $\mu^+\mu^-$	$(0.46 \pm 0.03)\%$	$(0.58 \pm 0.03)\%$
Fondo $q\bar{q}$	$(0.21 \pm 0.05)\%$	$(0.18 \pm 0.04)\%$
Cosmici	$(0.1 \pm 0.1)\%$	$(0.2 \pm 0.1)\%$
2 fotoni	$(0.1 \pm 0.1)\%$	$(0.1 \pm 0.1)\%$

Tabella 7.1: Efficienza sul segnale e fondi residui.

Capitolo 8

Parametri elettrodeboli

Dalla misura della sezione d’urto e dell’asimmetria di carica degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ è possibile estrarre, sotto opportune assunzioni, alcune fondamentali proprietà del bosone Z^0 come la sua massa, la larghezza parziale e le costanti di accoppiamento al τ . Combinando questi risultati con quelli degli altri modi di decadimento del bosone è possibile ottenere una precisa valutazione di tutti i parametri del Modello Standard. Nel resto del capitolo verranno rivisti i risultati più recenti ottenuti dall’esperimento L3.

8.1 Il *fit* ai parametri elettrodeboli

Per la determinazione dei parametri elettrodeboli a partire dai valori misurati di sezioni d’urto ed asimmetria nell’ambito dell’esperimento L3, come anche degli altri esperimenti LEP, è utilizzato il programma analitico ZFITTER 4.9 [20]. ZFITTER calcola analiticamente le quantità caratteristiche delle annichilazioni e^+e^- sia all’interno della modellizzazione fornita dal Modello Standard Minimale che attraverso approcci indipendenti dal modello utilizzato quali, ad esempio, l’approccio alla matrice S [27].

L’utilizzo di ZFITTER e di altri programmi analoghi dedicati al calcolo delle osservabili in annichilazioni e^+e^- , quali ALIBABA [21] per gli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, insieme ad una procedura di *fit* basata sul metodo del χ^2 permette di poter ricavare i

parametri principali della teoria elettrodebole dalle osservabili misurate. I parametri generalmente adottati nelle procedure di *fit* sono:

- la massa e la larghezza totale del bosone Z^0 , le cui definizioni sono basate sul denominatore della Breit–Wigner ($s - m_Z^2 + i s \Gamma_Z / m_Z$) [22];
- la sezione d’urto adronica al polo dello scambio di Z^0 :

$$\sigma_h^0 \equiv \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2} , \quad (8.1)$$

dove Γ_{ee} e Γ_{had} sono le larghezze parziali di decadimento dello Z^0 in elettroni ed adroni;

- i rapporti:

$$R_e \equiv \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_{ee}} \quad R_\mu \equiv \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_{\mu\mu}} \quad R_\tau \equiv \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_{\tau\tau}} , \quad (8.2)$$

dove $\Gamma_{\mu\mu}$ e $\Gamma_{\tau\tau}$ sono le larghezze parziali per i decadimenti $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$. Anche nell’assunzione di universalità leptonica ci si aspetta una differenza dello 0.2% tra i valori di R_e e R_μ da una parte e R_τ dall’altra a causa delle correzioni alla $\Gamma_{\tau\tau}$ dovute alla massa del τ ;

- Le asimmetrie al polo, $A_{FB}^{0,e}$, $A_{FB}^{0,\mu}$ ed $A_{FB}^{0,\tau}$ per i processi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ ed $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$.

Le stesse asimmetrie possono essere riscritte in funzione degli accoppiamenti vettoriali ed assiali–vettoriali alla corrente neutra:

$$A_{FB}^{0,f} \equiv \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_f \quad (8.3)$$

con la polarizzazione \mathcal{A}_f definita come:

$$\mathcal{A}_f \equiv \frac{2g_{Vf}g_{Af}}{g_{Vf}^2 + g_{Af}^2} . \quad (8.4)$$

Di conseguenza i risultati sulle asimmetrie di carica, sulla polarizzazione del τ , \mathcal{A}_τ e sull’asimmetria di polarizzazione del τ , $A_{FB}^{pol} = -\frac{3}{4}\mathcal{A}_e$, (equazioni 1.29, 1.30 e 1.31)

in congiunzione con i dati sulle larghezze parziali di decadimento nei leptoni $\Gamma_{\ell\ell} \propto (g_{A\ell}^2 + g_{V\ell}^2)$ possono essere utilizzati per derivare i valori delle costanti di accoppiamento leptoniche.

Le stesse asimmetrie, attraverso la determinazione delle costanti di accoppiamento, possono essere utilizzate per la determinazione dell'angolo di *mixing* elettrodebole efficace definito come:

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} \equiv \frac{1}{4} \left(1 - \frac{g_{V\ell}}{g_{A\ell}} \right) , \quad (8.5)$$

in modo da non introdurre particolari assunzioni derivanti dagli schemi e dai modelli adottati.

L'insieme appena evidenziato di parametri non descrive completamente la produzione ed il decadimento dello Z^0 in quanto non include il termine di interferenza tra lo Z^0 ed il fotone. Per i risultati presentati in questa tesi, i contributi puramente fotonici o di scambio γ/Z , se non esplicitato diversamente, sono fissati ai valori predetti dal Modello Standard.

Il numero di parametri effettivamente utilizzato può cambiare a seconda delle assunzioni implicite nel *fit* e del modello utilizzato. Nell'ambito di questa tesi sono utilizzate le seguenti parametrizzazioni relative al *fit*:

fit a nove parametri: tutti i parametri descritti precedentemente sono utilizzati come parametri da determinare nel *fit*. Non si fa alcuna assunzione di universalità leptonica. Direttamente da questo *fit* discende quello a sei parametri in cui si utilizzano i soli dati di sezione d'urto trascurando quelli relativi alle asimmetrie.

fit a cinque parametri: i parametri utilizzati in questo caso sono: m_Z , Γ_Z , σ_h^0 , R_ℓ ed $A_{\text{FB}}^{0,\ell}$, dove l'apice ed il pedice ℓ sono utilizzati per indicare quantità leptoniche in quanto si assume l'universalità predetta dal modello Standard. Anche in questo caso si possono utilizzare i soli dati di sezione d'urto nel qual caso si parla di *fit* a quattro parametri.

fit basato sul Modello Standard: in questo caso si assume la veridicità del Modello Standard fissando i valori dei parametri ottenuti attraverso il *fit* a

cinque parametri e si lasciano liberi (contemporaneamente o singolarmente) la massa del *quark top*, m_t , la massa del bosone di Higgs, m_H , e la costante di accoppiamento forte α_s che intervengono, attraverso dei *loop*, nelle correzioni di ordine superiore alla teoria. Si ricorda, a proposito, che nell'ambito del Modello Standard i parametri non precisamente definiti da osservazioni anteriori al LEP erano proprio m_t , m_H , m_Z e α_s .

In tutti i *fit* la propagazione degli errori è stata eseguita a partire dalle matrici di covarianza fornite da ogni singola analisi. Per gli esperimenti LEP si è tenuto in considerazione della presenza di due incertezze sistematiche comuni: la prima interviene nella determinazione della luminosità necessaria alle misure di sezioni d'urto e si manifesta in un'incertezza di normalizzazione teorica comune di $\sim 0.16\%$; la seconda riguarda l'incertezza sulla misura dell'energia dovuta in parte all'errore sulla larghezza della distribuzione in energia dei fasci (~ 5 MeV) ed in parte all'errore sulla calibrazione assoluta dell'energia, variabile tra i 5 ed i 10 MeV.

8.2 Misure di L3 relative allo Z^0

Per una maggiore precisione nella determinazione dei parametri fondamentali del Modello Standard ed un confronto più accurato con le previsioni è necessario utilizzare nel *fit* un insieme completo di misure sulle caratteristiche dei decadimenti dello Z^0 .

La collaborazione L3, come tutte le altre collaborazioni LEP, ha misurato con grande precisione tutte le grandezze caratteristiche dei canali di decadimento visibili dello Z^0 :

- $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$,
- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$,
- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$,
- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$.

	Numero di eventi selezionati			
	1990 + 91	1992	1993	1994
# di punti $\int \mathcal{L} dt$ in pb^{-1}	7 punti 18.4	solo picco 22.4	3 punti 32	solo picco 45
$q\bar{q}$	416 K	678 K	654 K	1362 K
e^+e^-	16 K	22 K	25 K	47 K
$\mu^+\mu^-$	14 K	21 K	21 K	42 K
$\tau^+\tau^-$	10 K	15 K	20 K	42 K

Tabella 8.1: Numero di eventi selezionati per canale di decadimento e per anno di presa dati dell'esperimento L3.

A causa dell'adronizzazione delle coppie $q\bar{q}$ dai decadimenti dello Z^0 , che si manifesta in una molteplicità adronica media pari a ~ 35 nello stato finale, è sovente impossibile determinare il sapore dei quark originali. Di conseguenza, nei *fit* presentati nel seguito, quando non specificato diversamente, si utilizzeranno grandezze relative alla somma su tutti i sapori possibili alle energie considerate.

I decadimenti dello Z^0 in $\nu\bar{\nu}(\gamma)$ sono anche definiti come decadimenti invisibili per la presenza di soli neutrini nello stato finale. L'unico caso in cui si riescono a rivelare eventi di questo tipo è quando essi sono accompagnati da radiazione di fotone di stato iniziale ottenendo così informazioni sulle correzioni radiative alla sezione d'urto globale.

Nella tabella 8.1 è riportato il numero di eventi selezionato, per ogni tipo di decadimento dello Z^0 visibile, nelle analisi utilizzate per la determinazione ufficiale dei parametri dello Z^0 all'interno di L3 ([27] e [28]).

I Dati relativi agli eventi $\tau^+\tau^-$ per gli anni 1990–1991–1992 sono stati raccolti attraverso la selezione calorimetrica precedentemente adottata da L3 [17], mentre a partire dal 1993 è stata utilizzata la selezione estesa a piccolo angolo descritta in questa tesi. Per il 1994 sono stati utilizzati i valori presentati in questa tesi.

Nelle figure 8.1 e 8.2 sono riportati i valori di sezione d'urto e di asimmetria del processo $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, misurati nell'ambito dell'esperimento L3, tra i quali figurano le misure presentate in questa tesi, sovrapposte ai risultati del *fit* a cinque parametri.

Analogamente, nelle figure 8.3, 8.4, 8.5, 8.6 e 8.7 sono riportati i valori delle sezioni

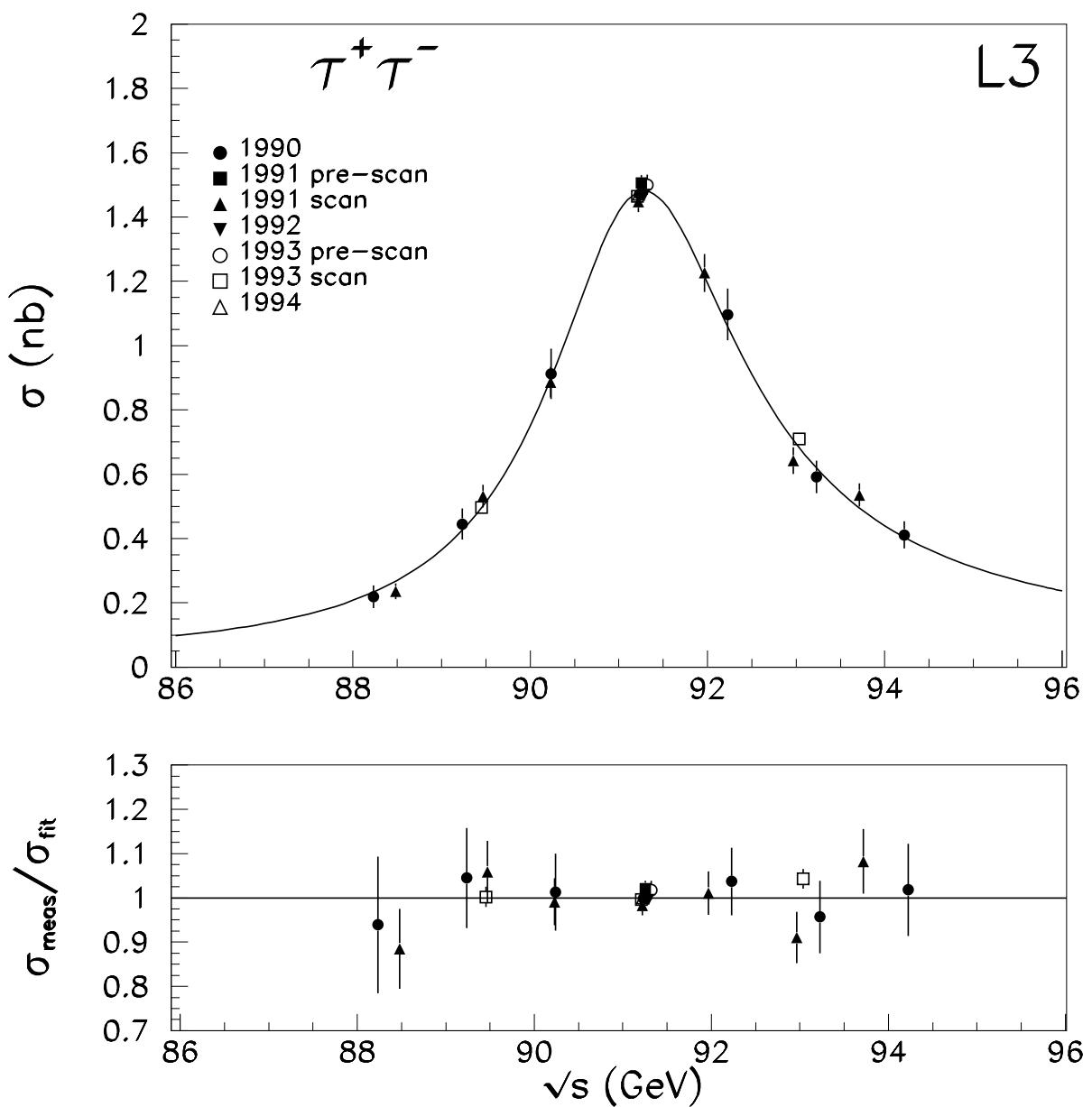


Fig. 8.1: Sezione d'urto di produzione di $\tau^+ \tau^-$ e rapporto con il valore aspettato dal fit a cinque parametri sulle misure complete di L3 in funzione dell'energia nel centro di massa.

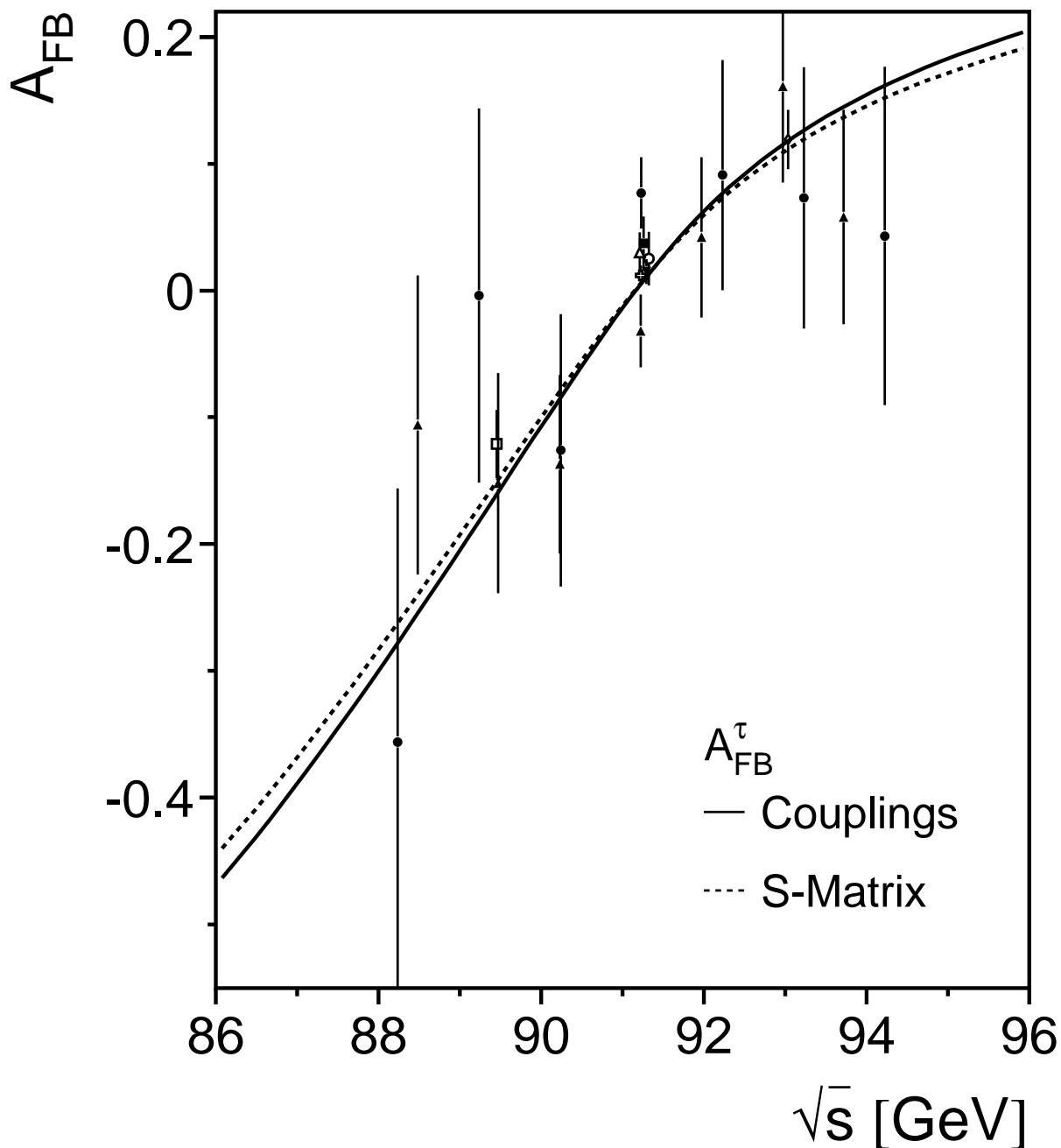


Fig. 8.2: Asimmetria di carica misurata negli eventi $\tau^+\tau^-$ con sovrapposti i risultati del fit a cinque parametri ed a matrice-S sui dati completi di L3.

Parametro	Risultati del <i>fit</i>
m_Z	91193.6 ± 3.6
Γ_Z	2502.2 ± 5.4
R_e	20.89 ± 0.12
R_μ	20.80 ± 0.11
R_τ	20.73 ± 0.17
σ_h^0	41.48 ± 0.11
$A_{FB}^{0,e}$	0.0125 ± 0.0070
$A_{FB}^{0,\mu}$	0.0168 ± 0.0038
$A_{FB}^{0,\tau}$	0.0287 ± 0.0064
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	118/138
	Grandezze derivate
R_ℓ	20.812 ± 0.076
$A_{FB}^{0,\ell}$	0.0186 ± 0.0030
$g_{A\ell}$	-0.5013 ± 0.0007
$g_{V\ell}$	-0.0398 ± 0.0032
$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$	0.2302 ± 0.0016

Tabella 8.2: Risultati del fit a nove parametri, senza assunzione di universalità leptonica, ai dati di L3. Le unità utilizzate sono i MeV per le masse e le larghezze ed i nb per le sezioni d’urto.

d’urto e delle asimmetrie di carica misurati negli altri canali di decadimento dello Z^0 , sovrapposti alle curve ottenute dal *fit* a cinque parametri i cui risultati saranno elencati, in maniera più dettagliata, nel seguito.

8.3 Risultati dei fit ai dati di L3

Nella tabella 8.2 sono riportati i risultati sui parametri elettrodeboli ottenuti con i dati raccolti dall’esperimento L3 nel periodo 1990–1994. Il *fit* eseguito è del tipo a nove parametri senza, dunque, l’assunzione di universalità leptonica.

Analogamente, nella tabella 8.3 sono riportati i valori ottenuti dal *fit* a cinque parametri nel quale invece è stata assunta l’universalità leptonica.

Se si aggiungono ai risultati del *fit* a nove parametri i valori, misurati in L3, della polarizzazione del τ e dell’asimmetria relativa si possono ricavare le costanti

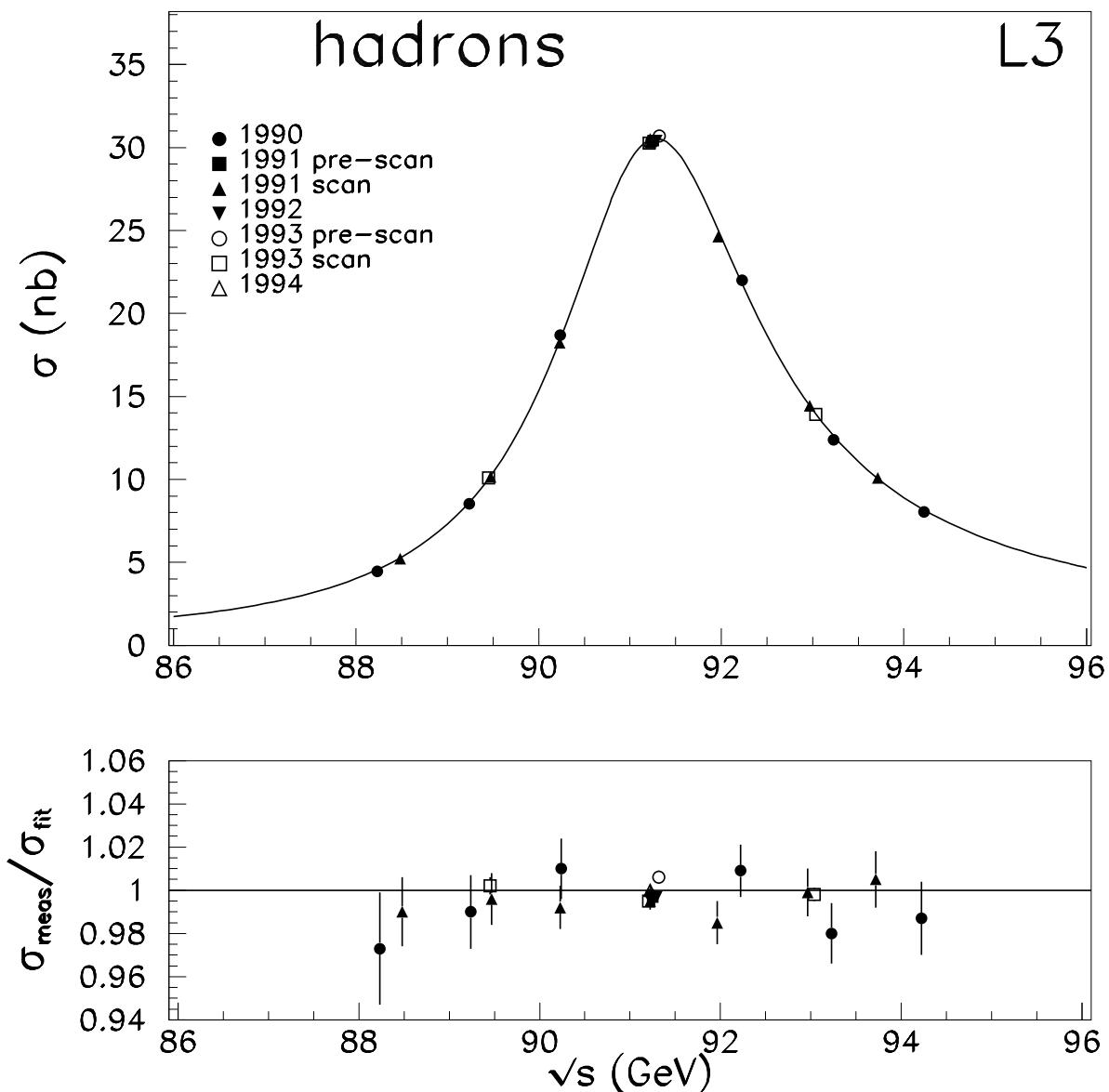


Fig. 8.3: Sezione d'urto di produzione di $q\bar{q}$ e rapporto con il valore aspettato dal fit a cinque parametri in funzione dell'energia nel centro di massa.

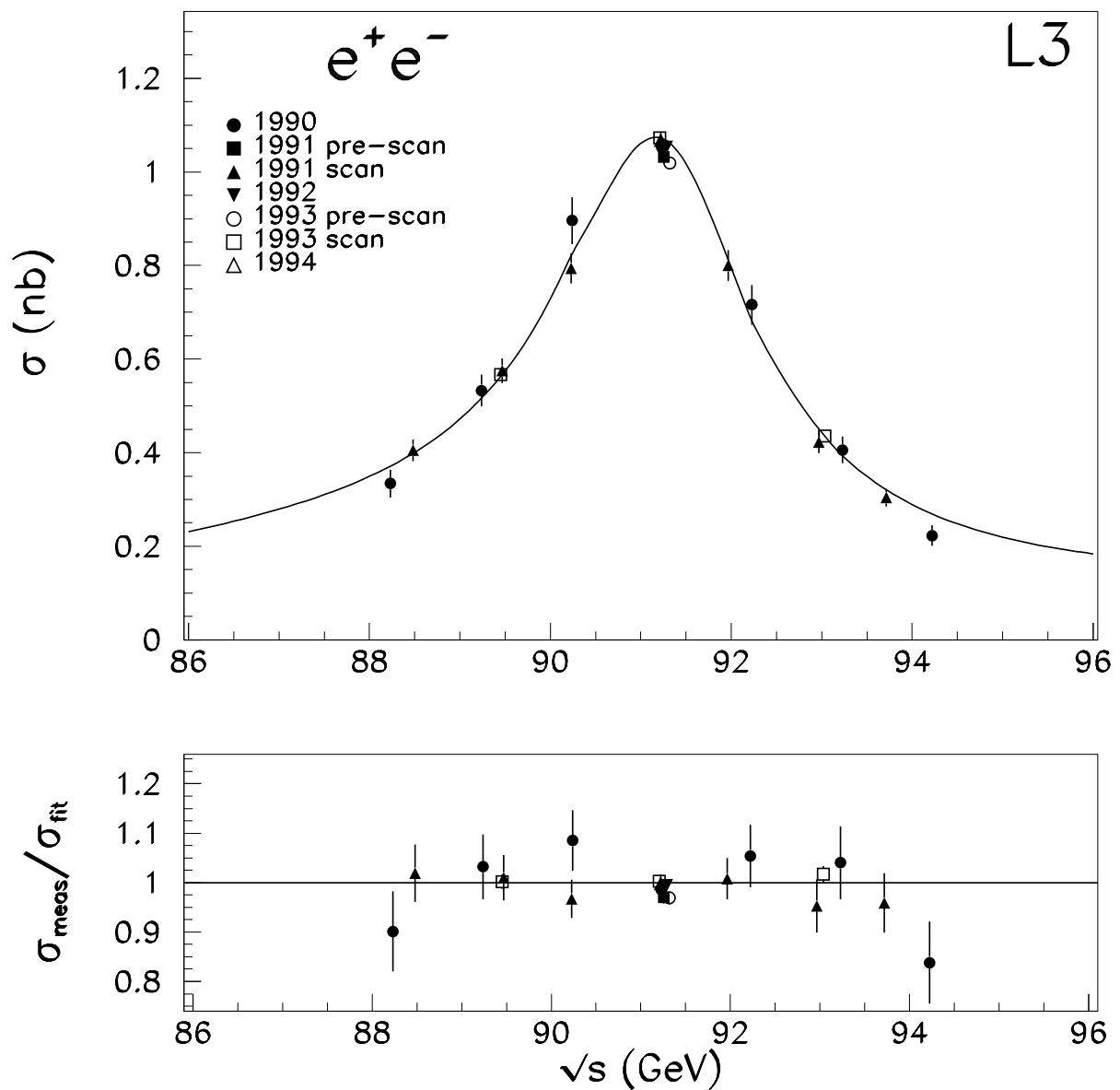


Fig. 8.4: Sezione d'urto di produzione di e^+e^- e rapporto con il valore aspettato dal fit a cinque parametri in funzione dell'energia nel centro di massa.

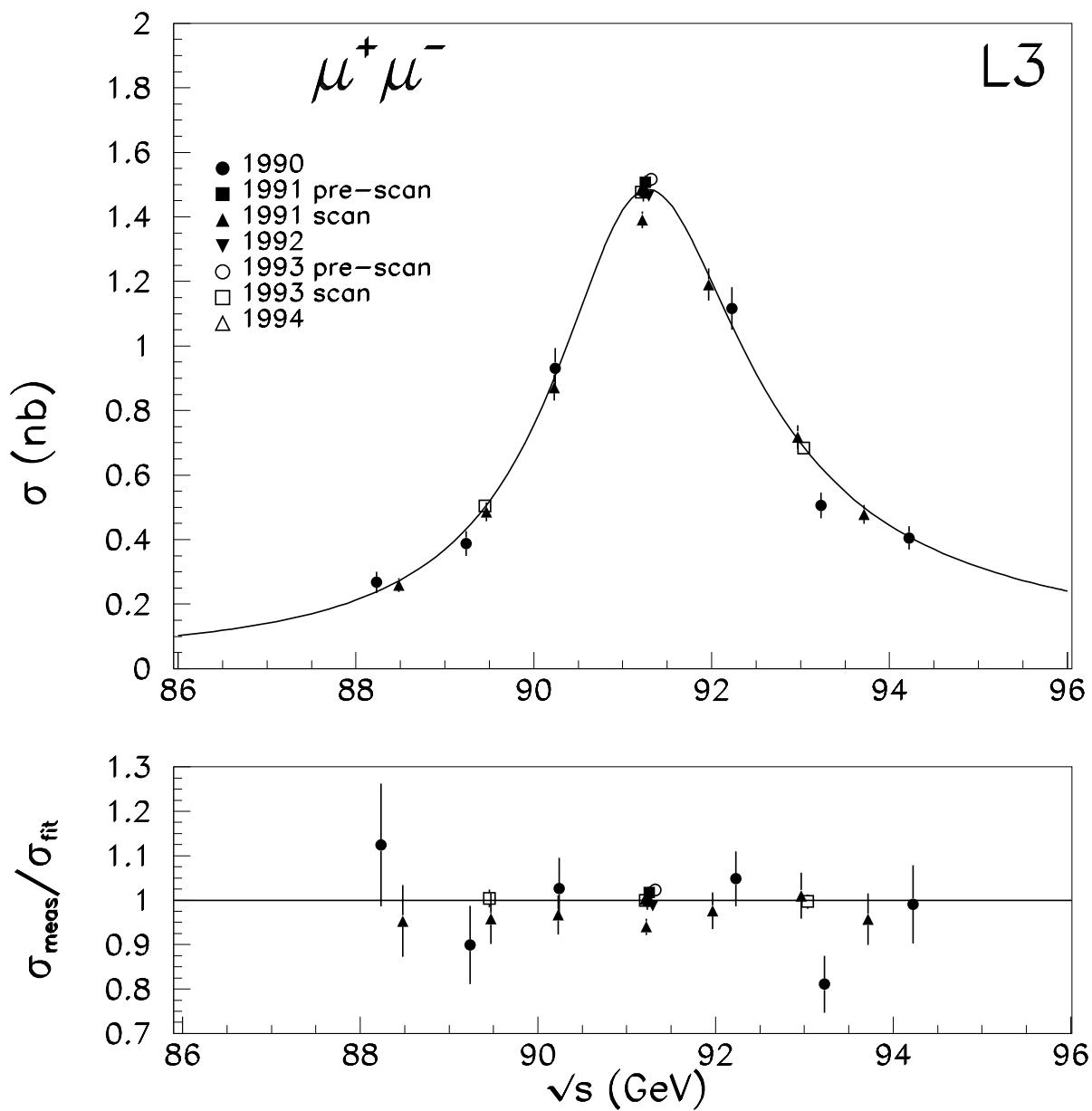


Fig. 8.5: Sezione d'urto di produzione di $\mu^+ \mu^-$ e rapporto con il valore aspettato dal fit a cinque parametri in funzione dell'energia nel centro di massa.

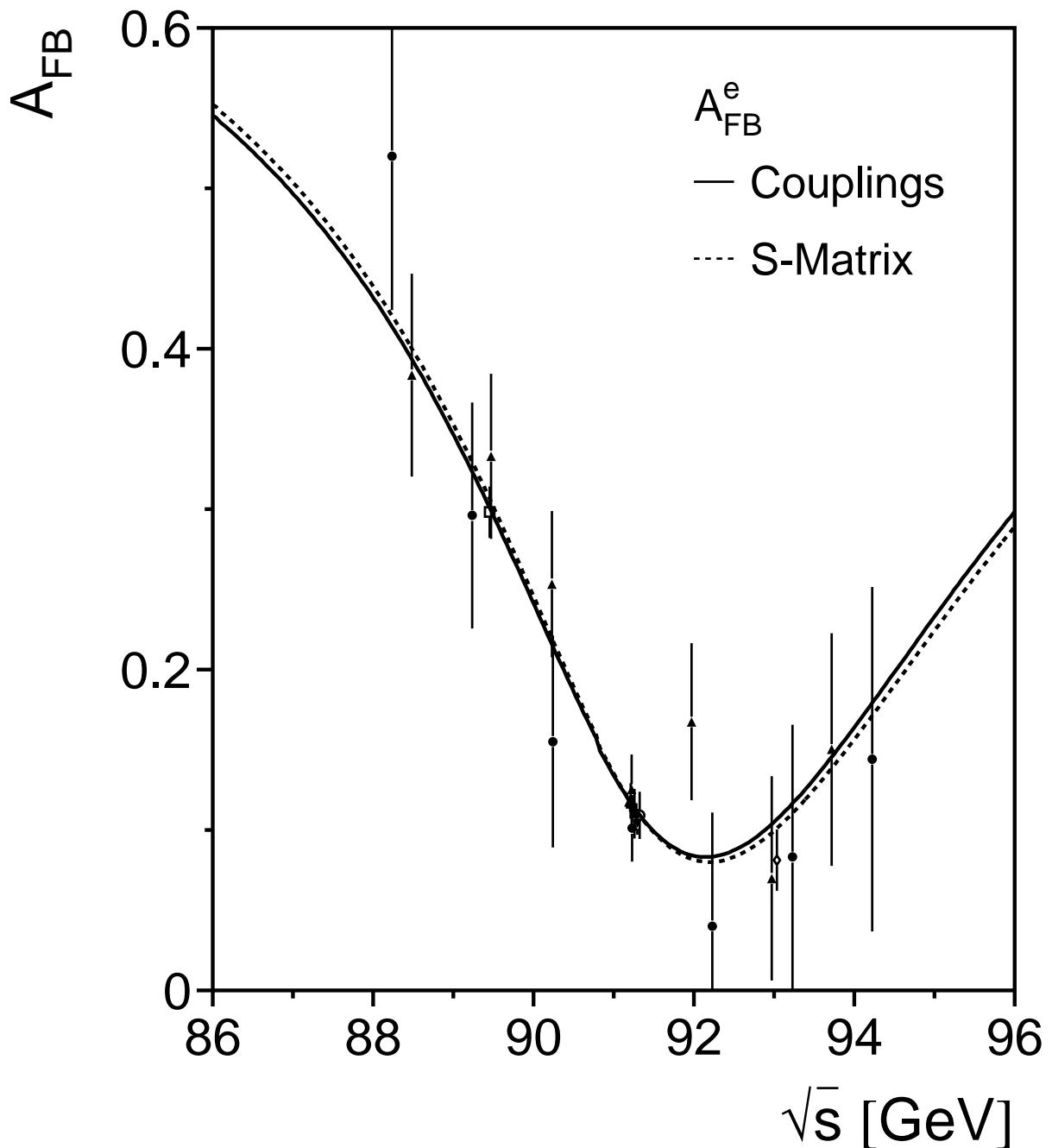


Fig. 8.6: Asimmetria di carica misurata negli eventi e^+e^- con sovrapposti i risultati del fit a cinque parametri e a matrice-S.

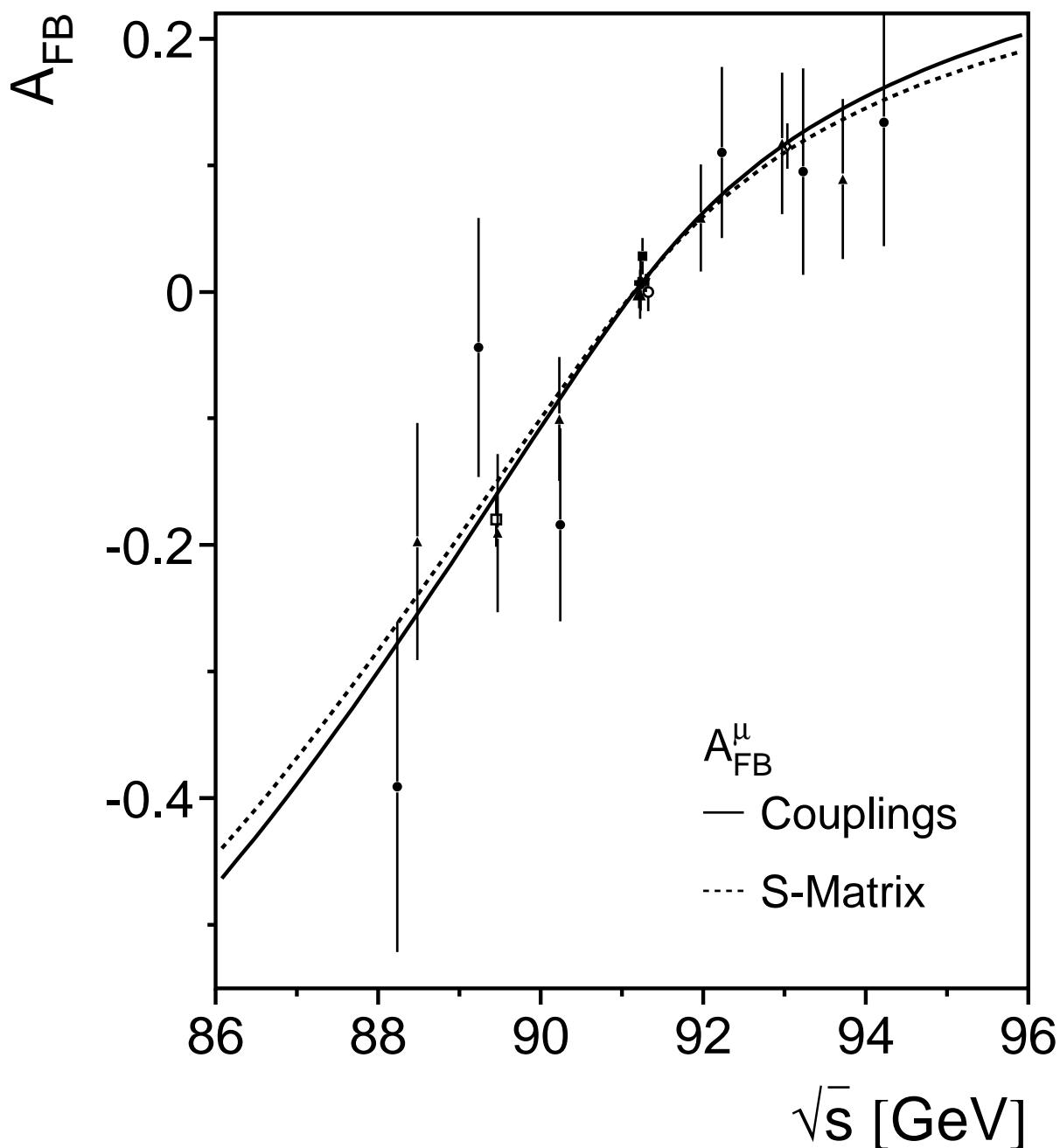


Fig. 8.7: Asimmetria di carica misurata negli eventi $\mu^+\mu^-$ con sovrapposti i risultati del fit a cinque parametri e a matrice- S .

Parametro	Risultati del <i>fit</i>
m_Z	91193.8 ± 3.6
Γ_Z	2502.2 ± 5.4
R_ℓ	20.811 ± 0.076
σ_h^0	41.48 ± 0.11
$A_{FB}^{0,\ell}$	0.0186 ± 0.0030
$\chi^2/\text{d.o.f}$	122/142

Tabella 8.3: Risultati del fit a cinque parametri, con assunzione di universalità leptonica, ai dati di L3. Le unità utilizzate sono i MeV per le masse e le larghezze ed i nb per le sezioni d'urto.

Parametro	Risultati del <i>fit</i>
g_{Ae}	-0.5009 ± 0.0009
$g_{A\mu}$	-0.5021 ± 0.0017
$g_{A\tau}$	-0.5027 ± 0.0022
g_{Ve}	-0.0395 ± 0.0036
$g_{V\mu}$	-0.0360 ± 0.0088
$g_{V\tau}$	-0.0397 ± 0.0032
	Valori derivati
$g_{A\ell}$	-0.5013 ± 0.0007
$g_{V\ell}$	-0.0391 ± 0.0021
$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$	0.2305 ± 0.0010

Tabella 8.4: Valori delle costanti di accoppiamento leptoniche ottenuti dal fit alle sezioni d'urto, asimmetrie di carica, polarizzazione del τ ed asimmetria di polarizzazione del τ .

di accoppiamento dello Z^0 ai leptoni e di conseguenza il valore di $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$, come riportato nella tabella 8.4.

Infine, per completezza, sono riportati nella tabella 8.5 i valori derivati di $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ ottenuti nell'ambito di L3 utilizzando differenti insiemi di misure.

8.3.1 Fit basato sul Modello Standard

In questo caso si fissano i valori delle grandezze ottenuti dal *fit* a cinque parametri e si cerca di determinare, nell'assunzione di veridicità del Modello Standard, la massa del quark top, m_t , la massa del bosone di Higgs, m_H , e la costante di accoppiamento

Misure utilizzate	$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ derivato
$A_{\text{FB}}^{0,\ell}$	0.2302 ± 0.0016
$\mathcal{A}_e + \mathcal{A}_\tau$	0.2307 ± 0.0013
$A_{\text{FB}}^{0,b}$	0.2335 ± 0.0021
Media pesata	0.2311 ± 0.0009

Tabella 8.5: Valori di $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ ricavati utilizzando diversi insiemi di dati. La $A_{\text{FB}}^{0,b}$ rappresenta l'asimmetria avanti-indietro in eventi $b\bar{b}$.

forte α_s . Il valore utilizzato per la costante di accoppiamento elettromagnetica è:

$$1/\alpha(m_Z^2) = 128.896 \pm 0.090 \quad (8.6)$$

che è quello generalmente utilizzato dagli esperimenti LEP in base alle prescrizioni riportate in [23]. Oltre ad i risultati del *fit* a cinque parametri si utilizzano, per una maggiore sensibilità, i seguenti valori ottenuti dai dati L3:

- $\mathcal{A}_e = 0.156 \pm 0.017$,
- $\mathcal{A}_\tau = 0.152 \pm 0.013$,
- $R_b = \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} = 0.222 \pm 0.008$ e
- $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0.2335 \pm 0.0021$ dalla misura di $A_{\text{FB}}^{0,b}$.

Se si lasciano come parametri liberi m_t e α_s si ottiene:

$$m_t = (194_{-18}^{+16} \pm 16) \text{ GeV}, \quad \alpha_s = 0.127 \pm 0.008 \pm 0.002 \quad , \quad (8.7)$$

dove il valore centrale corrisponde a $m_H = 300$ GeV e il secondo errore riflette una variazione della m_H da 60 a 1000 GeV.

Se, invece, si fissa il valore di α_s a 0.123 ± 0.006 come ottenuto da analisi della forma degli eventi al LEP [24], si ottiene:

$$m_t = (196_{-16}^{+16} \pm 17) \text{ GeV} \quad (8.8)$$

e per i parametri derivati:

$$m_W = (80.46 \pm 0.12) \text{ GeV} , \quad (8.9)$$

$$\sin^2 \theta_W = 0.2215 \pm 0.0023 , \quad (8.10)$$

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0.2312 \pm 0.0007 . \quad (8.11)$$

$$(8.12)$$

Infine se si includono nel *fit* i più recenti risultati degli esperimenti CDF [25] e D0 [26] al TEVATRON del Fermilab sulla massa del top, $m_t = (176 \pm 13) \text{ GeV}$ e $m_t = (199 \pm 30) \text{ GeV}$ rispettivamente, si ottiene:

$$m_t = (180 \pm 11) \text{ GeV} , \quad (8.13)$$

$$m_H = 68_{-60}^{+249} \text{ GeV} . \quad (8.14)$$

Conclusioni

In questa tesi sono state presentate le misure dell'asimmetria di carica e della sezione d'urto di produzione di coppie $\tau^+\tau^-$ alla risonanza Z^0 , effettuate con i dati raccolti nel 1994 dal rivelatore L3 a LEP.

Per ciascuna misura sono descritte due differenti analisi, una con un volume fiduciale limitato alla regione centrale del rivelatore ed un'altra estesa alle regioni in avanti ed indietro.

Il valore della sezione d'urto misurato con la selezione limitata alla regione centrale del rivelatore è:

$$\sigma_\tau(|\cos\theta| < 0.70) = (1.476 \pm 0.008 \text{ (stat.)} \pm 0.008 \text{ (sist.)}) \text{ nb .} \quad (8.15)$$

Il corrispondente valore dell'asimmetria di carica è:

$$A_{FB}(|\cos\theta| < 0.70) = (0.009 \pm 0.007 \text{ (stat.)} \pm 0.003 \text{ (sist.)}) . \quad (8.16)$$

Il valore della sezione d'urto con la selezione estesa a piccolo angolo è:

$$\sigma_\tau(|\cos\theta| < 0.92) = (1.469 \pm 0.007 \text{ (stat.)} \pm 0.010 \text{ (sist.)}) \text{ nb .} \quad (8.17)$$

Infine, il corrispondente valore dell'asimmetria di carica è:

$$A_{FB}(|\cos\theta| < 0.92) = (0.008 \pm 0.005 \text{ (stat.)} \pm 0.003 \text{ (sist.)}) . \quad (8.18)$$

Dagli errori sistematici sui valori delle sezioni d'urto è stato escluso il contributo dell'errore sulla misura della luminosità (0.2 %).

I valori presentati in questa tesi relativi alla selezione estesa a piccolo angolo, insieme a quelli relativi ai dati raccolti negli anni precedenti, contribuiranno con le misure ottenute negli altri canali di decadimento della Z^0 alla determinazione dei principali parametri elettrodeboli nell'ambito della collaborazione L3 ([27] e [28]).

Bibliografia

- [1] S. Glasgow, *Partial-Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, in: Elementary Particle Theory, ed.: N. Svartholm, Almqvist and Wiksell, Stockholm (1968) 367.
- [2] S. Gentile e M. Pohl, *Physics of tau leptons*, CERN PPE **95-147**
- [3] The L3 Collaboration, B. Adeva *et al.*, *The Construction of the L3 Experiment*, Nucl. Instr. Meth. **A289** (1990) 35
- [4] The ALEPH Collaboration, *ALEPH: A Detector for Electron-Positron Annihilations at LEP*, Nucl. Instr. Meth. **A294** (1990) 121
- [5] The DELPHI Collaboration, *The DELPHI Detector at LEP*, Nucl. Instr. Meth. **A303** (1991) 233
- [6] The OPAL Collaboration, *The OPAL Detector at LEP*, Nucl. Instr. Meth. **A305** (1991) 275
- [7] The L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, *The L3 Silicon Microvertex Detector*, Nucl. Instr. Meth. **A351** (1994) 300
- [8] F. Beissel *et al.*, *Construction and Performance of the L3 Central Tracking Detector*, Nucl. Instr. Meth. **A332** (1993) 33
- [9] The L3 Collaboration, O. Adriani *et al.*, *Results from the L3 Experiment at LEP*, CERN PPE **93-31**

Bibliografia

- [10] The L3 Collaboration, O. Adriani *et al.*, *Hadron Calorimetry in the L3 Detector*, Nucl. Instr. Meth. **A302** (1991) 53
- [11] P. Bagnaia *et al.*, *The First Level Energy Trigger of the L3 Experiment: Software and Performances*, Nucl Instr. Meth. **A324** (1993) 101
- [12] Y. Bertsch *et al.*, *The Second Level Trigger of the L3 Experiment*, Proc. (Mudinich, Castelli, Colavita) World Sci. Singapore (1988) 56
- [13] C. Dionisi *et al.*, *The Third Level Trigger System of the L3 Experiment at LEP*, Nucl. Instr. Meth. **A336** (1993) 78
- [14] E. Fahri, *Quantum Chromodynamics Test for Jets*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1587
- [15] M. Davier, *Proceedings of the Third Workshop on Tau Lepton Physics (Montreux)*, Nucl. Phys. **B40** (1995) 395
- [16] *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D50** (1994) 1173
- [17] M. W. Grünwald, *Measurement of the Tau-Pair Cross Section and Charge Asymmetry at the Z^0 Resonance*, Ph.D. Thesis, CALTECH-1993
- [18] The L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, *Measurement of Cross Sections and Leptonic Forward-Backward Asymmetries at the Z Pole and Determination of Electroweak Parameters*, Z. Phys. **C62** (1994) 551
- [19] M. K. Focacci, comunicazione privata
- [20] D. Bardin *et al.*, *ZFITTER: An Analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- Annihilation*, CERN-TH 6443/92
- [21] W. Beenakker *et al.*, *Large Angle Bhabha Scattering*, Nucl. Phys. **B349** (1991) 323
- [22] M. Consoli *et al.*, *Z Physics at LEP 1*, CERN Report (1989) 89-08

- [23] S. Eidelmann e F. Jegerlehner, *Hadronic Contribution to ($g-2$) of the Leptons and to Effective Fine Structure Constant $\alpha(m_Z^2)$* , Z. Phys. **C67** (1995) 585
- [24] S. Bethke, *Proceedings of the QCD '94 Conference (Montpellier)*, Nucl. Phys. **B39** (1995) 198
- [25] The CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, *Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626
- [26] The D0 Collaboration, S. Abachi *et al.*, *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632
- [27] The LEWG, *A Combination of Preliminary LEP and SLD Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, LEPWWG/96-01
- [28] *Lavoro presentato a ICHEP-96, Varsavia-Polonia*

Ringraziamenti

Desidero in primo luogo ringraziare i miei genitori, che mi hanno sempre sostenuto moralmente e finanziariamente nelle mie scelte.

Un ringraziamento particolare va al dottor Luca Malgeri, i cui preziosi consigli e suggerimenti sono stati di notevole importanza per lo svolgimento del mio lavoro di tesi.

Infine desidero ringraziare la signora Gabriella Bucci per il suo fondamentale contributo nella ricostruzione e nella simulazione degli eventi.