

Università degli Studi di Napoli “Federico II”



Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Tesi di Laurea in Fisica

Anno Accademico 1998–99

Misura di sezioni d'urto
ed accoppiamenti elettrodeboli
nella produzione di coppie di bosoni Z
nell'esperimento L3 al LEP

Candidato
Massimo Della Pietra

matr. 60/311

Relatore:
Prof. Leonardo Merola

Dott. Salvatore Mele

Indice

Introduzione	1
1 Fisica al LEP	5
2 Produzione di coppie di bosoni Z	19
3 L'apparato sperimentale L3 al LEP	43
4 Selezione degli eventi $e^+e^- \rightarrow ZZ$ a $\sqrt{s} \simeq 189$ GeV	69
5 Misura della sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow ZZ$ e limiti sugli accoppiamenti anomali a $\sqrt{s} \simeq 189$ GeV	93
Conclusioni	107
Bibliografia	109

Introduzione

La storia dell'unificazione delle interazioni elettromagnetiche e deboli in un unico schema interpretativo è segnata da alcuni passi fondamentali che descriverò brevemente.

Per molti anni le descrizioni dell'interazione elettromagnetica e di quella debole erano separate: da una parte i fenomeni di elettrodinamica quantistica erano descritti dall'equazione di Dirac con notevole successo; dall'altra, studiando il decadimento β dei nuclei, Fermi aveva proposto un modello teorico [1] per la descrizione delle interazioni deboli.

Il modello di Fermi prendeva spunto dall'interazione elettromagnetica, prevedendo un'interazione corrente-corrente; le correnti deboli, che prevedevano un cambiamento dello stato di carica dei fermioni, ad esempio transizioni $p \rightarrow n$ o $e \rightarrow \nu$, interagivano fra loro con una costante di accoppiamento fenomenologica, poi chiamata G_F costante di Fermi.

Ma nel 1956 Lee e Yang [2], studiando alcuni decadimenti nucleari, proposero la violazione della parità nelle interazioni deboli, che fu sperimentalmente verificata l'anno successivo dall'esperimento condotto da Wu [3]. La teoria fu dunque modificata per contenere la violazione della parità, giungendo alla cosiddetta formulazione V-A, ovvero che le correnti deboli fossero una combinazione lineare di correnti vettoriali ed assiali, con coefficienti tali da garantire la massima violazione della parità e l'accoppiamento solo con le proiezioni a chiralità levogira dei fermioni.

Sebbene questa teoria fosse confermata dai risultati sperimentali con buona approssimazione, essa era considerata solo come una descrizione fenomenologica, in quanto non risultava rinormalizzabile.

Il primo passo verso il Modello Standard fu compiuto nel 1961 quando Glashow [4] introdusse per la prima volta una teoria unificata delle interazioni elettromagnetica e debole, basata su una simmetria $SU(2) \otimes U(1)$. In sostanza l'idea di Glashow fu di considerare le interazioni deboli come mediate da bosoni, in modo analogo al caso dell'interazione elettromagnetica, e di giustificarne il corto raggio d'azione con il fatto che tali bosoni fossero massivi. Inoltre Glashow prevede la presenza di correnti deboli neutre.

Tuttavia, la teoria non risultava ancora rinormalizzabile a causa della presenza dei bosoni massivi. Il problema fu risolto tramite l'introduzione del concetto di "rottura spontanea della simmetria" o meccanismo di Higgs [5], che prima Weinberg [6] e poi Salam [7] introdussero per giustificare la presenza dei bosoni massivi.

La rinormalizzabilità del Modello Standard fu provata da t'Hooft [8] nel 1971 e nel 1973 si ebbe la prima grande conferma sperimentale. Infatti la collaborazione Gargamelle [9] al CERN (Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire) provò l'esistenza di correnti deboli neutre.

Il passo successivo fu l'evidenza sperimentale nel 1983 dei bosoni vettori mediatori dell'interazione debole W^\pm e Z , ottenuta dalle collaborazioni UA1 e UA2 al Sp \bar{p} S del CERN [10, 11].

Da allora le conferme sperimentali del Modello Standard si sono susseguite in modo impressionante, sebbene il Modello stesso sia considerato da molti un punto di passaggio e non una descrizione completamente soddisfacente della fisica delle particelle elementari. Il principale tassello mancante al Modello Standard è il bosone di Higgs, la cui massa è un parametro libero della teoria, e che sperimentalmente non ancora è stato evidenziato.

Questa tesi di laurea, il cui lavoro è stato svolto nell'ambito del gruppo di Napoli, dipartimento di Scienze Fisiche, che collabora all'esperimento L3 al LEP, si pone come fine quello di studiare le interazioni elettrodeboli nel delicato settore delle correnti neutre.

Difatti, grazie all'alta energia nel centro di massa delle collisioni e^+e^- ed all'alta luminosità fornita dal collisionatore LEP, è possibile studiare in dettaglio la produzione in coppie dei bosoni vettori Z attraverso il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$.

Tale processo è di particolare interesse perchè da esso si possono trarre informazioni sugli accoppiamenti elettrodeboli dei bosoni di "gauge" neutri, ovvero è possibile indagare la presenza anomala, cioè non prevista dal Modello Standard, di accoppiamenti ZZZ e $ZZ\gamma$.

Infine, la produzione di coppie di Z costituisce, in particolari condizioni cinematiche, ovvero se la massa del bosone di Higgs è prossima alla massa della Z ($M_H \simeq M_Z$), e quindi nell'attuale finestra di esplorazione al LEP, un fondo irriducibile per la produzione del bosone di Higgs mediante il processo $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$.

Nel primo capitolo di questa tesi darò una descrizione generale del Modello Standard e dei risultati sperimentali raccolti al LEP che ne hanno affermato il successo.

Nel secondo capitolo descriverò, invece, con maggior dettaglio, il processo di produzione di coppie di bosoni Z in collisioni e^+e^- . Analizzerò poi gli accoppiamenti elettrodeboli fra i bosoni di gauge previsti nel Modello Stan-

dard e come sia possibile una descrizione fenomenologica di un possibile triplo vertice di correnti neutre ZZZ e $ZZ\gamma$ non previsto dal Modello stesso.

Successivamente, nel terzo capitolo, descriverò l'anello di accumulazione LEP e l'apparato sperimentale. Particolare attenzione sarà stata dedicata ai metodi di ricostruzione delle quantità fisiche prese in esame in questo lavoro di analisi.

Nel capitolo quattro presenterò l'analisi fisica effettuata in questo lavoro di tesi per la selezione degli eventi ZZ con energia mancante, ovvero di quegli eventi in cui una delle due Z decade in una coppia di neutrini. Tale analisi è fondata su uno studio particolareggiato delle proprietà cinematiche degli eventi in esame e di tutti quei processi, ad essi alternativi, che ne costituiscono il fondo.

Infine nel quinto capitolo mostrerò come è possibile dagli eventi selezionati ottenere una misura della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ a $\sqrt{s} \simeq 189$ GeV, i cui dati sono stati raccolti al LEP nel 1998. Verrà inoltre descritta la procedura grazie alla quale è possibile estrarre dagli eventi selezionati dei limiti sull'esistenza di eventuali anomalie nella produzione di coppie di bosoni Z , ovvero sulla presenza, non prevista nel Modello Standard, di accoppiamenti fra i bosoni di gauge neutri Z e γ .

D'ora in avanti si considereranno come unitarie la costante di Planck ridotta \hbar e la velocità della luce c , ($\hbar = c = 1$), ovvero useremo le cosiddette unità naturali. In questo modo l'energia, la massa e l'impulso avranno tutte la stessa unità di misura.

Capitolo 1

Fisica al LEP

La fisica delle particelle elementari si pone come fine lo studio dei costituenti ultimi della materia e delle leggi che ne governano le interazioni.

In natura sono conosciute quattro forze fondamentali: quella gravitazionale, responsabile principalmente dei moti planetari e dell'evoluzione delle galassie; quella elettromagnetica, che governa i processi fisici a livello atomico e molecolare; la forza nucleare forte, che tiene insieme i costituenti elementari dei nuclei; la forza debole, responsabile, ad esempio, del decadimento β dei nuclei atomici.

Attraverso gli sforzi teorici e sperimentali compiuti in questo secolo, si è riusciti a racchiudere in un unico schema le interazioni elettromagnetica, debole e forte.

La teoria dei campi quantistici che unifica queste tre interazioni è denominata Modello Standard, e sebbene esso sia ritenuto diffusamente solo un passaggio verso una teoria più completa che includa anche la gravitazione, finora ha trovato grosse conferme dal punto di vista sperimentale.

In questo capitolo riassumerò schematicamente gli elementi caratteristici del Modello Standard, con particolare attenzione al settore elettrodebole e le numerose conferme sperimentali soprattutto quelle ottenute al LEP.

1.1 Il Modello Standard elettrodebole.

I costituenti fondamentali della materia, allo stato attuale delle nostre conoscenze sono “i fermioni”, ovvero particelle elementari dotate di un momento angolare intrinseco, denominato “spin”, pari ad $\frac{1}{2}$.

Essi si possono dividere in “quark”, cioè i fermioni dotati anche di carica di colore, attraverso la quale si estrinseca l'interazione forte, ed i leptoni, i quali interagiscono solo attraverso le interazioni elettrodeboli. In natura si

conoscono dodici fermioni fondamentali, sei leptoni e sei quark, divisi in tre differenti generazioni, distinte per la massa crescente (tabella 1.1).

	Leptoni		Quark	
Prima generazione	e	ν_e	d	u
Prima generazione	μ	ν_μ	s	c
Prima generazione	τ	ν_τ	b	t

Tabella 1.1: I fermioni conosciuti in natura.

Le interazioni fra i fermioni sono descritte dal Modello Standard. Si tratta di una teoria di “gauge” non abeliana, sviluppata negli anni ’60 - ’70 da Glashow [4], Weinberg [6], Salam [7] e t’Hooft [8], basata su una simmetria di gauge per il gruppo $SU(3)_C \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$, dove i pedici C , I ed Y indicano, rispettivamente, la carica di colore, l’Isospin e l’Ipercarica deboli.

Come in ogni teoria di gauge, infatti, l’interazione fra i campi fermionici viene introdotta rendendo locale il gruppo di simmetria della lagrangiana corrispondente alla carica conservata. In questo modo risultano naturalmente introdotti dei campi bosonici in numero pari ai generatori del gruppo di simmetria, i quali mediano l’interazione. Il carattere abeliano del gruppo di simmetria, ovvero la proprietà di commutazione dei suoi generatori, si riflette sull’interazione dei bosoni mediatori: per i gruppi non abeliani sono previste interazioni fra i bosoni mediatori, al contrario di ciò che avviene per i gruppi abeliani.

La teoria riguardante l’invarianza sotto le trasformazioni di gauge del gruppo $SU(3)_C$, conosciuta con il nome di QCD (Quantum Cromo Dinamic), descrive le interazioni forti fra i quark e non sarà oggetto di questa tesi, mentre descriverò in dettaglio il settore elettrodebole $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$, grazie al quale si riescono ad unificare le interazioni elettromagnetica e debole.

I campi fermionici, per poter rendere conto della violazione della parità nelle interazioni deboli, sono suddivisi in componenti a chiralità levogira e destrogira e le loro proprietà di trasformazione per simmetria di gauge sono differenti. Infatti le parti levogire (*left*) vengono associate in doppietti di isospin debole:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L; \quad (1.1)$$

mentre le componenti destrogire (*right*) sono singoletti per le trasformazioni di $SU(2)_I$:

$$e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^-, u_R, c_R, t_R, d_R, s_R, b_R. \quad (1.2)$$

Ricordiamo che un doppietto L si trasforma sotto $SU(2)_I$ secondo la :

$$L \rightarrow L' = e^{-i\vec{\tau}\cdot\vec{\theta}} L \quad (1.3)$$

dove $\vec{\tau}$ sono i generatori del gruppo $SU(2)$ e $\vec{\theta}$ i parametri della trasformazione; mentre i singoletti R sono invarianti per tali trasformazioni di gauge:

$$R' = R \quad (1.4)$$

I doppietti levogiri dei quark non sono costruiti con gli autostati di sapore d , s e b , ma con gli stati d' , s' e b' ottenuti dai precedenti mediante l'azione della matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (V_{CKM}).

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Dalla relazione:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.6)$$

scritta imitando l'analogia relazione di Gell-Mann e Nishijima per la classificazione degli adroni, si ottengono i valori dell'ipercarica debole Y per i fermioni, in funzione della terza componente dell'isospin debole T_3 e della carica elettrica Q . I valori di tutti i numeri quantici dei fermioni di prima generazione sono elencati in tabella 1.2; gli analoghi per le altre generazioni di leptoni e quark sono identici.

	ν_{eL}	e_L^-	e_R^-	u_L	d_L'	u_R	d_R'
T	1/2	1/2	0	1/2	1/2	0	0
T_3	1/2	-1/2	0	1/2	-1/2	0	0
Y	-1	-1	-2	1/3	1/3	4/3	-2/3
Q	0	-1	-1	2/3	-1/3	2/3	-1/3

Tabella 1.2: Numeri quantici dei fermioni di prima generazione nel Modello Standard.

Scriviamo ora una densità di lagrangiana \mathcal{L} che descriva i campi fermionici liberi e che sia invariante sotto il gruppo di gauge globale $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$:

$$\mathcal{L} = \sum_f i (\bar{L}\gamma^\mu \partial_\mu L + \bar{R}\gamma^\mu \partial_\mu R) \quad (1.7)$$

dove L ed R rappresentano, rispettivamente, i doppietti levogiri ed i singoletti destrogiri precedentemente definiti e la sommatoria è estesa a tutti i possibili fermioni.

Questa espressione, però, prevede i fermioni a massa nulla; infatti un eventuale termine di massa nella (1.7) si manifesta attraverso l'accoppiamento delle proiezioni *left* e *right* dei fermioni, rompendo così la simmetria appena costruita.

In base al principio di “gauge” introduciamo l'interazione fra questi campi fermionici rendendo locale la simmetria globale $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$, per cui le proprietà di trasformazione dei campi fermionici diventano:

$$L \rightarrow L' = e^{-\frac{i\vec{T}\cdot\theta(x)}{2}} L \quad (1.8)$$

mentre per il gruppo di simmetria generato dall'ipercarica debole abbiamo:

$$L \rightarrow L' = e^{-\frac{iq_l \cdot Y \cdot \theta(x)}{2}} L \quad (1.9a)$$

$$R \rightarrow R' = e^{iq_r \cdot \theta(x)} R \quad (1.9b)$$

dove q_l è pari ad $1/2$ per i leptoni ed $1/6$ per i quarks, mentre q_r vale 1 per i leptoni, $-2/3$ per le componenti up dei quarks (u, c, t) ed $1/3$ per le componenti down (d', s', b').

Parimenti a questa operazione, per conservare l'invarianza della lagrangiana sotto il gruppo locale di simmetria, occorre sostituire nella (1.7) la derivata ordinaria con la derivata covariante:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \left(\partial_\mu - ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - ig'Y B_\mu \right) \quad (1.10)$$

In questo modo vengono introdotti quattro campi di gauge \vec{W}_μ e B_μ con cui si costruiranno i campi bosonici fisici che descrivono il fotone, mediatore dell'interazione elettromagnetica, e i bosoni vettori W^+W^- e Z , mediatori della forza debole.

La lagrangiana del sistema diventa:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_f i(\bar{L}\gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - ig'Y B_\mu \right) L + \\ & \bar{R}\gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - ig'Y B_\mu \right) R) \\ & - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.11)$$

con $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ e $W_{\mu\nu} = i/g [D_\mu, D_\nu]$, dove $D_\mu = \partial_\mu - ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - ig'Y B_\mu$. Gli ultimi due termini nella (1.11) rappresentano i termini cinetici

associati ai campi di “gauge”, che ne descrivono non solo la propagazione libera, ma anche la cosiddetta “auto-interazione”, che costituisce una caratteristica peculiare del Modello Standard. Come si è detto in precedenza, tali accoppiamenti discendono dal carattere non abeliano della teoria, ovvero dal fatto che i generatori del gruppo di simmetria $SU(2)$ non commutano fra loro.

Tuttavia, anche per i bosoni di gauge, non è possibile scrivere esplicitamente dei termini di massa che violerebbero la simmetria. In realtà i campi fisici W_μ^+ , W_μ^- , Z_μ ed A_μ vengono costruiti come combinazioni lineari dei campi \vec{W}_μ e B_μ :

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \pm iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad (1.12a)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (1.12b)$$

dove θ_W è l'angolo di Weinberg che mette in relazione le costanti di accoppiamento dei due gruppi g e g' :

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (1.13)$$

Affinché si possa ricostruire l'invarianza locale di gauge sotto il gruppo $U(1)_{EM}$ che genera l'interazione elettromagnetica, in modo che la teoria elettrodebole unificata contenga i risultati già noti e sperimentalmente verificati della QED (Quantum Elettro Dinamic), dovrà essere:

$$e = g \cos \theta_W \quad (1.14)$$

Il meccanismo con il quale viene reinserita la massa dei fermioni e dei bosoni nella teoria è il cosiddetto meccanismo di “rottura spontanea” della simmetria, o meccanismo di Higgs.

Alla densità lagrangiana (1.11) viene aggiunto il termine:

$$L_H = (\partial_\mu \phi)(\partial_\mu \phi^*) - \mu^2 \phi \phi^* - \lambda(\phi \phi^*)^2 \quad (1.15)$$

noto come potenziale di Higgs; ϕ rappresenta un doppietto complesso di campi scalari con numeri quantici $T = \frac{1}{2}$ e $Y = 1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Se $\mu^2 < 0$ il potenziale di Higgs presenta un insieme di minimi, ovvero di possibili stati fondamentali, individuati dall'equazione:

$$\sum_i \phi_i^2 = \frac{v^2}{2} \quad (1.17a)$$

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \quad (1.17b)$$

Una volta scelto, in modo peraltro arbitrario, lo stato fondamentale, esso non risulterà più invariante per trasformazioni di gauge, “rompendo” così la simmetria. Posto lo stato fondamentale:

$$\phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

possiamo riesprimere il doppietto di isospin ϕ nella forma seguente:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \theta_1 + i\theta_2 \\ v + H + i\theta_3 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

dove il campo H , detto bosone di Higgs, e i campi di Goldstone θ_i , $i = 1, 2, 3$ sono reali. È proprio dall'interazione di questi campi con quelli di gauge, che quest'ultimi acquistano massa. Proseguendo sulla linea di quanto fatto in precedenza, si rende locale il gruppo di simmetria introducendo la derivata covariante anche nella (1.15):

$$L_H = \left[\left(\partial_\mu - ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - ig'YB_\mu \right) \phi \right]^\dagger \cdot h.c. - \mu^2 \phi \phi^* - \lambda (\phi \phi^*)^2 \quad (1.20)$$

dove $h.c.$ rappresenta l'hermitiano coniugato del primo fattore.

Attraverso un opportuna scelta di gauge è possibile rimescolare i campi e fare in modo che i tre bosoni di Goldstone vengano riassorbiti come componente longitudinale di tre dei quattro campi di gauge, i quali, in questo modo, acquistano massa.

Il campo di gauge A_μ rimane privo di massa e viene identificato con il fotone, mentre gli altri sono identificati con i bosoni W^\pm e Z .

Le relazioni esistenti tra i parametri della teoria e le masse dei bosoni di gauge e del bosone di Higgs sono espresse da:

$$M_W^\pm = \frac{gv}{2} \quad (1.21)$$

$$M_Z = \frac{gv}{2\cos\theta_W} \quad (1.22)$$

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} \quad (1.23)$$

Per introdurre la massa dei fermioni occorre un nuovo termine nella densità lagrangiana, detto di Yukawa:

$$L_{Yukawa} = \sum_f -G_F [(\bar{L}\phi)R + \bar{R}(\phi^\dagger L)] \quad (1.24)$$

In questo modo, attraverso l'interazione con il bosone di Higgs i fermioni acquistano massa, ricostruendo così i termini misti di interazione fra le proiezioni a chiralità definita, senza violare la simmetria $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$. Solo i neutrini non acquistano massa perché per essi non è prevista una componente destrorsa.

Infine, scriviamo esplicitamente le correnti deboli fermioniche che si accoppiano ai bosoni vettori W^\pm e Z . Le correnti cariche si scrivono come:

$$J_{CC}^\mu = -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_l \bar{\nu}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l + (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} + h.c. \quad (1.25)$$

mentre la corrente neutra si scrive:

$$J_{CN}^\mu = \sum_f \bar{f} (g_{Vf} \gamma^\mu - g_{Af} \gamma^\mu \gamma_5) f \quad (1.26)$$

dove i valori delle costanti di accoppiamento assiale e vettoriale dipendono dai numeri quantici del singolo fermione e dall'angolo di Weinberg:

$$g_{Vf} = 2T_3^f - 4Q_f \sin^2 \theta_w \quad (1.27a)$$

$$g_{Af} = 2T_3^f \quad (1.27b)$$

1.2 Verifiche sperimentali del Modello Standard al LEP.

La macchina acceleratrice a fasci collidenti LEP ha consentito di verificare con elevata precisione la validità del Modello Standard dopo la scoperta dell'effettiva esistenza dei bosoni vettori massivi W^\pm e Z negli esperimenti UA1 ed UA2 [10, 11] in collisioni $p\bar{p}$ al Sp \bar{p} S (SuperProtoSincrotrone) del CERN.

Nella sua prima fase di funzionamento, denominata LEP1, sono stati raccolti dall'insieme dei quattro esperimenti (ALEPH, DELPHI, L3 ed OPAL)

oltre venti milioni di eventi riguardanti la produzione ed il decadimento del bosone Z, ottenendo così misure dirette ed indirette dei principali parametri liberi della teoria.

Dal 1996 è iniziata, e prosegue tuttora, la seconda fase del programma di ricerca del LEP. Sostanzialmente ci si è spostati dal picco della risonanza della Z ad energie maggiori, per poter, in questo modo, produrre in coppie i bosoni vettori della teoria W^\pm e Z. Questo consente una misura “diretta” della massa del bosone W^\pm , dei suoi rapporti di decadimento e soprattutto dell’effettiva esistenza del triplo vertice di bosoni carichi WWZ e $WW\gamma$ (paragrafo 2.4). La possibilità di produrre coppie di bosoni Z conduce anche, come descriveremo nel paragrafo 2.5, allo studio di eventuali anomalie nei parametri che descrivono le interazioni elettrodeboli dei bosoni di gauge neutri. Infine, l’attività di ricerca di nuove particelle al LEP2 si incentra soprattutto sul bosone di Higgs, di cui non vi è ancora un’evidenza diretta, ma la cui presenza è fondamentale, per quanto esposto in precedenza, all’interno del Modello Standard.

In realtà il programma di LEP2, come d’altra parte LEP1, contempla anche la ricerca di eventuali segnali di fisica al di là del Modello Standard, come, ad esempio, il Modello Supersimmetrico Minimale (MSSM) [12], in cui ad ogni bosone e fermione presente nel Modello Standard è associato un “partner” supersimmetrico che segue la statistica quantistica opposta. Finora i risultati sperimentali escludono tutti i modelli alternativi al Modello Standard, il quale risulta verificato a livelli finora mai raggiunti.

1.2.1 Risultati sperimentali al LEP.

Il confronto fra i dati raccolti al LEP e le previsioni del Modello Standard avviene attraverso un fit che utilizza nove parametri basato sui dati riguardanti le sezioni d’urto adroniche e leptoniche e le asimmetrie avanti–indietro nella produzione di coppie leptone–antileptone. La scelta ricade su queste osservabili in quanto esse sono scarsamente correlate fra loro. In dettaglio abbiamo:

- Massa M_Z del bosone Z e la sua larghezza totale di decadimento Γ_Z ;
- Sezione d’urto adronica del processo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ al picco della risonanza della Z:

$$\sigma_h^{\text{picco}} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2}; \quad (1.28)$$

dove Γ_{ee} e Γ_{had} sono le larghezze parziali di decadimento dello Z in coppie e^+e^- ed adroni rispettivamente;

- I (rapporti fra le larghezze di decadimento in leptoni ed in adroni:

$$R_e = \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{ee} \quad (1.29)$$

$$R_\mu = \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\mu\mu} \quad (1.30)$$

$$R_\tau = \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\tau\tau} \quad (1.31)$$

- Le asimmetrie leptoniche al picco della Z, legate ai differenti pesi delle componenti assiali e vettoriali delle correnti neutre:

$$A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4}A_e A_f \quad (1.32)$$

con:

$$A_f = \frac{2g_{Vf}g_{Af}}{g_{Vf}^2 + g_{Af}^2} \quad (1.33)$$

Assumendo l'universalità leptonica, ovvero che le proprietà fisiche riguardanti i leptoni non dipendano dal tipo di leptone, i parametri si riducono a cinque. In tabella 1.3 riportiamo le misure dei parametri descritti [14].

Da sezione d'urto e Asimmetrie leptoniche	
M_Z (GeV)	91.1867 ± 0.0021
Γ_Z (GeV)	2.4939 ± 0.0024
σ_h^{picco} (nb)	41.491 ± 0.058
R_1	20.765 ± 0.026
$A_{FB}^{0,l}$	0.01683 ± 0.000096
Risultati per i Quark Pesanti	
R_b	0.21656 ± 0.00074
R_c	0.1735 ± 0.0044
$A_{FB}^{0,b}$	0.0990 ± 0.0021
$A_{FB}^{0,c}$	0.0709 ± 0.0044

Tabella 1.3: Parametri del Modello Standard misurati al LEP.

Nella medesima tabella riportiamo i valori di alcune quantità misurate nel settore dei quark pesanti. In particolare:

- I rapporti tra le larghezze di decadimento del bosone Z in coppie $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ e la larghezza totale in adroni:

$$R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\text{had}} \quad (1.34)$$

$$R_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{\text{had}} \quad (1.35)$$

- Le analoghe asimmetrie per i quark pesanti $A_{FB}^{0,b}$, $A_{FB}^{0,c}$.

La verifica del Modello Standard avviene, dunque, confrontando direttamente i dati e le previsioni per quelle osservabili che non dipendono, o dipendono lentamente, attraverso le correzioni radiative elettrodeboli, dalla massa dell'Higgs M_H e la massa del top M_t . In modo alternativo si può stimare direttamente i valori di M_H e di M_t attraverso un fit sui dati elettrodeboli delle osservabili fisiche che maggiormente dipendono da tali quantità.

I risultati di tale procedure sono illustrati nella prima colonna della tabella 1.4 e raffigurati in figura 1.1.

La misura diretta di M_t compiuta dagli esperimenti CDF e DØ [13], pari a $M_t = 173.8 \pm 5.2$ GeV, è in perfetto accordo con la previsione dei dati LEP.

Ma, senza alcun dubbio, il risultato principale degli esperimenti LEP è la misura del numero di famiglie di neutrini leggeri (figura 1.2), previsto essere pari al numero di generazioni (tre) di fermioni nel Modello Standard: 2.993 ± 0.011 [13]

La migliore stima sulla massa del bosone di Higgs, ottenuti utilizzando le misure di LEP, SLD [15], NuTeV [16], CDF [17], DØ [18] e CCFR [19] è mostrato in figura 1.3; sebbene l'errore sulla determinazione della massa dell'Higgs sia grosso, è da notare sia che il valore predetto è relativamente basso ($M_H < 300$ GeV al 68% di livello di confidenza), sia che la procedura di fit dei dati elettrodeboli conduce, comunque, ad un minimo, indicando cioè la presenza di una particella non ancora rivelata ma con le caratteristiche previste dal Modello Standard per il bosone di Higgs.

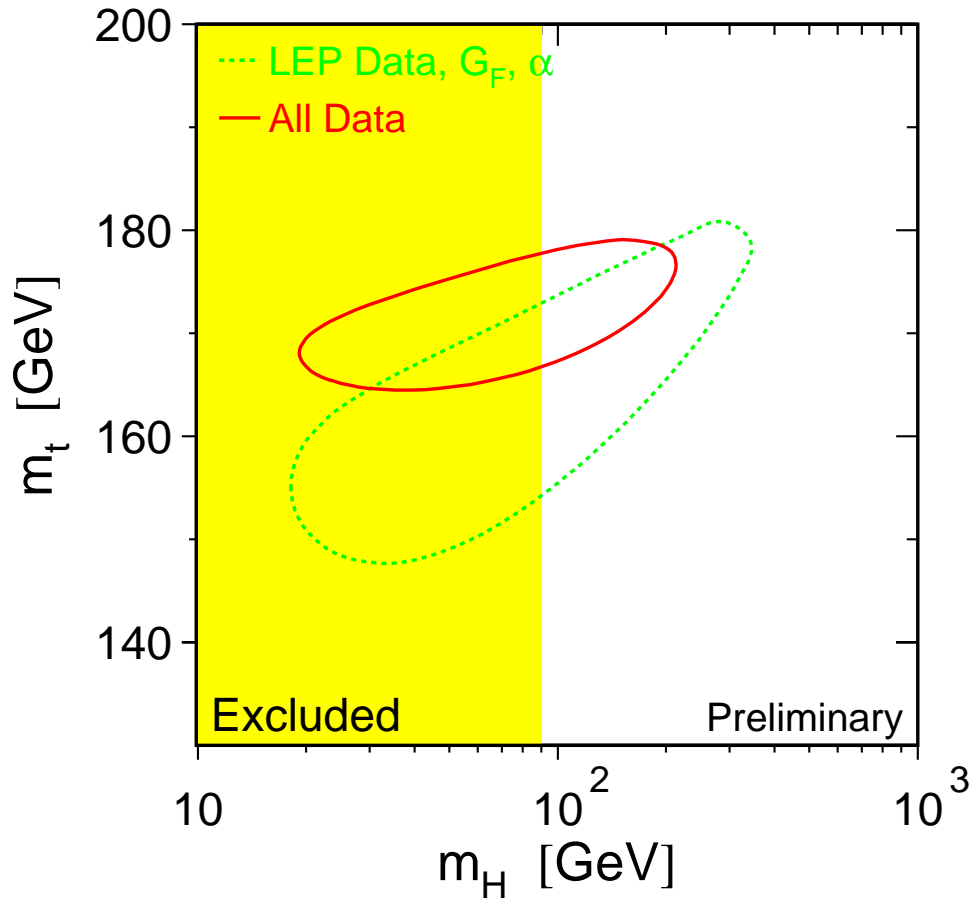


Figura 1.1: Curve al 68% di livello di confidenza nel piano m_t m_H ottenute con i dati raccolti dal LEP (curva tratteggiata) ed includendo i risultati delle misure degli esperimenti CDF/DØ (curva continua). La banda verticale mostra la regione esclusa al 95% di livello di confidenza per m_H ottenuta dai risultati delle ricerche dirette al LEP.

	Misure LEP	Tutti i dati tranne M_W	LEP + TEVATRON
m_t (GeV)	160^{+13}_{-9}	158^{+9}_{-8}	171 ± 4.9
M_H (GeV)	60^{+127}_{-35}	32^{+41}_{-15}	76^{+85}_{-47}
$\chi^2/g.d.l.$	4/9	13/12	15/15
$\sin^2\theta_W^{eff}$	0.23182 ± 0.00023	0.23157 ± 0.00018	0.23157 ± 0.00019
$1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$	0.2243 ± 0.0007	0.2239 ± 0.0007	0.2232 ± 0.0005
m_W (GeV)	80.314 ± 0.038	80.332 ± 0.37	80.371 ± 0.026

Tabella 1.4: Risultato del fit solo sui dati raccolti dal LEP (colonna 1), di quello effettuato su tutti i dati disponibili ad eccezione delle misure di m_W ed m_t ottenute al LEP ed al Tevatron, ed utilizzando tutti i dati a disposizione.

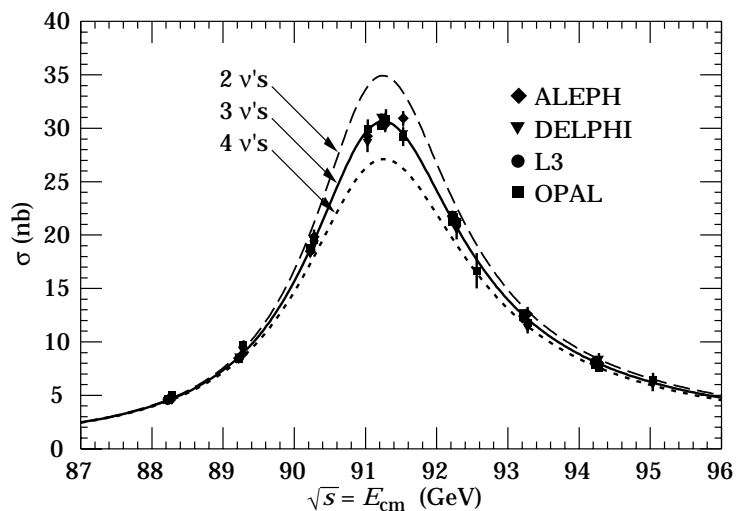


Figura 1.2: Sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow$ adroni in funzione dell'energia nel centro di massa. Le diverse linee rappresentano le previsioni per un numero di famiglie di neutrini leggeri pari a due, tre e quattro, rispettivamente.

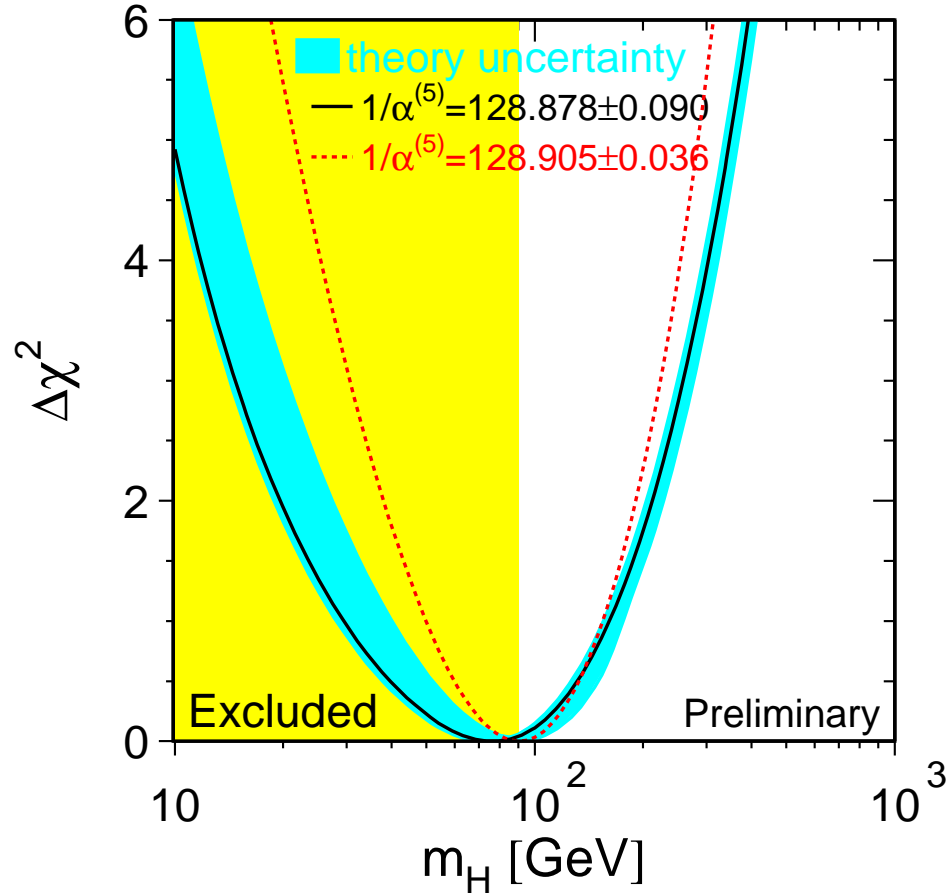


Figura 1.3: Curva di $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ in funzione di M_H . La linea continua rappresenta il risultato del fit su tutti i dati del LEP, mentre la banda ad essa sovrapposta rappresenta una stima dell'errore causato dall'incertezza teorica sulle correzioni di ordine superiore mancanti. La banda verticale mostra la regione per m_H esclusa al 95% di livello di confidenza dalle ricerche dirette el LEP.

Capitolo 2

Produzione di coppie di bosoni Z

In questo capitolo si analizzerà in dettaglio il processo di produzione di coppie di bosoni Z reali e dei loro decadimenti in coppie fermione–antifermione nella cosiddetta configurazione a 4 fermioni nello stato finale.

Come è noto, inoltre, essendo il Modello Standard una teoria di gauge non abeliana, sono previste, e verificate sperimentalmente, delle interazioni dirette fra alcuni dei suoi bosoni vettori, alle quali ci si riferisce con l'espressione “triplo vertice”. Dopo aver effettuato una rapida discussione sulla fenomenologia e sulla situazione sperimentale dello studio di tali accoppiamenti fra i bosoni di gauge, si analizzerà la possibilità che alla produzione di coppie di bosoni Z contribuiscano diagrammi non previsti dal Modello Standard che coinvolgano, ad esempio, il triplo vertice fra bosoni vettori neutri e di come, dal punto di vista fenomenologico e sperimentale, sia possibile studiare questa ipotesi.

2.1 Produzione di 4 fermioni da corrente neutra

A LEP2 l'alta energia nel centro di massa e l'elevata luminosità, ovvero il numero di eventi raccolti per unità di tempo e di sezione d'urto (vedi paragrafo 3.1.1), consentono uno studio dettagliato della produzione in collisioni e^+e^- di 4 fermioni nello stato finale. Le sezioni d'urto con le quali si realizzano tali processi coprono un intervallo di valori molto ampio, circa 3 ordini di grandezza (pb - nb), a seconda della presenza di risonanze o di particolari diagrammi per diverse configurazioni dello stato finale.

La produzione di 4 fermioni avviene non solo nel decadimento di coppie di bosoni reali W^+W^- e ZZ , ma anche attraverso diversi processi, mostrati in figura 2.1.

Essi sono divisi in due classi: quelli non abeliani e quelli abeliani, a seconda della presenza o meno di accoppiamenti fra i bosoni di gauge. Difatti, solo le teorie di gauge basate su dei gruppi di simmetria non abeliani, prevedono l'interazione fra i bosoni mediatori.

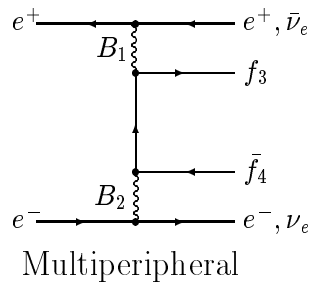
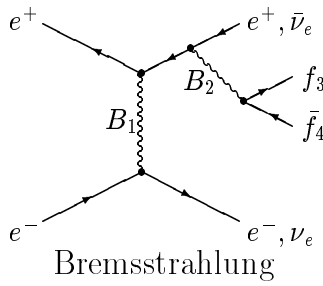
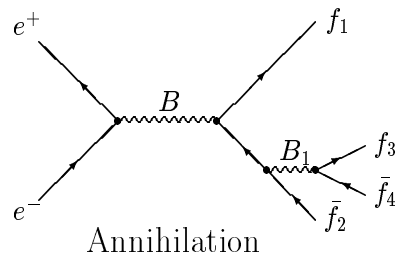
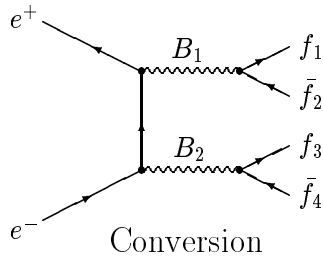
Inoltre, all'interno di ogni classe, vi sono diverse topologie che contribuiscono in modo differente alla sezione d'urto totale al variare dell'energia disponibile nel centro di massa dell'interazione e^+e^- . Ad esempio il maggior contributo proviene dai diagrammi cosiddetti *multiperiferici*, nei quali propagatori fotonici "quasi reali" (ovvero propagatori la cui massa invariante è leggermente diversa da zero) sono scambiati nel *canale t*, dando origine ad una coppia e^+e^- (non rivelati perchè prodotti ad angoli polari piccoli) e ad una coppia $f\bar{f}$ con una struttura di massa invariante non risonante, che diverge a piccoli valori.

Si definiscono processi di produzione da *corrente neutra* quei processi nei quali sono presenti i soli propagatori bosonici neutri, Z e γ ; analogamente si definiscono di *corrente carica* quei processi in cui sono presenti i bosoni di gauge carichi W^+W^- . In seguito useremo per distinguere i diagrammi di corrente carica da quelli di corrente neutra la seguente notazione: li indicheremo rispettivamente con le sigle **CC** n o **NC** n dove n è il numero di diagrammi di Feynman che contribuiscono, all'ordine perturbativo più basso, a quel particolare stato finale; gli acronimi **CC** e **NC** stanno rispettivamente per *Charged Current* e *Neutral Current*.

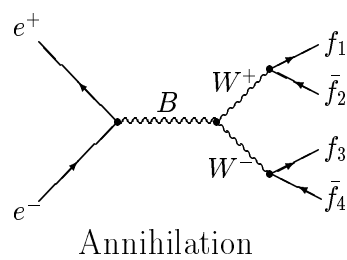
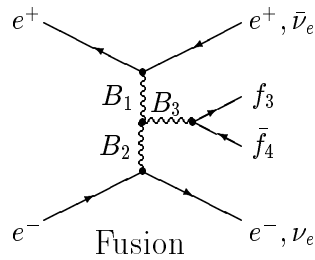
Fissato lo stato finale del processo di produzione di quattro fermioni, essi possono provenire o da diagrammi di corrente carica, o da processi di corrente neutra o da entrambi. Ad esempio al processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\bar{b}b$ contribuiscono 24 diagrammi di sola corrente neutra (**NC24**); al processo $e^+e^- \rightarrow e^+\nu_e d\bar{u}$ contribuiscono 20 diagrammi di corrente carica (**CC20**); infine al processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu\mu^-\bar{\nu}_\mu$ contribuiscono 10 diagrammi di corrente neutra e 9 di corrente carica (**NC10** + **CC09**). In tabella 2.1 è riportato il numero di diagrammi di Feynman all'ordine di Born per tutti i possibili stati finali di quattro fermioni provenienti da corrente neutra, indicando in grassetto quelli per cui è previsto anche un contributo di corrente carica.

In quanto esposto, tuttavia, è stato trascurato il contributo, anche all'ordine più basso, delle interazioni con il bosone di Higgs, il quale nel Modello Standard è previsto partecipare alla produzione di quattro fermioni attraverso vari diagrammi, uno dei quali è mostrato in figura 2.2. Come è noto, inoltre, poichè il valore dell'accoppiamento di Yukawa fra il bosone di Higgs

Abelian Classes



Nonabelian Classes



($B = Z^0, \gamma$; $B_1, B_2, B_3 = Z^0, \gamma, W^\pm$; + *Higgs Graphs.*)

Figura 2.1: Diagrammi di Feynman relativi alla produzione di quattro fermioni. Ad essi vanno aggiunti i diagrammi contenenti l'Higgs, come quello mostrato in figura 2.2.

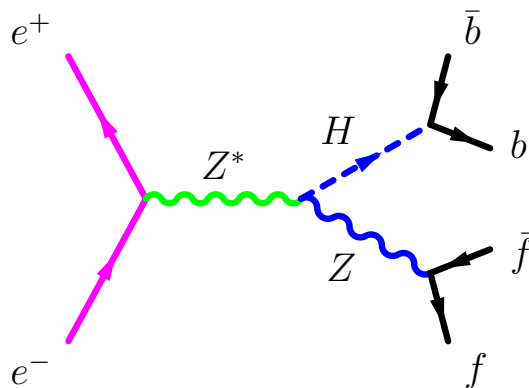


Figura 2.2: Diagramma di Feynman per il processo $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow f\bar{f}b\bar{b}$.

e le altre particelle del Modello Standard è proporzionale alla loro massa, per il bosone di Higgs, alle energie di LEP è favorito il processo $H \rightarrow b\bar{b}$.

2.2 I diagrammi di produzione di due Z reali

Come esposto in precedenza il processo di produzione di coppie di bosoni Z reali, con conseguente decadimento di ciascuna Z in una coppia fermione-antifermione ($Z \rightarrow f\bar{f}$) è solo una parte del processo di produzione di quattro fermioni nello stato finale. Nel linguaggio dei diagrammi di Feynman questo si traduce dicendo che la produzione di due Z *on-shell* avviene mediante i due diagrammi di conversione mostrati in figura 2.3 e noti come **NC02**. Ora, poiché ciascuna Z ha una larghezza di decadimento pari a $\Gamma_Z = (2.490 \pm 0.007) \text{ GeV}$, [13, 14], la sua vita media è troppo breve per dar luogo nell'apparato a vertici secondari di decadimento rivelabili.

È impossibile, dunque, identificare le coppie fermione-antifermione con il diagramma di Feynman da cui provengono, perchè, nella realtà, tutti i diagrammi concorrono al processo ed inoltre i termini di interferenza hanno effetti non trascurabili. Occorre dunque dare una definizione operativa del segnale fisico di produzione di coppie di bosoni Z reali per distinguerlo dal fondo di produzione di quattro fermioni descritti da diagrammi non risonanti.

2.3 Definizione del segnale

Lo studio del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ parte, dunque, dall'analisi della generazione di quattro fermioni nello stato finale, grazie a tecniche Monte Carlo.

	u \bar{u}	d \bar{d}	s \bar{s}	c \bar{c}	b \bar{b}	e ⁺ e ⁻	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$	$\nu_e\bar{\nu}_e$	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$
u \bar{u}	48	35	24	24	24	48	24	24	19	10	10
d \bar{d}		48	24	24	24	48	24	24	19	10	10
s \bar{s}			48	35	24	48	24	24	19	10	10
c \bar{c}				48	24	48	24	24	19	10	10
b \bar{b}					48	48	24	24	19	10	10
e ⁺ e ⁻						144	48	48	56	20	20
$\mu^+\mu^-$							48	24	19	19	10
$\tau^+\tau^-$								48	19	10	19
$\nu_e\bar{\nu}_e$									36	12	12
$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$										12	6
$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$											12

Tabella 2.1: Numero di diagrammi di Feynman all'ordine perturbativo più basso per gli stati finali di quattro fermioni provenienti da corrente neutra. Nei casi in cui vi è contribuito anche da diagrammi di corrente carica, il numero totale di diagrammi è riportato in grassetto.

Lo scopo di tale studio è quello di definire una serie di tagli cinematici nello spazio delle fasi dei fermioni generati che permetta, per così dire, di isolare il contributo dei diagrammi **NC02** da tutti gli altri o, più correttamente, di incrementare il contributo di due Z reali nell'intero campione di eventi a quattro fermioni.

Tale studio è stato effettuato utilizzando il generatore di eventi EXCALIBUR [20], il quale permette di trattare tutti i diagrammi all'ordine perturbativo più basso e la loro interferenza, nel limite non fisico di fermioni con massa a riposo nulla. Tale scelta, che consente una maggiore rapidità di

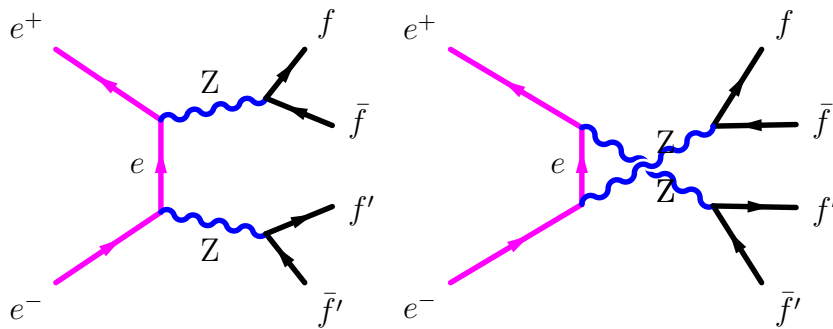


Figura 2.3: Diagrammi di Feynman cosiddetti **NC02** per la produzione di due Z reali.

calcolo, è giustificata dal fatto che le masse dei fermioni M_f sono trascurabili rispetto all'energia disponibile $\sqrt{s} \gg M_f$. Per poter evitare dunque divergenze a piccolo angolo polare dovute a tale approssimazione si richiede che l'energia dei fermioni uscenti e tutte le loro possibili masse invarianti sia di almeno 1 GeV ($E_f \geq 1$ GeV ed $M_f \geq 1$ GeV).

2.3.1 Coppie di Z reali e diagrammi NC08

I diagrammi di produzione di due Z reali **NC02** sono un semplice sottoinsieme di tutti i possibili diagrammi di conversione di bosoni vettori neutri **NC08**, riportati in figura 2.4. L'obiettivo primario è, dunque, quello di isolare, fra le particelle generate, il sottoinsieme composto da quelle per cui è massimo il contributo dai due diagrammi doppio risonanti.

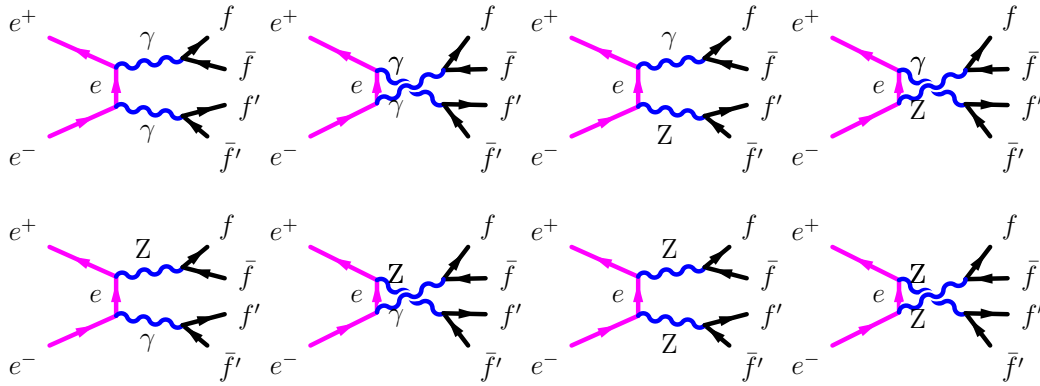


Figura 2.4: Diagrammi di conversione per la produzione di quattro fermioni da corrente neutra, cosiddetti diagrammi **NC08**.

Questo si ottiene richiedendo che entrambe le masse invarianti delle coppie di fermioni $M_{f\bar{f}}$ e $M_{f'\bar{f}'}$ siano in una finestra intorno alla massa della Z ($M_Z = 91.187 \pm 0.007$ GeV) [14]. In particolare, per consentire lo scambio anche di Z *quasi reali* è stata scelta la finestra (70, 105) GeV. Il risultato di tale taglio è mostrato nella figura 2.5. In essa infatti si può notare come la distribuzione massa invariante della coppia $q\bar{q}$ per il processo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\mu^+\mu^-$ presenti due strutture corrispondenti alla produzione sia di fotoni “quasi reali” (a massa invariante prossima a zero) che di bosoni Z; dopo aver applicato il taglio sulle masse invarianti dei due quark $b\bar{b}$ e dei due leptoni rimane solo la struttura dovuta alla produzione di Z (ombreggiata nella figura).

Tale richiesta, inoltre, non solo riduce al minimo lo scambio di fotoni e di Z virtuali nei diagrammi di conversione, ma riduce fortemente anche il contributo dei diagrammi di *annichilazione abeliana* (figure 2.1). Infatti

dai fermioni uscenti provenienti da diagrammi di questo tipo non è possibile ricostruire coppie di Z risonanti.

2.3.2 Il contributo dei diagrammi multiperiferici

La sola richiesta precedente non è sufficiente per una corretta definizione del segnale. Infatti, per quegli stati finali dove sono presenti elettroni e positroni domina il contributo dei diagrammi cosiddetti *multiperiferici*. Come si può notare dalla figura 2.5, se si esamina la distribuzione dell'angolo polare degli elettroni e positroni uscenti nello stato finale $e^+e^-\mu^+\mu^-$, si evince che un gran numero di eventi è prodotto a piccoli angoli polari, segnatura del fatto che provengono da interazioni in cui è scambiato un fotone “quasi reale” nel canale t . Allora richiederemo per questi stati finali che il coseno dell'angolo polare, ovvero quello che gli elettroni (positroni) uscenti formano con le direzioni dei fasci incidenti sia minore, in valore assoluto, di 0.95. Tale valore è scelto per tenere conto del fatto che per angoli minori non è possibile un'identificazione dell'elettrone nell'apparato L3, in quanto tale regione non è coperta dalla camera tracciante (vedi paragrafo 3.2.6) per cui fotoni ed elettroni sono indistinguibili.

2.3.3 Il contributo dei diagrammi di corrente carica

La ricerca di una definizione operativa per il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ non può dirsi ancora conclusa. Infatti esistono dei particolari canali di decadimento in cui, anche dopo i tagli già applicati, rimane dominante, nel campione di eventi generato, il contributo dei diagrammi di corrente carica, in particolare quelli di produzione di coppie W^+W^- . Infatti se guardiamo gli spettri di massa invariante per le coppie fermione–antifermione dello stesso “sapore” nei seguenti stati finali $u\bar{u}d\bar{d}$, $s\bar{s}c\bar{c}$, $\ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ ($\ell = e, \mu, \tau$), dove è presente questo contributo (tabella 2.1) si ha che un ridotto picco di eventi intorno alla massa della Z emerge da una distribuzione di fondo (fig. 2.5). Questo accade perchè la coppia fermione–antifermione è in realtà scorrelata, in quanto proviene dal decadimento di due particelle diverse. D'altra parte lo spettro di massa invariante degli stessi eventi per le coppie $u\bar{d}$, $c\bar{s}$, $\ell^-\bar{\nu}_\ell$ mostra chiaramente la risonanza della W^\pm (fig. 2.5). Per questo, dunque, richiederemo in questi casi che $M_{f\bar{f}'}$ e $M_{f'\bar{f}}$ siano fuori dell'intervallo (75,85) GeV.

In tabella 2.2 è riportato uno schema riassuntivo dei tagli adottati per la definizione del segnale.

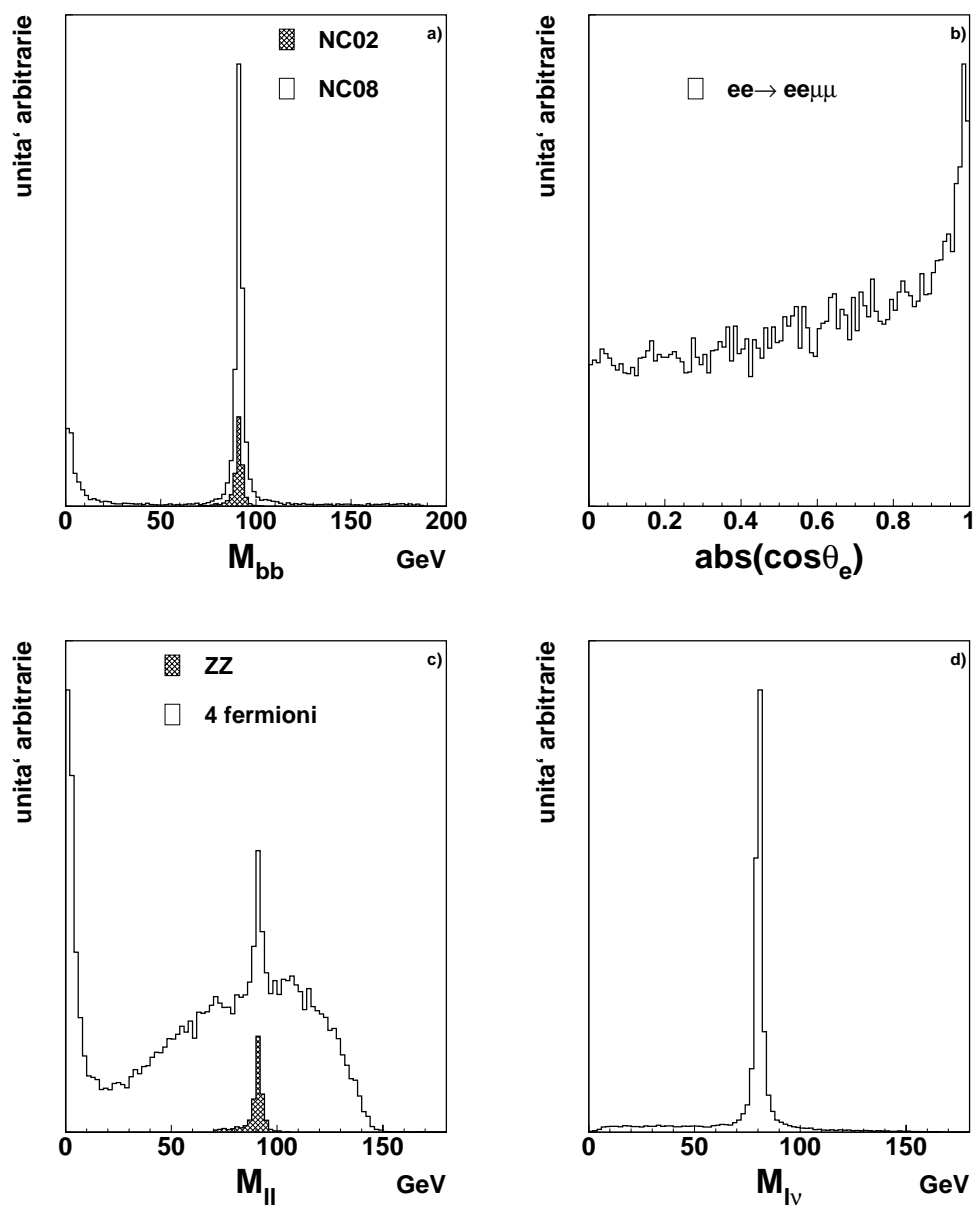


Figura 2.5: a) Distribuzione di massa invariante per la coppia $b\bar{b}$ prima (in chiaro) e dopo (in scuro) il taglio per la soppressione dei diagrammi non doppio risonanti per il processo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\mu^+\mu^-$; b) distribuzione angolare in θ degli elettroni uscenti in $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$; c) massa invariante della coppia di muoni nel processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ prima (in chiaro) e dopo (in scuro) i tagli di definizione del segnale; d) distribuzione di massa invariante per la coppia $\mu^+\nu_\mu$ nel processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$. Gli eventi sono simulati con EXCALIBUR.

$E_f, M_f, > 1 \text{ GeV}$	Compensa le masse nulle
$70 \text{ GeV} \leq M_{f\bar{f}}, M_{f'\bar{f}'} \leq 105 \text{ GeV}$	masse invarianti vicine a M_Z
$ \cos(\theta_e) \leq 0.95$	sopprime diagrammi multiperiferici
$M_{f\bar{f}'}, M_{f'\bar{f}} \leq 75 \text{ GeV}$ $M_{f\bar{f}'}, M_{f'\bar{f}} \geq 85 \text{ GeV}$	sopprime W^+W^- solo per le coppie $u\bar{d}, c\bar{s}, \ell^-\bar{\nu}_\ell$

Tabella 2.2: Tagli nello spazio delle fasi dei fermioni generati per la definizione del segnale $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}'$.

2.3.4 La sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$

Dopo aver scelto i criteri cinematici che permettono di definire operativamente il processo di produzione di due bosoni Z reali, risulta immediato il calcolo della sezione d'urto totale per questo processo. Infatti per ogni fissato stato finale $f\bar{f}f'\bar{f}'$, calcolata con il generatore EXCALIBUR la sezione d'urto complessiva all'ordine di Born dell'intero processo di produzione dei quattro fermioni σ_{4f} , la sezione d'urto nei tagli σ_{ZZ} sarà:

$$\sigma_{ZZ} = \sum_f \sum_{f'} \sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}') \frac{N_{\text{cut}}^{f\bar{f}f'\bar{f}'}}{N_{\text{gen}}^{f\bar{f}f'\bar{f}'}} \quad (2.1)$$

dove $N_{\text{gen}}^{f\bar{f}f'\bar{f}'}$ è il numero di eventi generato per l'intera produzione di quattro fermioni, mentre $N_{\text{cut}}^{f\bar{f}f'\bar{f}'}$ è il numero di eventi che occupa lo spazio delle fasi selezionato. In tal modo i *branching ratio* per i vari canali di decadimento non sono quelli prevedibili dai decadimenti della Z , ma sono leggermente diversi. Ciò è vero soprattutto in quei canali in cui è più alto il contributo dei diagrammi non risonanti. Il valore che si ottiene dalla (2.1) è $\sigma_{ZZ} = 0.662$ pb per $\sqrt{s} = 188.66$ GeV.

Nelle tabelle 2.3 e 2.4 riportiamo, rispettivamente, i valori della sezione d'urto σ_{ZZ} per i vari stati finali provenienti dal processo $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}'$ ed i valori dei *branching ratio* calcolati nel modo descritto con il generatore EXCALIBUR per $\sqrt{s} = 188.66$ GeV. Risultati analoghi (differenze dell'ordine dell'1% sulla sezione d'urto) sono stati ottenuti con il generatore GRC4F [21], il quale ha le stesse caratteristiche del generatore EXCALIBUR, ma genera fermioni massivi.

Infine, in figura 2.6 mostriamo l'andamento della sezione d'urto di produzione σ_{ZZ} al variare dell'energia nel centro di massa, con la precedente definizione del segnale.

La prima misura della produzione di coppie di bosoni Z reali in soglia è stata effettuata dalla collaborazione L3 usando i 55 pb^{-1} di dati raccolti nel

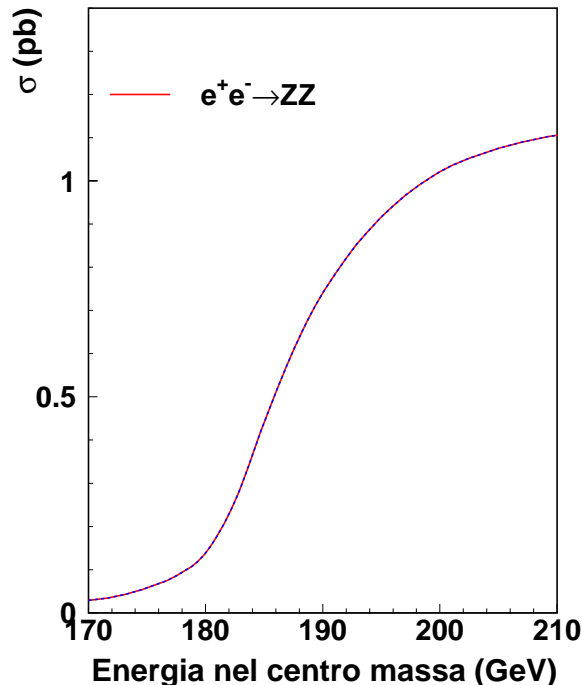


Figura 2.6: Andamento della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ al variare dell'energia nel centro di massa \sqrt{s} .

1997 a $\sqrt{s} \simeq 183$ GeV [22, 23]. Il risultato di tale misura:

$$\sigma_{ZZ}(\simeq 183 \text{ GeV}) = 0.30_{-0.16}^{+0.22} \text{ (stat.) }_{-0.03}^{+0.07} \text{ (sistem.) pb,} \quad (2.2)$$

è in accordo con la previsione del Modello Standard di 0.25 pb, calcolata in modo analogo a quanto esposto in precedenza.

2.4 Il triplo vertice di corrente carica

Lo studio delle interazioni fra i bosoni mediatori della forza elettrodebole (W^\pm , Z , γ), previste dalla natura stessa del Modello Standard come teoria di gauge non abeliana, è uno dei principali fini della ricerca a LEP2, così come la sua verifica attraverso lo studio dei parametri della Z costituiva il fulcro di LEP1. Questo studio è fondamentale per la verifica del Modello stesso e rappresenta inoltre lo strumento ideale per l'investigazione di eventuali comportamenti *anomali*.

$ZZ \rightarrow$	$\sigma(pb)$	$ZZ \rightarrow$	$\sigma(pb)$	$ZZ \rightarrow$	$\sigma(pb)$
$u\bar{u}u\bar{u}$	0.01166	$u\bar{u}d\bar{d}$	0.02049	$u\bar{u}c\bar{c}$	0.01901
$u\bar{u}s\bar{s}$	0.02396	$u\bar{u}b\bar{b}$	0.02396	$d\bar{d}d\bar{d}$	0.01558
$d\bar{d}c\bar{c}$	0.02396	$d\bar{d}s\bar{s}$	0.03021	$d\bar{d}b\bar{b}$	0.00321
$c\bar{c}c\bar{c}$	0.01166	$c\bar{c}s\bar{s}$	0.02049	$c\bar{c}b\bar{b}$	0.02396
$s\bar{s}s\bar{s}$	0.01558	$s\bar{s}b\bar{b}$	0.03021	$b\bar{b}b\bar{b}$	0.01558
$u\bar{u}\nu_e\bar{\nu}_e$	0.01014	$u\bar{u}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.01042	$u\bar{u}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.01042
$d\bar{d}\nu_e\bar{\nu}_e$	0.01276	$d\bar{d}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.01314	$d\bar{d}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.01314
$c\bar{c}\nu_e\bar{\nu}_e$	0.01014	$c\bar{c}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.01042	$c\bar{c}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.01042
$s\bar{s}\nu_e\bar{\nu}_e$	0.01276	$s\bar{s}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.01314	$s\bar{s}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.01314
$b\bar{b}\nu_e\bar{\nu}_e$	0.01276	$b\bar{b}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.01314	$b\bar{b}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.01314
$u\bar{u}e^+e^-$	0.00667	$u\bar{u}\mu^+\mu^-$	0.00560	$u\bar{u}\tau^+\tau^-$	0.00560
$d\bar{d}e^+e^-$	0.00810	$d\bar{d}\mu^+\mu^-$	0.00706	$d\bar{d}\tau^+\tau^-$	0.00706
$c\bar{c}e^+e^-$	0.00667	$c\bar{c}\mu^+\mu^-$	0.00560	$c\bar{c}\tau^+\tau^-$	0.00560
$s\bar{s}e^+e^-$	0.00810	$s\bar{s}\mu^+\mu^-$	0.00706	$s\bar{s}\tau^+\tau^-$	0.00706
$b\bar{b}e^+e^-$	0.00810	$b\bar{b}\mu^+\mu^-$	0.00706	$b\bar{b}\tau^+\tau^-$	0.00706
$e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00302	$e^+e^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00350	$e^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00350
$\mu^+\mu^-\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00299	$\mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00263	$\mu^+\mu^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00307
$\tau^+\tau^-\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00299	$\tau^+\tau^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00307	$\tau^+\tau^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00263
$e^+e^-e^+e^-$	0.00199	$e^+e^-\mu^+\mu^-$	0.00226	$e^+e^-\tau^+\tau^-$	0.00226
$\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	0.00153	$\mu^+\mu^-\tau^+\tau^-$	0.00165	$\tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$	0.00153
$\nu_e\bar{\nu}_e\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00265	$\nu_e\bar{\nu}_e\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00555	$\nu_e\bar{\nu}_e\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00555
$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00281	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00572	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00281

Tabella 2.3: Sezione d'urto calcolata con EXCALIBUR per il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ a $\sqrt{s} = 188.66$ GeV in tutti i possibili stati finali.

$ZZ \rightarrow$	σ (pb)	Branching Ratio	Atteso
$q\bar{q}q'\bar{q}'$	0.317	47.9 %	48.9 %
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0.179	27.0 %	28.0 %
$q\bar{q}\ell^+\ell^-$	0.102	15.4 %	14.1 %
$\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$	0.028	4.2 %	4.0 %
$\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$	0.011	1.7 %	1.0 %
$\nu\bar{\nu}\nu'\bar{\nu}'$	0.025	3.8 %	4.0 %
ZZ	0.662	100.0 %	100.0 %

Tabella 2.4: Rapporti di decadimento fra i diversi stati finali provenienti da coppie di Z. La differenza con i valori attesi dipende dal contributo residuo dei diagrammi non doppio risonanti nella definizione del segnale.

Il Modello Standard prevede per queste interazioni sia accoppiamenti tripli che quadrupli come mostrato in figura 2.7.

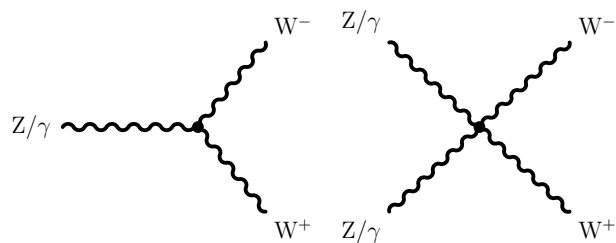


Figura 2.7: Accoppiamenti tripli e quadrupli fra i bosoni di gauge previsti nel Modello Standard .

A LEP2 è possibile uno studio dettagliato del triplo vertice attraverso il processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ che, nel Modello Standard, avviene mediante o un diagramma di conversione con lo scambio nel *canale t* di un neutrino, o i due diagrammi di annichilazione non abeliana nel *canale s*, con uno scambio di un fotone o di una Z che prevedono il triplo vertice (fig. 2.8).

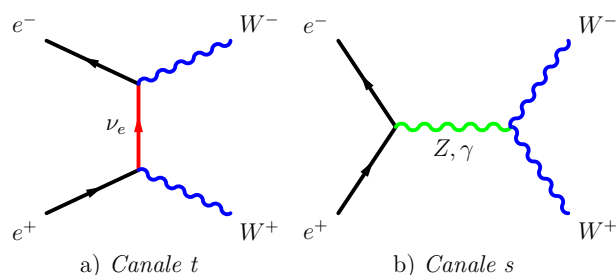


Figura 2.8: Diagramma di produzione W^+W^- reali all'ordine più basso, detti CC03.

Lo studio del triplo vertice può avvenire anche attraverso il processo di produzione di un solo bosone W^\pm risonante, detto di W^\pm *singola*, prodotto tramite il diagramma di fusione (figura 2.9). Tale processo è sensibile al triplo vertice $WW\gamma$, ovvero alle proprietà elettromagnetiche della W^\pm .

2.4.1 Fenomenologia del triplo vertice WWZ , $WW\gamma$

A LEP2 è possibile osservare e studiare la reale presenza del triplo vertice nelle interazioni elettrodeboli, che rappresenta il cuore del Modello Standard (non ancora osservato fino al 1996 sebbene il Modello stesso sia stato verificato dal 1990 al 1995 al LEP con una precisione migliore del percento).

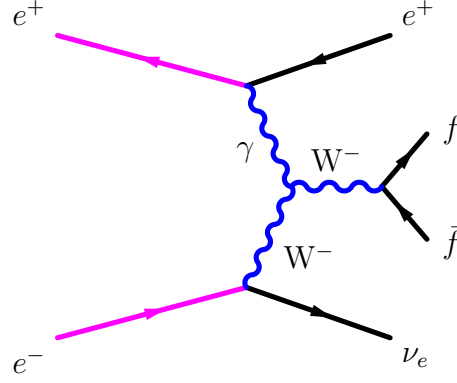


Figura 2.9: Uno dei diagrammi di produzione del bosone W^- singolo risonante in collisioni e^+e^- .

Innanzitutto la presenza stessa del triplo vertice è necessaria dal punto di vista teorico. Infatti esso contribuisce a delle cancellazioni nel calcolo dell'elemento della matrice di transizione per il processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ che rendono non divergente la sezione d'urto totale di produzione ad alta energia [24].

Dal punto di vista sperimentale, l'assenza del triplo vertice è esclusa in quanto la misura della sezione d'urto totale di produzione di coppie W^+W^- a LEP2 è in accordo con la previsione del Modello Standard [25], come si può notare dalla figura 2.10. Questo risultato è, ad oggi, il più significativo successo di LEP2.

L'eventuale presenza di nuova fisica al di là del Modello Standard può introdurre deviazioni nell'accoppiamento triplo fra i bosoni di gauge; queste deviazioni sono usualmente denotate con l'espressione *accoppiamenti anomali*. Una descrizione fenomenologica del triplo vertice WWZ , $WW\gamma$ e degli accoppiamenti anomali può essere fatta seguendo la convenzione adottata per LEP2 [24].

La più generale densità lagrangiana che descrive un vertice WWV ($V = Z, \gamma$), dipende da 14 parametri, 7 per ciascun vertice:

$$\begin{aligned}
i\mathcal{L}_{eff}^{WWV} = & g_{WWV} (g_1^V V^\mu (W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) + \kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} + \\
& + \frac{\lambda_V}{M_W^2} V^{\mu\nu} W_\nu^{+\rho} W_{\rho\mu}^- + ig_4^V W_\mu^- W_\nu^+ (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) + \\
& + ig_5^V \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} ((\partial^\rho W^{-\mu}) W^{+\nu} - W^{-\mu} (\partial^\rho W^{+\nu})) V^\sigma + \\
& - \frac{\tilde{\kappa}_V}{2} W_\mu^- W_\nu^+ \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} - \frac{\tilde{\lambda}_V}{2M_W^2} W_{\rho\mu}^- W_\nu^{+\mu} \varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta} V_{\alpha\beta})
\end{aligned} \tag{2.3}$$

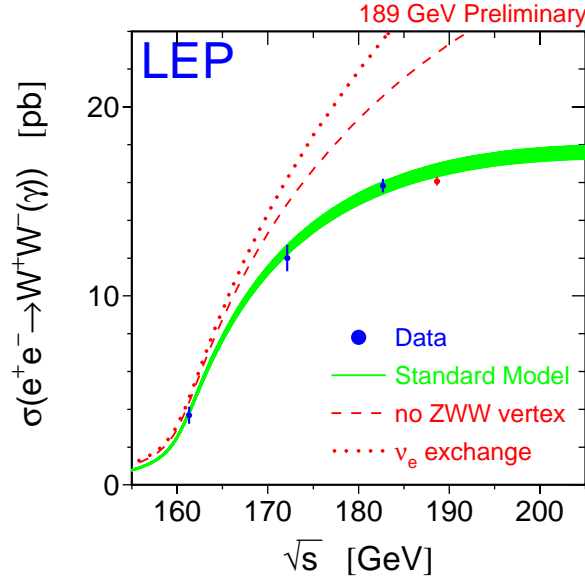


Figura 2.10: Andamento della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ al variare dell'energia nel centro di massa \sqrt{s} . La banda sulla sezione d'urto del Modello Standard corrisponde ad un'incertezza teorica dovuta alla radiazione di stato iniziale. I risultati dei quattro esperimenti LEP sono combinati e quelli a $\sqrt{s} \simeq 189$ GeV sono tuttora preliminari.

dove $X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu$.

I termini proporzionali a g_1^V , κ_V e λ_V conservano sia C che P; quelli proporzionali a g_4^V e g_5^V violano sia C che P ma conservano CP, mentre i rimanenti ($\tilde{\kappa}_V$ e $\tilde{\lambda}_V$) conducono alla violazione di CP. Termini di ordine superiore sono trascurabili. In prima approssimazione nella (2.3) si possono, in realtà, trascurare tutti i termini tranne i primi tre, che hanno una grandezza relativa accessibile alla precisione di LEP2. Il Modello Standard prevede per gli accoppiamenti g_1^V , κ_V e λ_V :

$$g_{WWZ} = e \cot \theta_W \qquad g_{WW\gamma} = e \qquad (2.4a)$$

$$g_1^Z = g_1^\gamma = \kappa_Z = \kappa_\gamma = 1 \qquad \lambda_Z = \lambda_\gamma = 0 \qquad (2.4b)$$

Tenuto conto delle (2.4), ridefiniamo i parametri riferendoci alle deviazioni

dal Modello Standard :

$$\begin{aligned}\Delta g_1^Z &= g_1^Z - 1 & \Delta g_1^\gamma &= g_1^\gamma - 1 \\ \Delta \kappa_Z &= \kappa_Z - 1 & \Delta \kappa_\gamma &= \kappa_\gamma - 1\end{aligned}$$

Questi sei parametri della lagrangiana efficace (Δg_1^Z , Δg_1^γ , $\Delta \kappa_Z$, $\Delta \kappa_\gamma$, λ_Z , λ_γ) non sono tutti indipendenti se si impone l'invarianza sotto alcuni gruppi di simmetria. Richiedendo la simmetria sotto il gruppo $U(1)_{EM}$, ovvero assumendo che la carica del bosone W^+ sia +1 in unità di e , si ha $\Delta g_1^\gamma = 0 \Rightarrow g_1^\gamma = 1$.

Imponendo che anche eventuali deviazioni dal Modello Standard non violino la simmetria $SU(2)$, ipotesi suffragata dai dati di LEP1, si ottiene:

$$\Delta \kappa_Z = \Delta g_1^Z - \tan \theta_W^2 \Delta \kappa_\gamma \quad (2.5a)$$

$$\lambda_\gamma = \lambda_Z \quad (2.5b)$$

Rimangono, quindi, solo tre parametri indipendenti:

$$\Delta g_1^Z, \quad \Delta \kappa_\gamma, \quad \lambda_\gamma$$

2.4.2 Tecniche e risultati sperimentali

A LEP2 diverse tecniche sperimentali sono utilizzate per determinare limiti sugli accoppiamenti anomali del triplo vertice.

- **Sezione d'urto totale.** La sezione d'urto totale del processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ risente degli eventuali accoppiamenti anomali, per cui dal valore misurato è possibile estrarre dei limiti sui parametri Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$, λ_γ . In generale questa informazione da sola non consente una stima ottimale dei parametri, per cui essa è utilizzata insieme ad altre informazioni contenute nella sezione d'urto differenziale.
- **Distribuzione angolare delle W e dei quattro fermioni uscenti.** La cinematica dell'evento è determinata da un insieme di cinque angoli $\Omega = (\theta_{W^-}, \theta_{f_1}^*, \phi_{f_1}^*, \theta_{f_2}^*, \phi_{f_2}^*)$; dove θ_{W^-} è l'angolo polare della W^- nel sistema di laboratorio e θ^* e ϕ^* sono gli angoli polari ed azimutali di due fermioni uscenti (uno per ciascuna W^\pm) nel sistema di riferimento del bosone W^\pm a riposo. La sezione d'urto differenziale $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ dipende fortemente dai parametri degli accoppiamenti anomali e attraverso dei *binned-fit* di massima verosimiglianza si possono estrarre i limiti sui parametri Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$, λ_γ (fig. 2.11). I risultati preliminari LEP [25] che comprendono i dati del 1998 a $\sqrt{s} \simeq 189$ GeV con la misura al 68% di livello di confidenza sono mostrati in tabella 2.5.

Tecniche analoghe per gli eventi di W^\pm singola [26] permettono di estrarre i risultati preliminari mostrati in tabella 2.6, ottenuti con i dati di L3 fino al 1998, ovvero fino ad un'energia nel centro di massa di 189 GeV.

$$\begin{array}{l} g_1^Z = 0.98_{-0.07}^{+0.07} \pm 0.03 \\ \kappa_\gamma = 0.88_{-0.12}^{+0.14} \pm 0.08 \\ \lambda_\gamma = 0.00_{-0.01}^{+0.07} \pm 0.03 \end{array}$$

Tabella 2.5: Misure al 68% di livello di confidenza sui parametri degli accoppiamenti anomali del triplo vertice WWZ e $WW\gamma$ al LEP. I risultati sono preliminari ed includono i dati raccolti a $\sqrt{s} = 161, 172, 183$ e 189 GeV.

$$\begin{array}{l} \Delta\kappa_\gamma = 0.07_{-0.15}^{+0.15} \\ \lambda_\gamma = -0.30_{-0.19}^{+0.08} \end{array}$$

Tabella 2.6: Misure al 68% di livello di confidenza sui parametri degli accoppiamenti anomali del triplo vertice $WW\gamma$ da eventi di W^\pm singola della collaborazione L3. I risultati sono preliminari ed includono i dati raccolti a $\sqrt{s} = 161, 172, 183$ e 189 GeV, ponendo $\Delta g_1^Z = 0$.

2.5 Accoppiamenti anomali nella produzione di coppie di Z

Abbiamo visto, dunque, che una peculiarità del Modello Standard è proprio la presenza del triplo vertice bosonico WWZ e $WW\gamma$. I risultati sperimentali, inoltre, fino ad ora non evidenziano alcuna sostanziale deviazione dalla previsione del Modello stesso.

Se risultasse un'evidenza sperimentale dell'interazione ZZZ , $ZZ\gamma$, $Z\gamma\gamma$, questa potrebbe essere una traccia di una eventuale struttura interna dei bosoni di gauge, come conseguente risultato del fatto che la simmetria di gauge $SU(2) \otimes U(1)$ è solo parzialmente conservata, ovvero valida ad una scala di energia che corrisponde a distanze maggiori di questa struttura interna.

Alternativamente in altri scenari possibili si ipotizza l'esistenza di nuove particelle che attraverso "loop" generano correzioni radiative che portano a deviazioni sensibili dal Modello Standard (fig. 2.12).

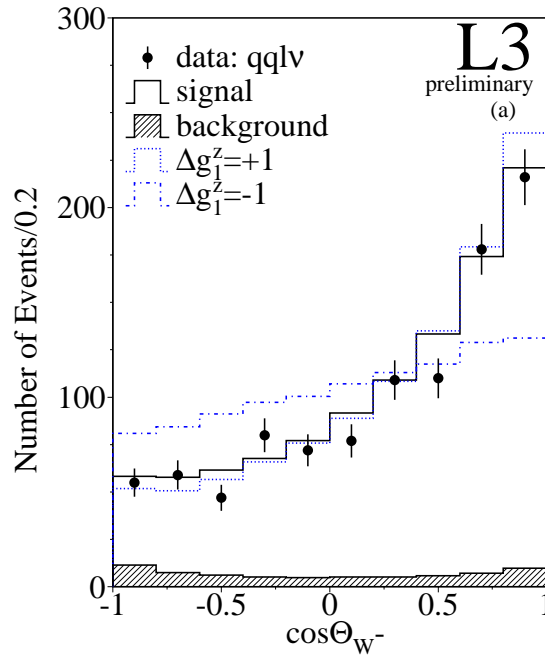


Figura 2.11: Distribuzione del numero di eventi al variare dell'angolo polare della W^- per gli eventi $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\nu_l$. Sono mostrate le distribuzioni attese dal Modello Standard e quelle ottenute ponendo $\Delta g_1^Z = \pm 1$.

2.5.1 Il triplo vertice di bosoni neutri

In analogia con quanto fatto per lo studio del triplo vertice WWZ e $WW\gamma$ nel processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ è possibile scrivere una densità di lagrangiana efficace che descriva l'interazione fra tre bosoni di gauge neutri, imponendo unicamente l'invarianza sotto il gruppo di Lorentz [27]. Nei processi di produzione $e^+e^- \rightarrow ZZ$ ed $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ reali il triplo vertice neutro contribuirebbe alla sezione d'urto attraverso diagrammi (fig. 2.13) in cui avviene lo scambio nel *canale s* di una Z o di un fotone virtuali.

Nel caso di produzione $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ entrambi reali, il più generale tensore

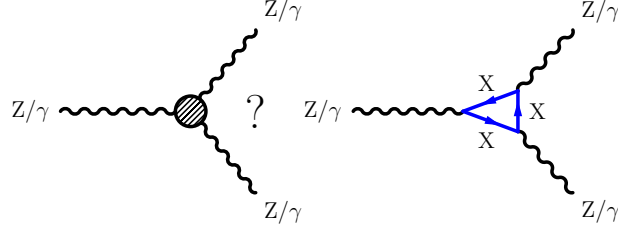


Figura 2.12: Schematizzazione di come l'eventuale presenza anomala nel triplo vertice neutro possa derivare dall'esistenza di nuove particelle X.

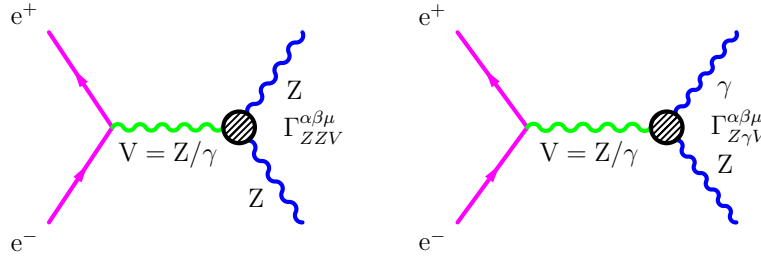


Figura 2.13: Possibili accoppiamenti anomali nei processi $e^+e^- \rightarrow ZZ$ (sinistra) ed $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ (destra).

per il vertice $Z\gamma V$ è [27] :

$$\begin{aligned} \Gamma_{Z\gamma V}^{\alpha\beta\mu}(q_1, q_2, P) = & \frac{s - m_V^2}{m_Z^2} [h_1^V (q_2^\mu g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha g^{\mu\beta}) \\ & + \frac{h_2^V}{m_Z^2} P^\alpha (P \cdot q_2 g^{\mu\beta} - q_2^\mu P^\beta) \\ & + h_3^V \varepsilon^{\mu\alpha\beta\rho} q_{2\rho} + \frac{h_4^V}{m_Z^2} P^\alpha \varepsilon^{\mu\beta\rho\sigma} P_\rho q_{2\sigma}] \end{aligned} \quad (2.6)$$

dove q_i sono i quadrimpulsi dei due bosoni uscenti e P è il quadripulso del bosone vettore V ($V = Z, \gamma$). I parametri h_1^V e h_2^V violano CP, h_3^V e h_4^V la conservano, mentre tutti i parametri portano ad una violazione della coniugazione di carica C. Un'analisi dei campioni di dati contenenti un solo fotone oppure un fotone e due “jets” nell'apparato, corrispondenti ai processi $e^+e^- \rightarrow Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ e $e^+e^- \rightarrow Z\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ conducono alla determinazione dei parametri h_i^V . Anche qui attraverso dei “fit” di massima verosimiglianza alle distribuzioni delle principali variabili cinematiche si pongono dei limiti sui valori di questi parametri [29]. I valori preliminari al 95% di livello di

confidenza ottenuti per questa analisi in L3 [29] con i dati fino al 1998 è riassunto in tabella 2.7.

95 % L.C.	
$-0.09 \leq h_1^Z \leq 0.20$	$-0.09 \leq h_1^\gamma \leq 0.08$
$-0.12 \leq h_2^Z \leq 0.06$	$-0.05 \leq h_2^\gamma \leq 0.07$
$-0.16 \leq h_3^Z \leq 0.15$	$-0.09 \leq h_3^\gamma \leq 0.07$
$-0.09 \leq h_4^Z \leq 0.10$	$-0.05 \leq h_4^\gamma \leq 0.06$

Tabella 2.7: Limiti al 95% di livello di confidenza sui parametri degli accoppiamenti anomali del triplo vertice $ZZ\gamma$ e $Z\gamma\gamma$ ottenuta dalla collaborazione L3. I risultati sono preliminari ed includono i dati raccolti a $\sqrt{s} = 189$ GeV. La previsione del Modello Standard all'ordine di Born è che i parametri h_1^V e h_2^V siano nulli, mentre h_3^V e h_4^V siano dell'ordine di 10^{-3} .

Nel caso di produzione di due bosoni Z reali, invece, il numero di parametri che descrivono la più generale interazione ZZV è minore sia rispetto all'accoppiamento WWV che a quello $Z\gamma V$ appena descritto a causa dell'invarianza di gauge elettromagnetica U(1) e della statistica di Bose-Einstein. Per questi motivi, nella lagrangiana efficace compare il tensore:

$$\Gamma_{ZZV}^{\alpha\beta\mu}(q_1, q_2, P) = \frac{s - m_V^2}{m_Z^2} [i f_4^V (P^\alpha g^{\mu\beta} + P^\beta g^{\mu\alpha}) + i f_5^V \varepsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q_1 - q_2)_\rho] \quad (2.7)$$

dove q_i sono i quadrimpulsi delle due Z uscenti e P è il quadrimpulso del bosone vettore V ($V = Z, \gamma$). Il tensore $\Gamma_{ZZV}^{\alpha\beta\mu}(q_1, q_2, P)$ dipende da quattro parametri reali, due per ogni bosone vettore V , che come già detto sono previsti essere nulli nel Modello Standard. I termini proporzionali a f_4^V non sono invarianti sotto la trasformazione CP, invece i termini f_5^V violano la parità P ma conservano CP.

Questo è vero finchè le due Z sono reali [27]; se invece almeno una delle due Z prodotte è virtuale allora, come nel vertice WWV , sono possibili altri cinque operatori, i quali, comunque, sono proporzionali a $(q_i^2 - M_Z^2)$ e dunque fortemente soppressi nel caso in cui $\sqrt{s} \simeq 2M_Z$. Questa riduzione avviene perchè, se una delle due Z è virtuale cadono i vincoli imposti dalla statistica di Bose-Einstein, in quanto i bosoni uscenti non hanno più la stessa massa; inoltre, grazie alla conservazione del momento angolare totale, è possibile produrre tale Z virtuale in stati di momento angolare orbitale più alto.

È interessante notare, infine, che le quattro interazioni $Z\gamma Z^*$ nella (2.6) e le due $ZZ\gamma^*$ della (2.7) sono completamente indipendenti. Se infatti si

tengono tutti e tre i bosoni nel triplo vertice *off mass-shell* il più generale tensore ritorna a contenere 7 parametri : quattro sopravvivono in $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ reali ed altri due in $e^+e^- \rightarrow ZZ$ reali [27].

2.5.2 L'ampiezza di transizione in presenza di accoppiamenti anomali

Vediamo, dunque, come la presenza del triplo vertice anomalo ZZZ e $ZZ\gamma$ influisca sull'ampiezza di transizione del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ e come sia possibile valutarne le correzioni alle sezioni d'urto differenziale e totale del processo stesso.

Consideriamo un insieme di eventi ZZ generati in accordo con il Modello Standard; nella fattispecie usiamo un insieme di eventi, generati con EXCALIBUR ed identificati come segnale. È possibile ottenere una nuova simulazione Monte Carlo che tenga conto della presenza degli accoppiamenti anomali "ripesando" opportunamente ciascun evento attraverso un fattore che dipenda dagli accoppiamenti anomali.

Definiamo il peso W di ciascun evento in questo modo:

$$W^{ZZ}(\sigma, \eta, \eta', f_i^V; SF) \equiv \frac{\left| \sum_{\lambda_Z, \lambda_{Z'}} (\mathcal{M}_{ZZ} + \mathcal{M}_{AC}(f_i^V)) \mathcal{M}_{Zf\bar{f}} \mathcal{M}_{Z'f'\bar{f}'} \right|^2}{\left| \sum_{\lambda_Z, \lambda_{Z'}} \mathcal{M}_{ZZ} \mathcal{M}_{Zf\bar{f}} \mathcal{M}_{Z'f'\bar{f}'} \right|^2} \quad (2.8)$$

dove \mathcal{M}_{ZZ} è l'elemento di matrice per la produzione di due Z reali nel Modello Standard ; $\mathcal{M}_{AC}(f_i^V)$ è l'elemento di matrice per la produzione delle due Z dal triplo vertice anomalo; $\mathcal{M}_{Zf\bar{f}}$ e $\mathcal{M}_{Z'f'\bar{f}'}$ sono gli elementi di matrice per il decadimento di ciascuna Z in una coppia fermione-antifermione. Una espressione esplicita di tali elementi di matrice si trova in [27, 28]. Questo peso $W^{ZZ}(\sigma, \eta, \eta'; SF)$ dipende dall'elicità dell'elettrone iniziale σ e dei fermioni finali η, η' nonchè dalla posizione dell'evento stesso nello spazio delle fasi "SF".

Una cosa da notare è il diverso andamento con l'energia nel centro di massa \sqrt{s} degli elementi di matrice \mathcal{M}_{ZZ} e \mathcal{M}_{AC} ; infatti il contributo relativo degli accoppiamenti anomali cresce all'aumentare dell'energia disponibile.

L'insieme di variabili cinematiche scelte per descrivere lo spazio delle fasi SF è il seguente:

- Le masse invarianti delle coppie $f\bar{f}$ e $f'\bar{f}'$: M_Z e $M_{Z'}$
- Gli angoli polari ed azimutali del sistema $f\bar{f}$: θ_Z e ϕ_Z

- Gli angoli polari ed azimutali di f nel sistema di riferimento a riposo della coppia $f\bar{f} : \theta_f^*$ e ϕ_f^*
- Gli angoli polari ed azimutali di f' nel sistema di riferimento a riposo della coppia $f'\bar{f}' : \theta_{f'}^*$ e $\phi_{f'}^*$

Noto l'insieme di variabili dello spazio delle fasi SF e note le elicità σ, η, η' , viene ripesato il contributo di ogni evento alla sezione d'urto. In tal modo si ottengono le nuove distribuzioni parametrizzate dagli accoppiamenti anomali f_i^V . L'uso sperimentale di tali distribuzioni e dei pesi sarà descritto nel paragrafo 5.3.

2.5.3 Fenomenologia del triplo vertice ZZZ ZZ γ

La presenza di un eventuale accoppiamento ZZZ o ZZ γ modifica ovviamente le predizioni del Modello Standard per il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}'$. Dallo studio dettagliato [28] delle ampiezze di transizione con e senza accoppiamenti anomali si possono notare le seguenti segnature sperimentali:

- **Una modifica della sezione d'urto totale del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$.** La misura della σ_{ZZ} può contribuire, dunque, a porre dei limiti sull'esistenza di questi parametri, offrendo così un'ulteriore verifica del Modello Standard.
- **Una modifica della distribuzione angolare della Z.** Se infatti si guarda alla predizione Monte Carlo della distribuzione dell'angolo polare della Z (fig. 2.14) si può notare che i parametri f_4^V che violano CP hanno come effetto quello di indurre un'elevata produzione di Z a piccoli angoli polari. I parametri f_5^V , che violano P, producono, inoltre, una distorsione della distribuzione.
- **Modifiche nella polarizzazione media della Z.** Le variabili che risultano essere più sensibili alla presenza degli accoppiamenti anomali sono le distribuzioni angolari dei bosoni Z quando essi sono o entrambi polarizzati longitudinalmente, o entrambi trasversalmente o hanno polarizzazione mista. Purtroppo, dato il campione statistico a disposizione, questa informazione non è accessibile a LEP2.

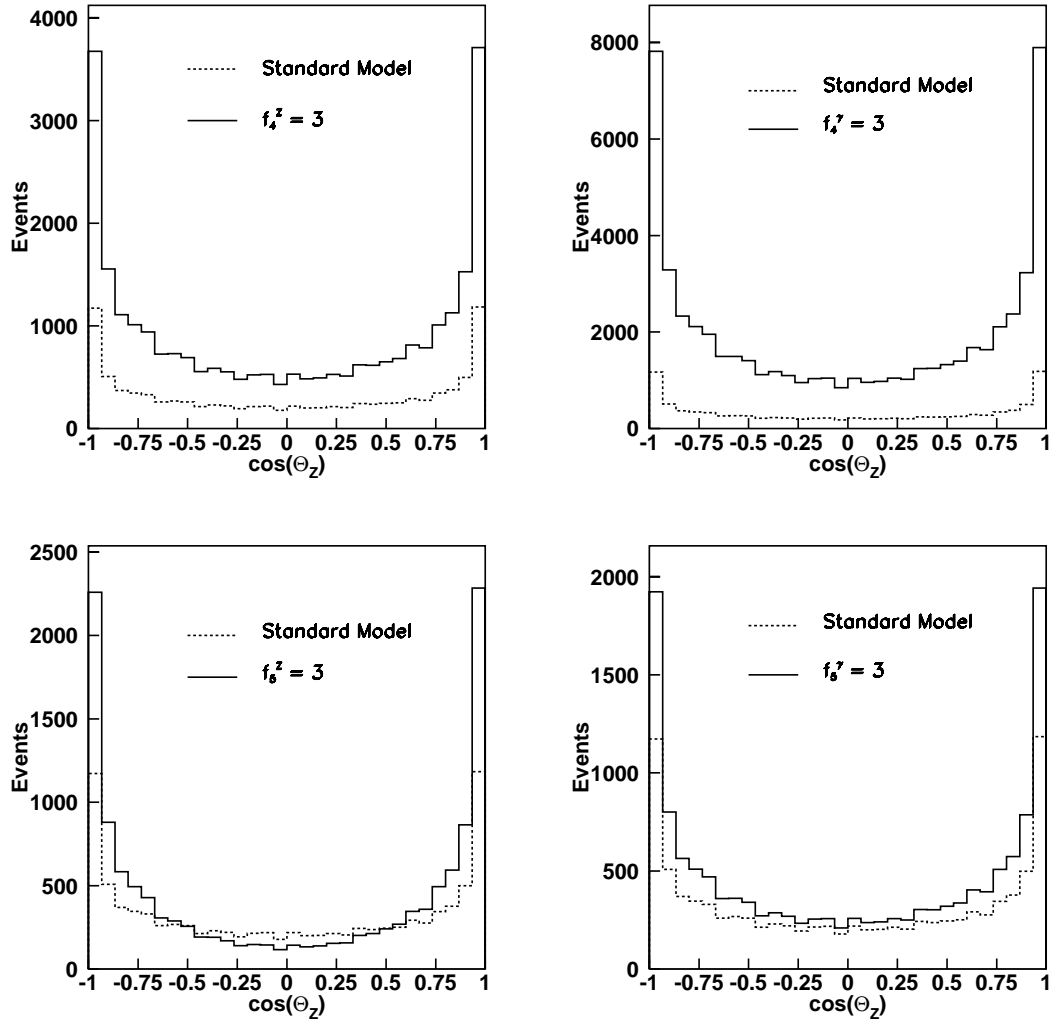


Figura 2.14: Effetto degli accoppiamenti anomali sulla distribuzione angolare dei bosoni Z prodotti nel processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ a $\sqrt{s} \simeq 190$ GeV. In alto sono mostrati gli effetti dei parametri che violano CP; in basso quelli che provengono dai parametri che violano P. Gli istogrammi corrispondono ad una simulazione di 10.000 eventi Monte Carlo normalizzati tutti alla medesima luminosità.

2.6 Importanza dello studio del processo

$$e^+e^- \rightarrow ZZ$$

Lo studio del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$, si caratterizza, dunque, come un fondamentale test del Modello Standard nel settore delle correnti neutre. Sperimentalmente esso è di interesse in quanto rappresenta un processo di fondo irriducibile per la produzione associata di un bosone di Higgs e di una Z, la cosiddetta “Higgsstrahlung” (vedi figura 2.2), $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow f\bar{f}b\bar{b}$ che è il meccanismo dominante della eventuale produzione del bosone di Higgs a LEP2.

Se la massa M_H del bosone di Higgs è vicina alla massa della Z ($M_H \simeq M_Z$), la possibilità di separare il segnale di produzione di Higgs dal fondo di ZZ (caratterizzato da una sezione d’urto di un ordine di grandezza maggiore) è praticamente legata alla risoluzione dell’apparato sperimentale ed alla capacità di poter ricostruire le masse invarianti dei jets. A questo punto diventa indispensabile verificare la consistenza interna fra il processo $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow b\bar{b} X)$, in cui si ha almeno una coppia di jet adronici identificati come provenienti dai quark b, ed il processo $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow \emptyset b)$, dove per $\emptyset b$ si intende un qualsiasi stato finale in cui non vi sia la presenza di una coppia $b\bar{b}$.

Se il rapporto fra queste quantità non risulta essere consistente con il semplice processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$, ma si verifica un eccesso di eventi fra quelli in cui è identificata la coppia $b\bar{b}$, allora questo eccesso può essere considerato come un’evidenza del processo $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow f\bar{f}b\bar{b}$.

Capitolo 3

L'apparato sperimentale L3 al LEP

In questo capitolo daremo una descrizione dell'apparato sperimentale grazie al quale sono stati raccolti i dati oggetto dell'analisi di ricerca degli eventi di produzione di coppie di bosoni Z. Innanzi tutto descriveremo brevemente l'anello di accumulazione e^+e^- LEP (Large Electron Positron collider) ed l'apparato L3, soffermandoci sulle sue caratteristiche fondamentali.

3.1 Il LEP

Il LEP [30] è il più grande anello di accumulazione e^+e^- esistente: è capace di produrre collisioni fra elettroni e positroni ad un'energia nel centro di massa dell'ordine dei 200 GeV. L'acceleratore, costruito dal CERN (Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire), è situato in un tunnel di circa 27 Km di circonferenza al confine fra la Francia e la Svizzera, nei pressi della città di Ginevra (fig. 3.1).

Il programma di fisica al LEP, come detto nel capitolo 1, si divide in due fasi. Durante la prima fase (LEP1), dal 1989 alla fine del 1995, l'acceleratore ha lavorato per consentire un'energia nel centro di massa del sistema e^+e^- pari a circa 91 GeV, per studiare le interazioni elettrodeboli alla risonanza del bosone Z. Nella seconda fase (LEP2), tuttora in corso, l'energia è stata aumentata per studiare la produzione di coppie di bosoni vettori e per ricercare il bosone di Higgs, fino a raggiungere, nel 1998, un'energia disponibile di 189 GeV. Il programma di ricerca si concluderà nel 2000 ad un'energia di circa 200 GeV.

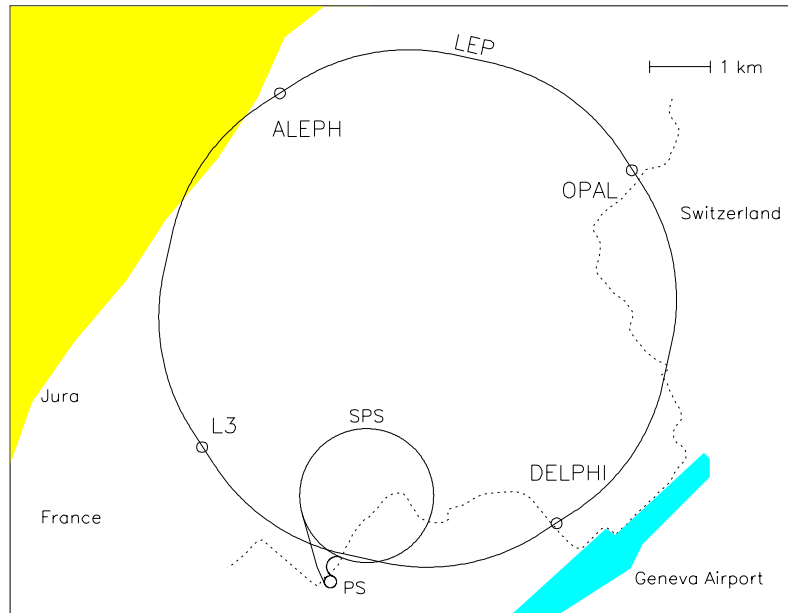


Figura 3.1: Vista dall'alto della regione nella quale è situato il LEP

3.1.1 Caratteristiche dell'acceleratore e calibrazione in energia

Possiamo suddividere l'intero perimetro del LEP in sedici parti:

- otto sezioni curve, ciascuna della lunghezza di 2840 metri, in cui oltre 3000 dipoli magnetici creano un campo magnetico sufficiente a mantenere in traiettoria i fasci di elettroni e positroni;
- otto sezioni rettilinee di cui quattro ospitano i quattro grossi esperimenti ALEPH, DELPHI, L3, OPAL e due contengono le cavità a radiofrequenza che, con una potenza di 16 MW, accelerano i fasci dall'energia di iniezione a quella finale e forniscono l'energia persa per radiazione di sincrotrone.

Gli elettroni e i positroni sono iniettati nel LEP con un'energia pari 22 GeV; essi provengono dalle altre macchine acceleratrici presenti nell'area (fig. 3.2) in pacchetti (*bunchlets*) contenenti ciascuno 10^{11} particelle in dimensioni longitudinali dell'ordine del centimetro, e che viaggiano in gruppi di quattro (*bunchs*). In prossimità degli apparati sperimentali dei quadrupoli magnetici superconduttivi collimano i fasci per incrementare la luminosità \mathcal{L} della macchina.

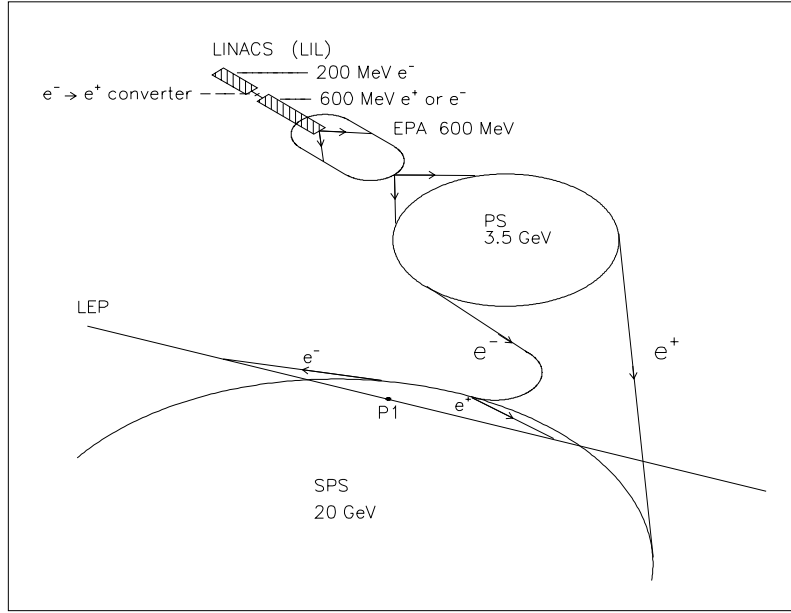


Figura 3.2: Schema della catena di iniezione del LEP

Questa quantità è definita in termini di numero di interazioni per unità di tempo e unità di sezione d'urto σ :

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma. \quad (3.1)$$

Supponendo l'urto frontale di due pacchetti di elettroni e positroni distribuiti in maniera gaussiana con deviazioni standard σ_x e σ_y nelle coordinate x e y , trasverse alla direzione del moto, la luminosità si può scrivere, in funzione di altri parametri della macchina, come:

$$\mathcal{L} = \frac{n_+ n_- b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}, \quad (3.2)$$

dove n_+ (n_-) è il numero di positroni (elettroni) per *bunch*, b è il numero di *bunch* ed f è la frequenza di rivoluzione.

Il valore massimo di progetto, tenuto conto dei valori assunti dai parametri che compaiono nella (3.2), è $\mathcal{L} \simeq 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

La determinazione dell'energia dei fasci è effettuata in diversi modi [31]. Di questi il più preciso è il metodo della depolarizzazione risonante [32]. Infatti, a causa dell'emissione della luce di sincrotrone, i fasci sono parzialmente polarizzati nel piano trasverso alla direzione del moto (effetto Solokov-Ternov). Poichè risulta che l'energia del fascio E_{fascio} è proporzionale al numero ν_S di precessioni che lo spin degli elettroni compie intorno al vettore

impulso per ogni rivoluzione nell'anello:

$$E_{\text{fascio}} = \frac{\nu_S m_e c^2}{(g - 2)/2} \quad (3.3)$$

dove g è il momento magnetico anomalo dell'elettrone ed m_e la sua massa, una misura di ν_S fornisce una misura dell'energia dei fasci con un errore inferiore, nel 1998, ai 17 MeV.

3.2 L'apparato L3

L'apparato sperimentale denominato L3 [33] è situato nella zona di interazione 2 dell'anello di accumulazione LEP in un'area a 50 metri sotto la superficie terrestre.

Esso è stato progettato per misurare con alta precisione l'impulso dei muoni e l'energia di fotoni ed elettroni. Difatti il calorimetro elettromagnetico fornisce una risoluzione in energia prossima all' 1% e lo spettrometro per muoni fornisce una misura dell'impulso a 45 GeV con un incertezza pari al 2.5%.

3.2.1 Descrizione generale

L'apparato, di cui mostriamo una sezione in figura 3.3, è contenuto in un grosso magnete a sezione ottagonale, le cui dimensioni sono 16 metri in lunghezza e 14 in larghezza, in cui le spire di alluminio, percorse da una corrente di 30 kA, per una potenza totale dissipata di 4.2 MW, generano un campo solenoidale di 0.51 Tesla. Il magnete poi è chiuso ai lati da due porte di ferro, spesse un metro, in cui è indotto, da un altro avvolgimento, un campo magnetico toroidale di 1.5 T.

Tutti i rivelatori, ad eccezione dello spettrometro per muoni, sono contenuti in un tubo di supporto in acciaio, coassiale con i fasci, del diametro di 4.45 metri e lungo 32 metri. Procedendo, dunque, dall'esterno verso l'interno troviamo:

- **lo spettrometro per muoni**, costituito da grosse camere a deriva per la misura dell'impulso trasverso dei muoni, le cui traiettorie curvano sotto l'azione della forza di Lorentz dovuta alla presenza del campo magnetico; esso è completato con un sistema di Resistive Plate Chambers (RPC) che funge da sistema di trigger per lo spettrometro a piccolo angolo.

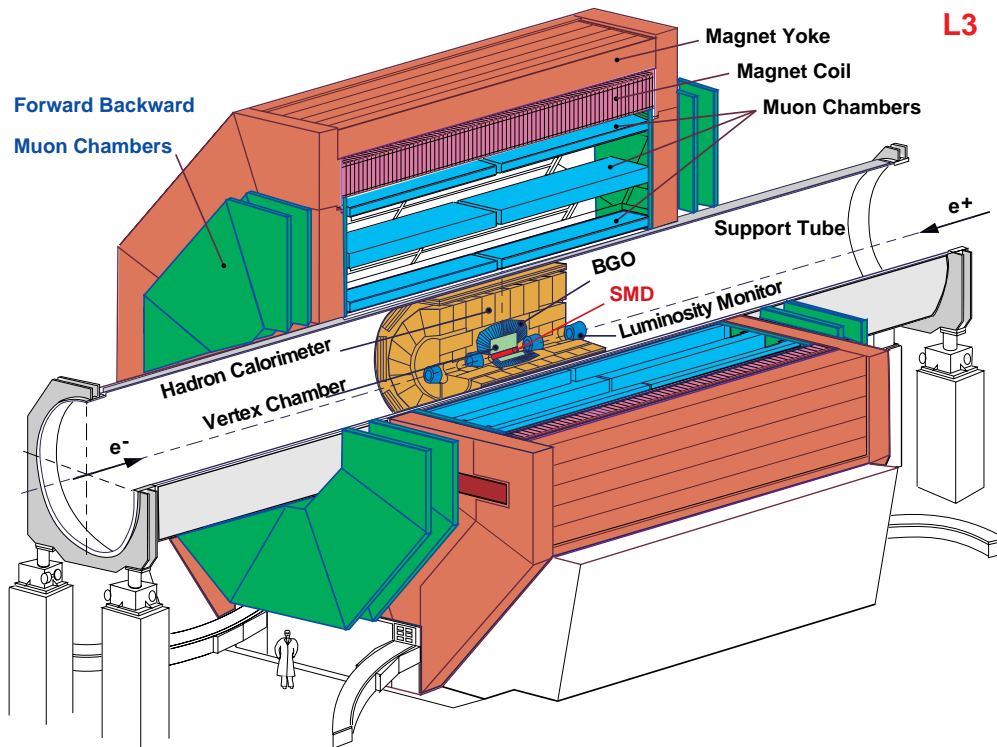


Figura 3.3: Spaccato dell'apparato L3 a LEP

- **il calorimetro adronico (HCAL)**, costituito da lastre di uranio e camere proporzionali, capace di misurare l'energia degli sciami generati dalle particelle adroniche prodotte nell'interazione. È circondato da un filtro muonico capace di assorbire completamente gli sciami adronici e di permettere che solo i muoni raggiungano lo spettrometro;
- **i contatori a scintillazione**, il cui compito principale è quello di discriminare, grazie ad una risoluzione temporale inferiore al nanosecondo, fra i muoni cosmici e quelli provenienti dall'iterazione e^+e^- ;
- **il calorimetro elettromagnetico (ECAL)**, che misura l'energia rilasciata dagli sciami elettromagnetici e che, grazie all'elevata granularità con cui è costruito, consente anche un'accurata misura del punto di impatto di elettroni e fotoni;
- **il sistema di tracciamento centrale**, costituito da una camera a deriva (TEC) per il tracciamento delle particelle cariche e da un rivelatore di vertice a *microstrip* in silicio (SMD), che consente di migliorare

l'accuratezza della misura dell'impulso delle particelle cariche e dei vertici secondari di decadimento delle particelle che hanno una vita media superiore ai 10^{-13} s.

Il sistema di riferimento di L3, che sarà usato in questa tesi, è un sistema di assi cartesiani che ha origine nel centro di interazione dei fasci, ha l'asse z nella direzione degli stessi, orientato verso il fascio di elettroni, l'asse x che punta verso il centro del LEP e l'asse y verso la superficie.

Alternativamente, per descrivere gli eventi, possiamo utilizzare delle coordinate polari (r, θ, ϕ) , dove ϕ è l'angolo azimutale nel piano xy ($\phi = 0$ coincidente con l'asse x) e θ è l'angolo polare rispetto all'asse z .

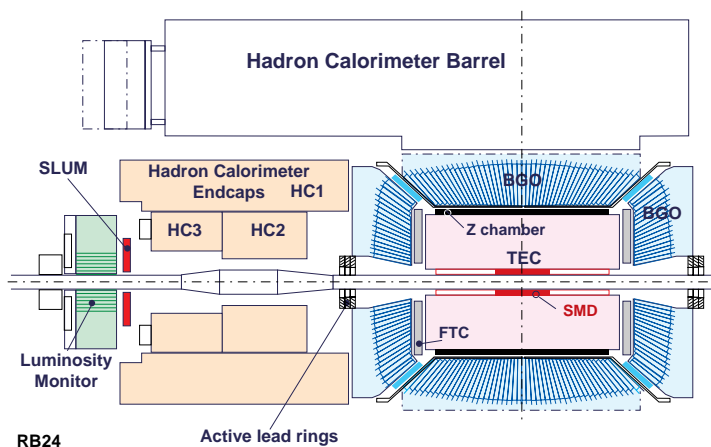


Figura 3.4: I rivelatori contenuti all'interno del tubo di supporto

3.2.2 Lo spettrometro per muoni

Nella zona centrale (*barrel*), mostrata in figura 3.5, lo spettrometro è composto da 80 grandi camere a deriva multifilo, divise in 16 ottanti e raggruppate in due strutture chiamate *master* ($z > 0$) e *slave* ($z < 0$). In ogni ottante sono collocate cinque camere (P) per la misura delle coordinate nel piano $r\phi$ della traiettoria dei muoni: due sono posizionate nella zona esterna (MO), due nella fascia centrale (MM) ed una sola nello strato più interno (MI). Le superfici superiore ed inferiore degli strati MI ed MO sono ricoperte da camere (Z) a deriva per la misura della coordinata z lungo la direzione del fascio, con una risoluzione di $200 \mu\text{m}$.

Lo strato interno (MI) è di responsabilità del gruppo di Napoli.

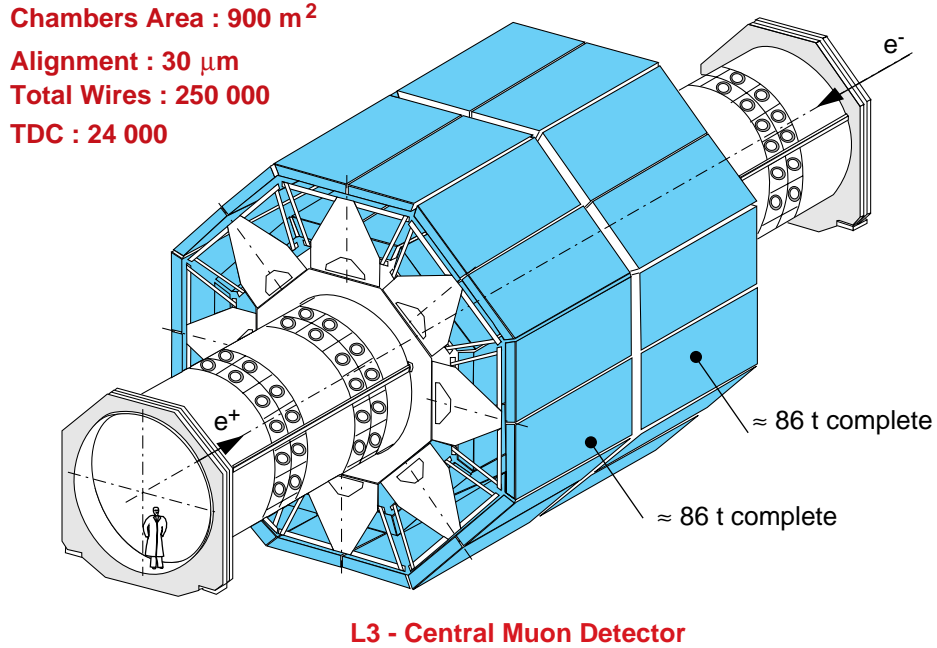


Figura 3.5: Vista dello spettrometro per muoni.

Come già detto lo spettrometro è immerso in un campo magnetico solenoidale B (diretto lungo l'asse z) praticamente uniforme e pari a 0.51 T. La presenza del campo forza i muoni a ruotare nel piano $r\phi$ e quindi è possibile misurare l'impulso trasverso dei muoni (p_{\perp}) attraverso la misura del raggio di curvatura R secondo la relazione:

$$p_{\perp} = ReB \quad (3.4)$$

dove e è la carica elettrica. La misura del raggio di curvatura è effettuata con il metodo della sagitta. Grazie alla determinazione dei tre punti di intersezione della traiettoria con i piani delle camere P, si riesce a misurare la sagitta s (fig. 3.6); poichè nell'approssimazione $s \ll R$ vale la relazione:

$$s = \frac{\ell^2}{8r} \quad (3.5)$$

dove ℓ è la distanza tra i due punti più distanti della traiettoria, si ottiene la misura di R .

Affinchè la sagitta risulti più grande possibile, poichè dalle (3.4) e (3.5) risulta che s è proporzionale a $\ell^2 B$ occorre avere il maggior braccio di leva

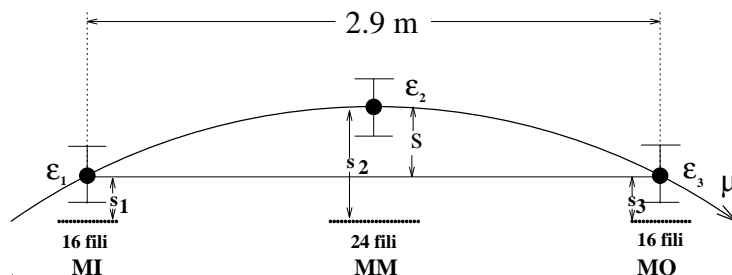


Figura 3.6: Metodo della sagitta.

ℓ possibile; questo spiega le enormi dimensioni dell'apparato. In L3, quando un muone di 45 GeV viaggia perpendicolarmente ai fasci, il braccio di leva minimo di 2.9 metri porta ad una sagitta s di soli 3.4 millimetri. Per poter così misurare l'impulso con un errore $\Delta p/p \approx 2\%$ bisogna misurare la sagitta con un errore inferiore ai $70 \mu\text{m}$, perchè $\Delta p/p = \Delta s/s$.

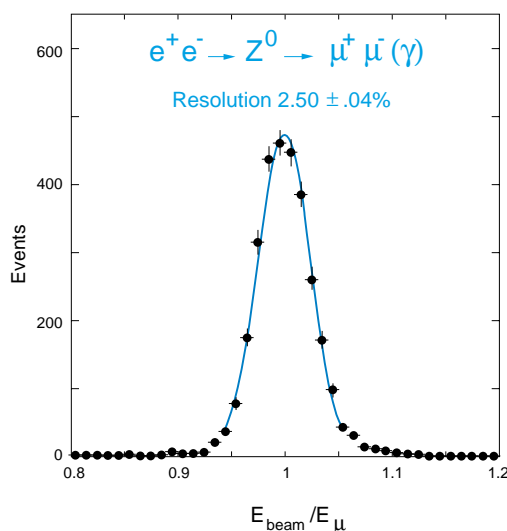


Figura 3.7: Risoluzione delle camere per μ .

Dalla fine del 1994 la copertura angolare dello spettrometro, che nella regione centrale copre l'angolo polare $44^\circ < \theta < 136^\circ$, è stata aumentata fino ad arrivare ad un angolo di 22° , grazie all'aggiunta di uno spettrometro nella zona "avanti-indietro". Esso è basato sulla misura della curvatura dei muoni quando essi attraversano la zona in cui è presente il campo toroidale. Su ciascuna porta del magnete, anch'essa di forma ottagonale e divisa in ottanti,

si trovano tre piani di camere a deriva, una interna (FI) e due esterne (FM e FO), come mostrato in figura 3.8.

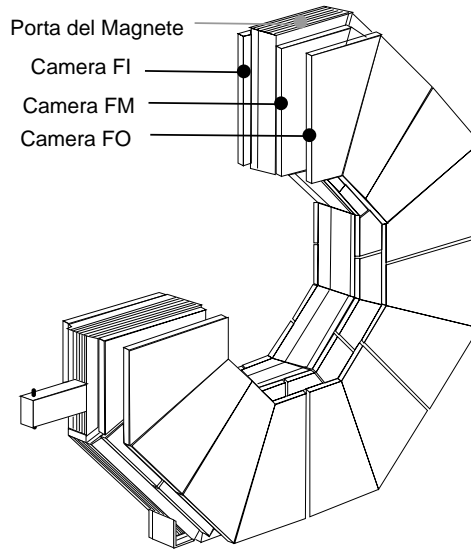


Figura 3.8: Disposizione delle camere dello spettrometro a piccolo angolo (F/B) sulla porta del magnete

La misura dell'impulso dei muoni avviene in maniera differente a seconda che essi attraversino due distinte regioni in cui si può dividere lo spettrometro "in avanti" (figura 3.9):

- Regione S (Solenoidale): $36^\circ \leq \theta \leq 44^\circ$. La traiettoria dei muoni viene curvata dal campo magnetico solenoidale e le tracce sono ricostruite dalle camere MI e MM del barrel e dalla camera FI.
- Regione T (Toroidale): $22^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$. La traiettoria dei muoni viene curvata nel loro passaggio attraverso le porte del magnete dal campo toroidale di Le tracce sono ricostruite unicamente dalle camere FI, FM e FO del nuovo spettrometro.

Fra le camere FM ed FO dello spettrometro a piccolo angolo si trovano due piani di RPC (*Resistive Plate Counters*), progettati e realizzati dal gruppo di Napoli.

Gli RPC [?] sono rivelatori ad altissima efficienza ($\epsilon_{RPC} = (99,5 \pm 0.06)\%$) che consentono una misura ad elevata risoluzione del tempo in cui avviene il passaggio della particella rivelata, oltre che una misura di posizione. Essi

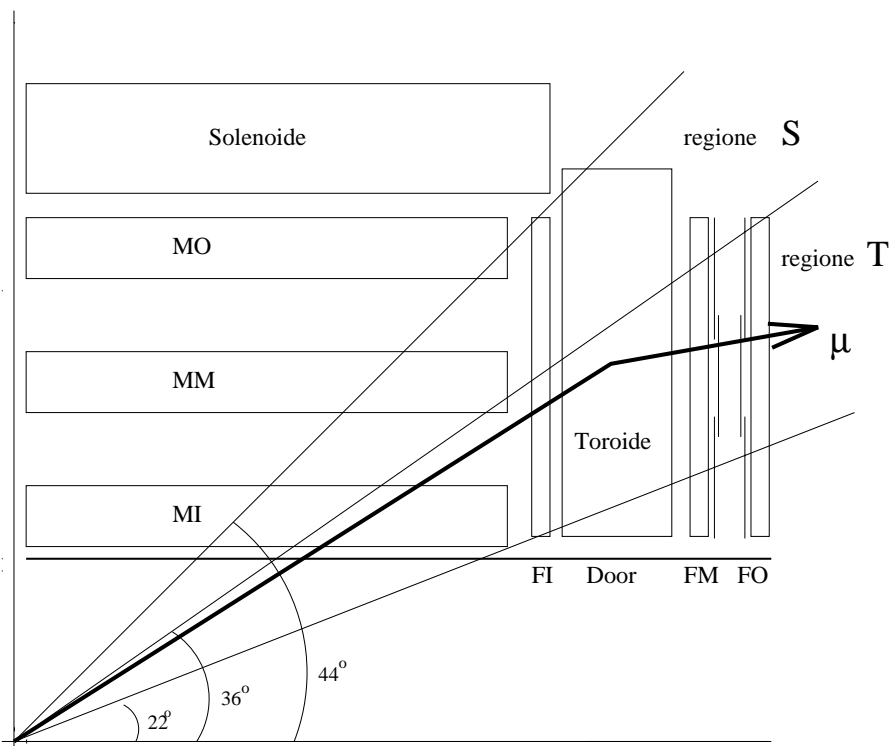


Figura 3.9: Schema dello spettrometro per muoni e definizione delle regioni solenoideale (S) e toroidale (T).

sono costituiti da due piani di bachelite (resistività $\rho \simeq 10^{11} \Omega\text{cm}$) che racchiudono un *gap* di due millimetri riempito con una miscela di gas. Ai piani di bachelite è applicata una tensione di lavoro di 7500–8000 V, in modo che l'intenso campo elettrico produca, all'atto della ionizzazione primaria, una rapida scarica sulle *strip* di lettura ortogonali ai fasci, larghe 3 cm e spaziate di 3.1 cm. L'atissima resistività degli elettrodi modera la scarica, contenendola in una regione spaziale ben delimitata. La risoluzione spaziale del centro di raccolta del segnale è $\sigma_x = (7.7 \pm 0.1) \text{ mm}$. La risoluzione temporale degli RPC dipende dalla tensione applicata e, alle normali tensioni di lavoro, vale $\sigma_t = (2.19 \pm 0.05) \text{ ns}$.

3.2.3 Il calorimetro adronico

L'energia degli adroni emergenti dalle collisioni e^+e^- è misurata attraverso il loro assorbimento totale nei calorimetri adronico ed elettromagnetico. Il calorimetro adronico di L3 si divide in una parte centrale (*barrel*) e due parti

lateralmente (*endcaps*) ed è costituito da lastre assorbenti di uranio impoverito, spesse 5 mm, alternate a camere proporzionali, orientate in parte lungo z e in parte lungo ϕ .

La parte centrale, che copre la regione $35^\circ < \theta < 145^\circ$, ha una struttura modulare di 9 anelli, ciascuno suddiviso in 16 moduli, come mostrato in figura 3.10, ed i fili di lettura sono raggruppati in torri in modo che ciascuna di esse ricopra un elemento di angolo solido con $\Delta\theta = 2^\circ$ e $\Delta\phi = 2^\circ$.

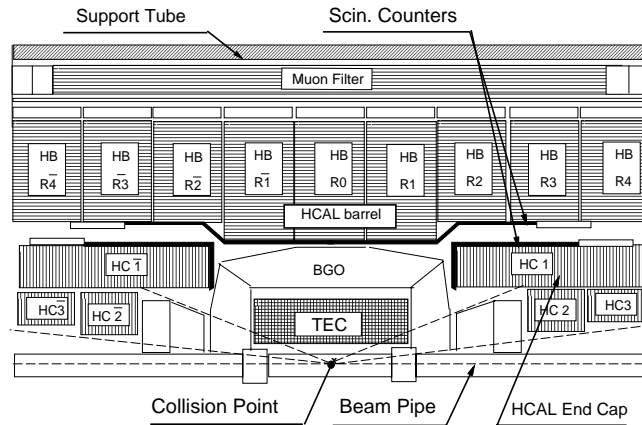


Figura 3.10: Vista nel piano y - z del calorimetro adronico

Gli *endcaps* del calorimetro adronico coprono le regioni con $5.5^\circ < \theta < 35^\circ$ e $145^\circ < \theta < 174.5^\circ$ su tutto l'angolo azimutale, estendendone così l'ermeticità al 99.5% dell'angolo solido. Ciascuna parte consiste di tre anelli distinti, uno interno e dei più esterni, a loro volta suddivisi ciascuno in due parti, per un totale di dodici moduli. La risoluzione del calorimetro è stata misurata con fasci di pioni nell'intervallo 1–50 GeV e può essere parametrizzata con la relazione:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{55\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 5\% \quad (3.6)$$

All'esterno del calorimetro adronico è situato il filtro muonico, che contribuisce all'assorbimento degli adroni con le sue 1.03 lunghezze di assorbimento; anch'esso ha forma ottagonale e ciascun ottante è costituito da sei piani di assorbitori di ottone, spessi un centimetro, intervallati da cinque camere proporzionali. Esternamente vi sono altre (fig. 3.11) cinque lastre di ottone per adattare la superficie ottagonale a quella cilindrica del

tubo di supporto. In questo modo si raggiunge, sommando il contributo del calorimetro elettromagnetico e delle strutture di supporto, uno spessore pari a circa sei lunghezze di assorbimento nucleari, per cui praticamente nessun adrone prodotto nelle collisioni e^+e^- raggiunge lo spettrometro, ma vi giungono solo muoni con energia superiore ai 2 GeV.

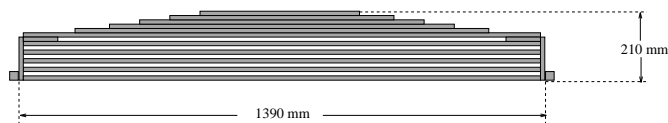


Figura 3.11: Sezione del filtro per i muoni.

3.2.4 Gli scintillatori

Il sistema di contatori a scintillazione consiste di 30 singoli scintillatori plastici situati fra il calorimetro adronico e quello elettromagnetico. Essi coprono la regione polare con $11.5^\circ < \theta < 168.5^\circ$, mentre la copertura azimutale è solo del 93% per consentire il passaggio verso l'esterno dei cavi dell'elettronica. La molteplicità di impulsi provenienti dagli scintillatori è usata per discriminare gli eventi adronici.

Il compito principale di questo rivelatore è quello di registrare il tempo di volo delle particelle per distinguere gli eventi dimuonici dal fondo proveniente dai raggi cosmici. Infatti un singolo muone cosmico che passa vicino al vertice di interazione può essere confuso con una coppia di muoni prodotti dall'interazione e^+e^- . In realtà la differenza di tempo fra due scintillatori opposti è di 5.8 ns per i cosmici e zero per le coppie $\mu^+\mu^-$, con una risoluzione di 460 ps.

Alla fine del 1995, per effettuare misure del tempo di volo anche di particelle a piccolo angolo polare, sono stati installati due ulteriori insiemi di 16 scintillatori immediatamente davanti agli *endcaps* del calorimetro adronico.

3.2.5 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico di L3 (fig. 3.12) ha un'eccellente risoluzione spaziale ed in energia per fotoni ed elettroni in un ampio intervallo di energia (fra i 100 MeV ed i 100 GeV). Esso è costruito con l'ortogermanato di bismuto (BGO), che ha una piccola lunghezza di radiazione (1.12 cm) ed un basso raggio di Molliere (2.3 cm), in modo da usarlo sia come mezzo in cui indurre lo sciame elettromagnetico che come mezzo scintillante per la sua rivelazione.

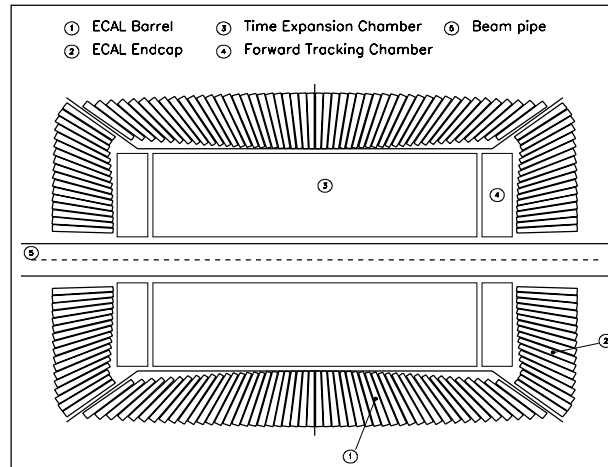


Figura 3.12: Sezione verticale del calorimetro elettromagnetico

L'intero calorimetro ha, infatti uno spessore di 21.4 lunghezze di radiazione in soli 24 centimetri, riuscendo così a contenere interamente gli sciami elettromagnetici fino ad un'energia di 50 GeV; invece il suo spessore, misurato in lunghezze di assorbimento nucleari, è di 0.94, cosicchè la separazione fra particelle “leggere” (elettroni e fotoni) e particelle massive (adroni) è molto elevata. Il rivelatore è assemblato con 10734 cristalli di BGO che puntano verso il vertice di interazione. Ciascun cristallo ha la forma di un tronco di piramide, alto 24 cm e con le basi, rispettivamente di $2 \times 2 \text{ cm}^2$ e $3 \times 3 \text{ cm}^2$. La parte centrale (*barrel*) che copre la regione con $42^\circ < \theta < 138^\circ$, è divisa in due semicilindri (*half barrel*) ciascuno composto da una matrice di 4 cristalli lungo l'angolo polare e 160 nella direzione azimutale. Una copertura del 92.4% dell'angolo solido ($11^\circ < \theta < 169^\circ$) è raggiunta grazie alla presenza delle due parti laterali (endcaps) in cui sono presenti 1536 cristalli.

La luce prodotta in ciascun cristallo è raccolta da due fotodiodi al silicio posti sulla faccia posteriore del cristallo: essi sono insensibili al campo magnetico e hanno un'efficienza quantica del 70% circa. La risoluzione in energia della parte centrale del calorimetro è stata misurata in parte con dei fasci di elettroni prima dell'installazione ed in parte al LEP attraverso l'analisi di eventi Bhabha o la risposta dei cristalli alla luce di lampade allo Xenon, la cui luce, attraverso delle fibre ottiche, arriva all'interno, appunto, per le calibrazioni in energia.

I risultati sono mostrati in figura 3.13; come si può notare ad energie superiori ad 1 GeV la risoluzione è inferiore al 2%. Anche gli endcaps presentano una risoluzione, misurata con elettroni Bhabha da 45 GeV, prossima

al 1.6%.

All'inizio del 1996 sono stati installati, nell'intercapedine fra il *barrel* e gli *endcaps*, 42 moduli di piombo e fibre scintillanti, per completare la copertura angolare del calorimetro (EGAP) [36]. I moduli hanno forma trapezoidale e la luce prodotta viene raccolta dalle guide di luce che puntano verso dei fotodiodi.

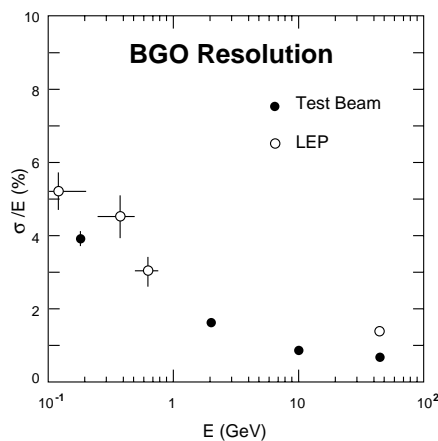


Figura 3.13: Risoluzione del barrel del calorimetro elettromagnetico misurata al fascio di test e “in situ”, dopo l’installazione al LEP

3.2.6 La camera per tracce

Il rivelatore centrale (fig. 3.14) è stato progettato per la determinazione delle tracce delle particelle cariche prodotte nelle interazioni e^+e^- e per la ricostruzione dei vertici primari e secondari dell’evento. Considerate le dimensioni ridotte della camera a deriva (braccio di leva massimo pari a 31.7 cm), l’unico modo per poter ottenere una misura dell’impulso delle particelle cariche ad alta energia è quello che la camera funzioni in regime di espansione temporale (Time Expansion Chamber, TEC), ovvero in una modalità in cui la velocità di deriva viene mantenuta su valori bassi rispetto ad una usuale camera a deriva. La TEC è divisa in due camere a deriva concentriche, segmentate, rispettivamente, in 12 e 24 settori nell’angolo azimutale ϕ con i fili paralleli alla direzione dei fasci. Ciascun settore della TEC è suddiviso in due regioni: un’ampia regione di deriva, in cui il campo elettrico è molto basso; ed una piccola regione di amplificazione del segnale con un campo elettrico elevato. La separazione fra le due regioni è ottenuta mediante una griglia di

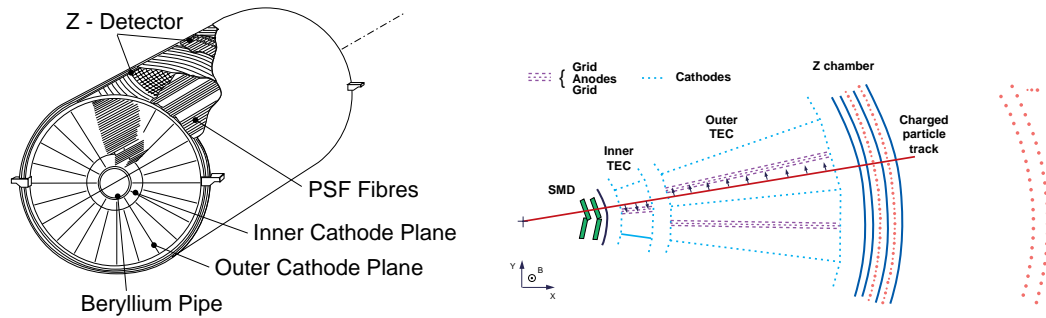


Figura 3.14: Vista generale della TEC e suo principio di funzionamento.

fili per ottenere un campo elettrico uniforme nella zona di deriva. I fili anodici della camera sono usualmente usati per la misura della posizione nel piano xy della traccia; l'ambiguità destra-sinistra sulla direzione di provenienza ai fili anodici degli elettroni di deriva è risolta leggendo il segnale indotto sulla griglia di fili di campo. La misura della coordinata z è effettuata da due sottili camere proporzionali multifilo cilindriche che circondano la TEC. Le *strip* catodiche di lettura di quest'ultime sono inclinate, rispetto all'asse z di $69^\circ, 90^\circ$ per la camera più interna e di $-69^\circ, 90^\circ$ per quella più esterna.

Per ottenere una sufficiente risoluzione sull'impulso delle particelle cariche la diffusione longitudinale degli elettroni di deriva deve essere minimizzata. Questo è raggiunto scegliendo una miscela di gas composta per 80% da CO_2 e per 20% da C_4H_{10} : l'alta percentuale di biossido di carbonio consente di mantenere "termalizzati" gli elettroni di deriva. Come già detto la velocità di deriva della TEC è molto bassa ed è pari a circa $5.9 \mu\text{m}/\text{ns}$, ovvero circa il 10% di una usuale camera a *drift*. Per ottenere una risoluzione sull'impulso delle tracce tale da distinguerne la carica è necessaria una risoluzione su ogni singola misura di posizione di $50 \mu\text{m}$: per ottenere questo è necessario controllare che la velocità di deriva sia stabile entro lo 0.1% (figura 3.15).

3.2.7 Il rivelatore di vertice

Nel 1993 un rivelatore di vertice al silicio (Silicon Microvertex Detector, SMD) è stato installato fra il tubo dei fasci e la TEC [35], il quale ha consentito di migliorare la risoluzione sull'impulso delle particelle cariche di quasi un fattore due. L'SMD (fig. 3.16) è composto da due piani di rivelatori al silicio (di tipo n) della lunghezza di 35.5 cm. Per ciascuna traccia, in questo modo, è misurata la posizione sia nel piano $r\phi$ che in quello rz , con una risoluzione, rispettivamente di $7 \mu\text{m}$ e $14 \mu\text{m}$. Grazie a queste due precise misure della

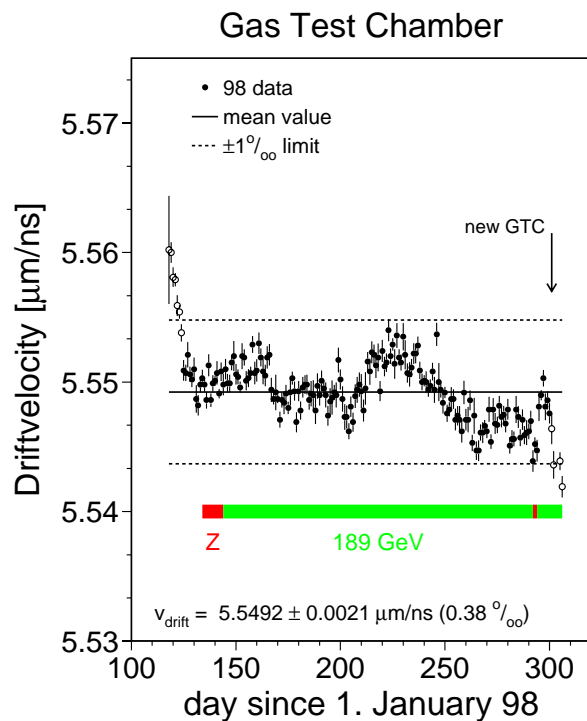


Figura 3.15: Andamento nel corso del 1998 della velocità di deriva nella TEC.

posizione lungo l'asse dei fasci della traccia, è possibile ricostruire i vertici di interazione primari e secondari e la pendenza, ovvero la direzione in θ , della traccia indipendentemente dalla posizione del vertice stesso.

3.2.8 Il monitor di luminosità

Il monitor di luminosità, che copre le regioni con $24.93 \text{ mrad} < \theta < 69.94 \text{ mrad}$ e $24.93 \text{ mrad} < (\pi - \theta) < 69.94 \text{ mrad}$, registra gli eventi Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ a piccolo angolo. Dalla conoscenza della sezione d'urto Bhabha, calcolabile in QED, si ottiene, quindi, una misura della luminosità.

Esso consiste di due calorimetri elettromagnetici e di piani di rivelatore al semiconduttore posizionati simmetricamente rispetto al vertice di interazione ad una distanza di 2730 mm da esso. Ciascun calorimetro è composto da due semicilindri, contenenti ciascuno 304 cristalli di BGO, che circondano

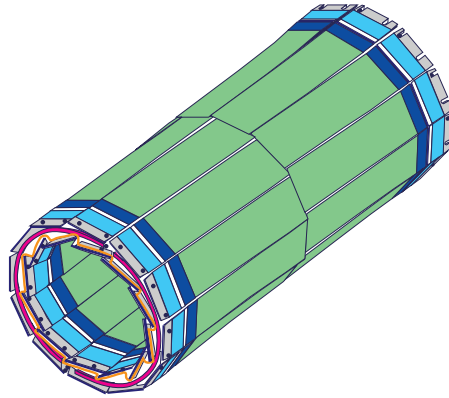


Figura 3.16: Vista generale dell'SMD

il tubo del fascio del LEP; i piani di silicio servono a misurare il punto di impatto degli elettroni sul calorimetro, in modo da distinguerli dai fotoni. La luce proveniente da ciascun cristallo è raccolta da un fotodiodo, il cui segnale analogico è usato per il trigger di luminosità, mentre dal segnale digitalizzato si ricostruisce l'energia depositata nel cristallo stesso.

La risoluzione in energia del *luminometro* è pari al 2% a 45 GeV, mentre le risoluzioni angolari sono pari 4 mrad in θ e 0.5° in ϕ . Nel 1998 l'errore relativo sulla misura della luminosità integrata è stato dello 0.064%.

Fra il calorimetro adronico e quello elettromagnetico, nella regione a piccolo angolo polare (fig. 3.4), sono situati anche dei rivelatori a scintillazione detti ALR (Active Lead Rings). Gli anelli di vetro al piombo servono a misurare l'energia che le particelle a piccolo angolo polare, principalmente elettroni e fotoni, perdono per interazione elettromagnetica e completare, quindi, l'ermeticità della calorimetria elettromagnetica dell'apparato.

3.3 Il sistema di trigger

L'elettronica di lettura dell'apparato L3, complessivamente, consiste di circa 150000 canali di lettura; per ogni interazione e^+e^- registrata, detta "evento", gli impulsi raccolti vanno digitalizzati, compressi in informazioni utilizzabili in seguito e quindi scritti su nastro. L'intera procedura richiede un tempo pari a circa 500 ms. Durante questo intervallo di tempo i canali di lettura sono bloccati ed il rivelatore non può registrare l'evento successivo. Poiché la frequenza delle collisioni fra i fasci al LEP è 45 MHz, ovvero avviene un evento ogni $22.2 \mu\text{s}$, non tutte le interazioni e^+e^- che avvengono possono essere scritte su nastro. Per questo motivo occorre un filtro che riduca in

modo efficiente la frequenza degli eventi da acquisire, selezionando solo quelli che soddisfino ad alcuni precisi criteri e rigettando gli eventi privi di interesse fisico. Tale filtro alla acquisizione dai dati si definisce *trigger*. Esso consta di tre livelli logici posti in cascata e gli eventi che superano il trigger di terzo livello vengono registrati dal sistema di acquisizione.

3.3.1 Il trigger di primo livello

Come detto, il trigger di primo livello ha circa $22 \mu s$ per rigettare o accettare un evento. Nel caso in cui l'evento è rigettato, la lettura dei canali d'uscita dell'elettronica è immediatamente bloccata e tutto il sistema viene posto nelle condizioni iniziali per essere pronto a registrare la successiva interazione fra i fasci. Esso consiste dell' OR logico fra l'uscita di cinque sottosistemi che analizzano le caratteristiche fondamentali dell'evento:

- **Trigger di energia.** Il sistema somma le energia raccolte nei calorimetri elettromagnetico ed adronico e le raggruppa in grossi settori spaziali. L'evento è accettato se l'energia totale raccolta è maggiore di un valore minimo di soglia o se si trova un grosso deposito di energia in un settore dell'apparato.
- **Trigger della TEC.** Un semplice algoritmo ricostruisce dai segnali analogici dei fili della TEC le tracce e le confronta con una topologia predefinita.
- **Trigger degli scintillatori** Questo sistema richiede che un numero minimo di scintillatori non adiacenti diano un segnale entro una finestra temporale scandita dall'interazione fra i fasci.
- **Trigger delle camere per muoni.** Il sistema seleziona gli eventi in cui almeno una particella attraversa lo spettrometro per muoni. Gli "hits" nelle camere P e Z vengono analizzati per vedere se rappresentino una possibile traccia. La frequenza di trigger (10 Hz) è dominata dal flusso di cosmici che attraversa il rivelatore in coincidenza con il *beam crossing*, ma è ridotta ad 1 Hz richiedendo almeno un "hit" dagli scintillatori compatibile con il tempo di volo delle coppie di muoni.
- **Trigger del monitor di luminosità.** Si richiede che nel luminometro siano presenti due grossi depositi energetici opposti rispetto al vertice di interazione.

3.3.2 Il trigger di secondo livello

Mentre il sistema di trigger di primo livello cerca di selezionare eventi interessanti, quello di secondo livello ha la funzione di rigettare gli eventi di fondo erroneamente selezionati nella prima fase. Per adempiere a questo compito si utilizzano le stesse informazioni fisiche usate in precedenza e poche altre informazioni disponibili a questo punto dell'acquisizione. Tuttavia, rispetto alla fase precedente, ora si possono analizzare gli eventi più a fondo e correlare le informazioni provenienti dai diversi sottorivelatori senza introdurre ulteriore tempo morto.

Il trigger di secondo livello analizza però, solo quegli eventi per cui nel trigger di primo livello è verificata solo una delle suddette cinque condizioni. Questo è imposto per conservare la ridondanza nella selezione dei dati. Il risultato è quello di eliminare gli eventi di interazione fra il fascio e le particelle di gas residue nel tubo, quelli generati dalla radiazione di sincrotrone e gli eventi dominati dal rumore dell'elettronica. Tipicamente la frequenza di trigger viene ridotta al 70% degli eventi selezionati nella prima fase.

3.3.3 Il trigger di terzo livello

In questa fase sono finalmente disponibili, per ogni singolo evento, tutte le informazioni digitalizzate. Attraverso svariati algoritmi vengono ricalcolati i depositi di energia nei calorimetri, le tracce nello spettrometro e quelle nella TEC. Il poter disporre di informazioni digitalizzate consente di ridurre ulteriormente il fondo prodotto dal rumore elettronico. Le informazioni fra le diverse parti del rivelatore sono combinate e questo consente di operare una prima ricostruzione dell'evento stesso. Ad esempio, una traccia nella TEC viene ricostruita se ad essa è associato un deposito di energia di almeno 100 MeV nei calorimetri. La frequenza di uscita delle informazioni dal trigger di terzo livello è di circa 20 Hz.

3.4 La ricostruzione degli eventi

I dati raccolti dal sistema di acquisizione, ovvero l'insieme di informazioni digitali relative alle risposte dell'apparato per ogni evento, vanno riprocessati in modo da ottenere degli oggetti fisici più facilmente utilizzabili nell'analisi, come ad esempio gli impulsi e l'energie di tutte le particelle rivelate. Ad esempio, si passa dagli "hits" di una paricella carica nella TEC e dai depositi di energia nei calorimetri ad essa associabili, al quadrivettore da assegnare a quella particella.

È di particolare interesse studiare in dettaglio come vengono ricostruite le grandezze fisiche che sono utilizzate in questo lavoro di tesi.

3.4.1 Identificazione degli elettroni e dei fotoni

Tutte le particelle cariche, nonché i fotoni che attraversano il calorimetro elettromagnetico rilasciano una quantità di energia che viene raccolta e rivelata. Tuttavia il comportamento di elettroni e fotoni è differente da quello degli adroni a causa della differente massa, per cui è possibile discriminare gli sciami elettromagnetici prodotti da elettroni ed i fotoni dai depositi di energia degli adroni.

I massimi locali dell'energia raccolta sono definiti come *bump*. Per ciascun *bump* si costruisce una matrice 3×3 di 9 cristalli intorno al cristallo più energetico e si considera come energia del *bump* stesso la somma delle energie raccolte nei nove cristalli Σ_9 . In realtà questo valore dipende dal punto di impatto della particella sul cristallo e, dunque, va corretto in questo modo:

$$\Sigma_9^{corr} = \frac{\Sigma_9}{c_1 \cdot E_1 / \Sigma_9 + c_2} \quad (3.7)$$

dove E_1 è l'energia raccolta nel cristallo centrale. I parametri c_1 e c_2 nella (3.7) sono ottimizzati ai valori $c_1 = 0.1231$ e $c_2 = 0.8222$ per minimizzare la risoluzione per elettroni e fotoni. La risoluzione per eventi Bhabha al picco della Z è mostrata in figura 3.17 ed è pari al 1.3%.

Per distinguere fra sciami elettromagnetici e particelle adroniche (e muoni) si costruiscono due variabili che descrivono il deposito di energia individuato. La prima è il rapporto Σ_9/Σ_{25} fra l'energia calcolata nella (3.7) e l'analogo valore dell'energia raccolta in una matrice 5×5 di 25 cristalli, ugualmente corretto per il punto d'impatto (per semplicità di notazione d'ora in poi ometteremo di evidenziare la correzione alle energie). Per elettroni e fotoni questo valore è centrato intorno ad 1, ovvero lo sciame è quasi interamente contenuto nella matrice più piccola; invece, nel caso degli adroni, questo rapporto è minore a causa del fatto che la dimensione trasversale degli sciami prodotti è maggiore.

Il secondo metodo studia, mediante la costruzione di una funzione di χ^2 , la forma del deposito di energia E_i in ogni cristallo del bump, in termine dei rapporti $\xi_i = E_i/\Sigma_9$, con il valor medio $\langle \xi_i \rangle$ e la deviazione standard σ_i di questi rapporti, misurati, nella fase di prova antecedente alla installazione, con un fascio collimato di elettroni al variare del suo punto di impatto sul

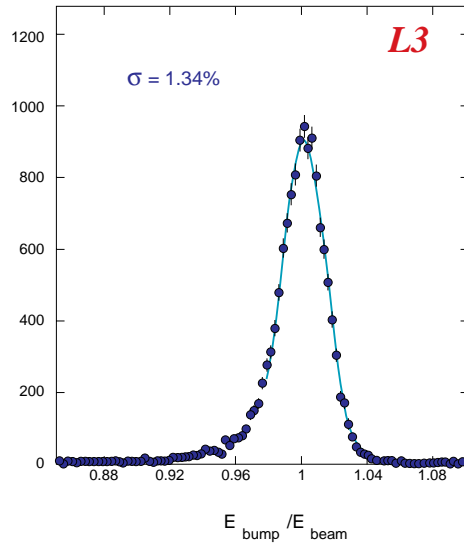


Figura 3.17: Rapporto tra l'energia del cluster più energetico e l'energia del fascio. A 45 GeV viene raggiunta una risoluzione dell'1.3%

crystallo centrale. Il χ_{EM}^2 è definito, come:

$$\chi_{em}^2 = \sum_i \left(\frac{E_i / \sum_9 - \langle \xi_i(\vartheta, \phi) \rangle}{\sigma_i(\vartheta, \phi)} \right)^2 \quad (3.8)$$

dove la sommatoria è estesa a tutti i cristalli della matrice 3×3 con energia superiore ai 2 MeV. La distribuzione del χ_{EM}^2 per elettroni Bhabha è mostrata in figura 3.18. Per risolvere l'ambiguità fra elettroni e fotoni, ovviamente, si guarda alla presenza di una traccia che punti verso il deposito elettromagnetico individuato.

3.4.2 Identificazione dei muoni

La ricostruzione dei muoni che attraversano l'apparato L3 procede attraverso un algoritmo che identifica ed associa i segmenti di traccia presenti nello spettrometro. In una prima fase si cerca di ricostruire separatamente le proiezioni della traccia nel piano xy , attraverso la risposta delle camere P, e nel piano yz con le informazioni provenienti dalle camere Z. Successivamente si associano i segmenti Z di uno stesso ottante e, quindi, la traccia Z ottenuta, viene associata con i segmenti P. Infine, attraverso un test del χ^2 , si tenta l'associazione fra le tracce nei diversi ottanti. Ottenuta questa prima

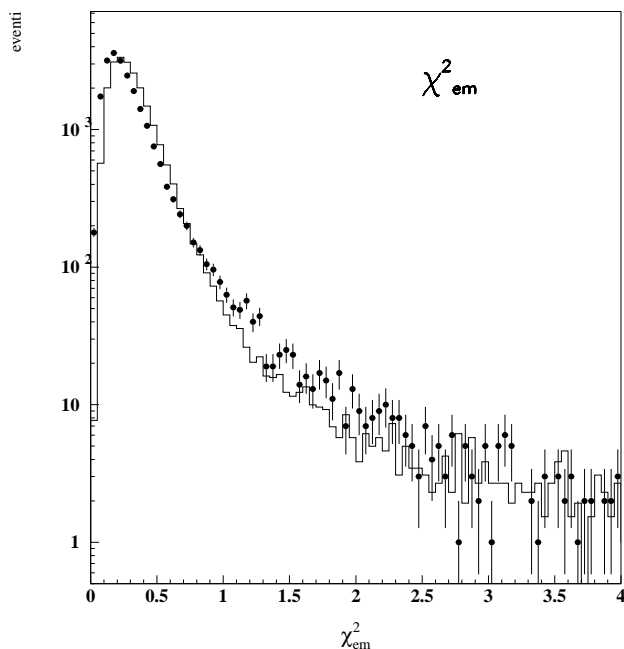


Figura 3.18: Il χ^2 normalizzato al numero di gradi di libertà, per elettroni in eventi Bhabha. Dati (punti), MonteCarlo(istogramma). In ordinata è riportato il numero di eventi.

stima della traiettoria di un muone, la si corregge con le informazioni provenienti dalle altre parti del rivelatore, ad esempio il tempo di volo e l'energia associabile nei calorimetri, ripetendo, quindi, il fit per la ricostruzione della traccia. In tal modo si ottiene la misura della curvatura della traccia e della sua posizione con maggiore precisione.

La qualità della traccia può essere quantificata attraverso il numero dei suoi segmenti P: il numero minimo di segmenti richiesti è due, per cui si parla di doppietti e di tripletti nella ricostruzione dei muoni. Dal numero di segmenti P dipende, ovviamente, la risoluzione in energia dei muoni, che è funzione anche dell'angolo polare θ , in quanto a piccoli angoli polari, il muone attraversa la regione in cui è presente il campo magnetico toroidale. In queste condizioni la ricostruzione procede attraverso le informazioni provenienti dallo spettrometro a piccolo angolo.

Altri criteri di qualità dei muoni sono le distanze di passaggio dal vertice di interazione nel piano $r\phi$ e nel piano xz ($DCA_{r\phi}$, DCA_{xz}) ed il numero di

scintillatori che danno un segnale compatibile con la produzione del muone nella collisione e^+e^- . Queste variabili servono a discriminare il contributo residuo proveniente dai raggi cosmici che attraversano lo spettrometro, contemporaneamente, o quasi, all'acquisizione di un evento.

3.4.3 Ricostruzione dei jets

La ricostruzione dei jets di particelle adroniche avviene attraverso due passi logici consequenziali: la ricostruzione dei gruppi minimi di depositi di energia nei calorimetri, eventualmente associati a tracce, risolvibili dall'apparato, SRC (Smallest Resolvable Cluster), e l'associazione degli SRC in jets.

Idealmente ogni SRC dovrebbe rappresentare il singolo adrone che attraversa il rivelatore. L'energia corrispondente ad un SRC viene calcolata pesando le informazioni di ogni suo singolo componente con dei pesi opportunamente definiti.

$$E^{SRC} = \sum_i G_i E_i^{SRC} \quad (3.9)$$

La sommatoria è estesa a tutte le regioni dell'apparato in cui sono presenti dei depositi di energia E_i^{SRC} associabili all'SRC in esame, ed è pesata attraverso dei fattori G_i (*G factors*). I calorimetri di L3 sono stati divisi in 9 regioni omogenee, dipendenti dalla geometria e dal posizionamento delle parti del calorimetro adronico ed elettromagnetico. Le regioni sono mostrate in figura 3.19. La procedura viene inoltre generalizzata includendo i contributi della tracce nella TEC (regione 12 nella figura 3.19) e dei muoni ricostruiti in precedenza (regione 11). L'energia totale dell'evento E_{VIS} è la somma di tutte le energie delle SRC.

$$E_{VIS} = \sum_{SRC} E^{SRC} \quad (3.10)$$

Il valore numerico dei fattori G_i è determinato minimizzando la risoluzione sull'energia totale raccolta in eventi adronici, avendone fissato il valore medio all'energia del centro di massa durante le procedure di calibrazione.

Per la ricostruzione dei jet adronici possono essere utilizzati differenti algoritmi associativi per combinare gli SRC in jet. L'associazione procede in modo iterativo: per ogni coppia i e j di SRC, di cui è misurato il quadrimpulso p_i , si calcola una funzione $y_{ij} = f(p_i, p_j)$ e si associano i due SRC con valore di y minore sommandone i quadrimpulsi per formare un mini-jet, che viene considerato come un nuovo SRC.

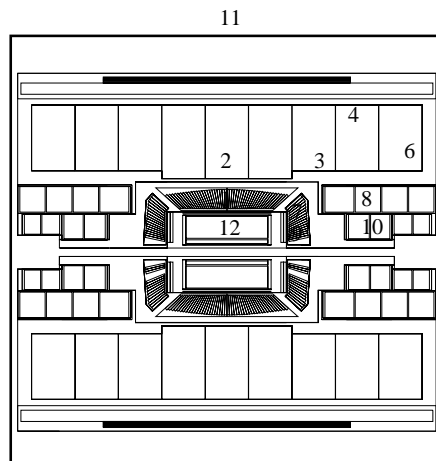


Figura 3.19: Regioni dell'apparato L3 usate per la definizione dei fattori G .

Il processo ha termine quando per la migliore associazione si richiederebbe un y maggiore di una certa soglia y_{cut} predefinita.

I vari algoritmi si differenziano unicamente nella definizione di y_{ij} :

$$y_{ij} = \frac{1}{E_{VIS}^2} (p_i^\mu + p_j^\mu)(p_{i\mu} + p_{j\mu}) \quad \text{Jade [37]}$$

$$y_{ij} = \frac{\min(E_i^2, E_j^2)}{E_{VIS}^2} (1 - \cos \vartheta_{ij}) \quad \text{Durham [38]}$$

dove E_{VIS} è l'energia visibile dell'evento, $p_i^\mu + p_j^\mu$, sono i quadriimpulsi delle SRC che vogliamo associare e ϑ_{ij} è l'angolo nello spazio fra gli impulsi delle due SRC.

3.5 La simulazione degli eventi nell'apparato

Un ruolo fondamentale nel lavoro di analisi presente in questa tesi, è svolto dalle simulazioni degli eventi fisici. Difatti è grazie allo studio attento della simulazione delle peculiarità di ogni singolo processo che si ottengono le linee principali lungo cui muoversi per la sua selezione nei dati e per ottenerne una misura. Inoltre attraverso la simulazione degli eventi è possibile studiare le efficienze di selezione e il comportamento del rivelatore alle sollecitazioni fisiche. I programmi di simulazione, attraverso tecniche Monte Carlo, generano gli eventi in due passi successivi:

- **Generazione degli eventi**, dove, secondo le previsioni Modello Standard, sono generati quadrimpulsi delle particelle prodotte dalla collisione e^+e^- . Queste rappresentano lo stato del sistema immediatamente dopo l'interazione dei fasci prima che il sistema stesso evolva attraverso l'apparato.
- **Simulazione degli eventi nell'apparato**, in cui le particelle prodotte nella fase precedente vengono propagate attraverso una rappresentazione dettagliata dell'apparato, simulando le interazioni con questo. Si ottengono così dei segnali digitalizzati nello stesso formato di quelli misurati realmente, i quali, possono essere comparati con le misure fisiche reali.

Il programma di simulazione utilizzato da L3, è basato sul pacchetto "software" GEANT3 [39], che è un programma generale di simulazione per la fisica delle alte energie. In esso è possibile una descrizione generale della geometria dell'apparato ed una particolareggiata simulazione di tutte le interazioni note, come l'energia persa per ionizzazione, per emissione di radiazione, e la produzione di sciami elettromagnetici ed adronici. I parametri per l'ottimizzazione della simulazione provengono dai test di calibrazione dell'apparato rivelatore e sono continuamente aggiornati per tenere in conto anche di eventuali inefficienze temporanee dei rivelatori.

I dati reali e quelli simulati sono ricostruiti con il medesimo programma di ricostruzione in modo da poterli confrontare direttamente e poter studiare gli errori sistematici sulla misura effettuata dovuti alla presenza dell'apparato.

3.6 La presa dati durante il 1998

Nel 1998 la luminosità misurata nel punto di interazione 2 del LEP, ovvero dove è situato l'esperimento L3 è stata di 198.4 pb^{-1} , mentre quella raccolta e disponibile per la analisi è pari a 176.4 pb^{-1} , per un'efficienza di acquisizione pari al 88.9%. La misura della luminosità è conosciuta con un errore relativo inferiore allo 0.07 %.

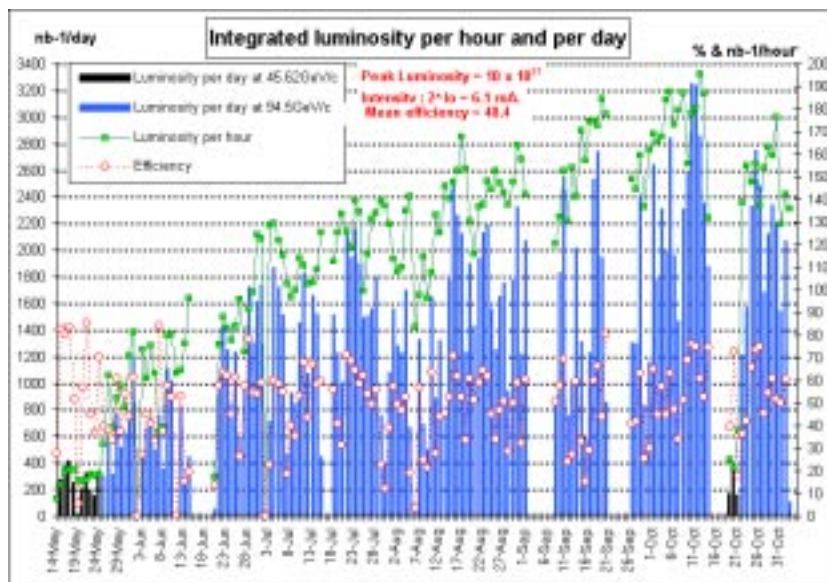


Figura 3.20: Luminosità integrata raccolta dal esperimento L3 nel 1998

Capitolo 4

Selezione degli eventi

$$e^+e^- \rightarrow ZZ \text{ a } \sqrt{s} \simeq 189 \text{ GeV}$$

Dopo aver descritto il processo di produzione di coppie di bosoni Z e l'apparato sperimentale a disposizione, in questo capitolo studieremo in modo dettagliato le proprietà cinematiche degli eventi $e^+e^- \rightarrow ZZ$ e le tecniche che consentono di distinguerli e separarli dagli altri stati finali di collisioni e^+e^- .

Questo lavoro di tesi si è concentrato sullo studio e la selezione dei canali di decadimento delle coppie di Z con energia mancante, ovvero dei processi $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ e $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ (con $\ell = e, \mu$), ma saranno discussi anche i risultati per gli altri canali di decadimento.

4.1 Segnature sperimentali del processo

$$e^+e^- \rightarrow ZZ$$

Come già descritto nel capitolo 2, il processo di produzione di coppie di bosoni Z dà luogo nell'apparato sperimentale alla presenza di quattro fermioni il cui tipo e le cui caratteristiche cinematiche sono determinanti per la selezione degli eventi, conducendo a segnature sperimentali differenti. È possibile suddividere gli eventi $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}'$ in sei differenti classi, in base all'identità dei fermioni che caratterizzano lo stato finale:

- **eventi $q\bar{q}q'\bar{q}'$.** Lo stato finale totalmente adronico costituisce la classe più popolata (il 47.9% del totale)(vedi tabella 2.4) fra i possibili decadimenti delle coppie di Z . La segnature sperimentale di questa classe di eventi è l'alta molteplicità di tracce, l'alto numero di cluster calorimetrici e l'alta energia visibile; in questi eventi è possibile identificare agevolmente quattro "jets" di particelle adroniche. Tuttavia tale

canale di decadimento, che ha una sezione d'urto di 0.317 pb, come elencato in tabella 2.4, è anche quello che riceve la più alta contaminazione dai processi di fondo, che alla medesima energia nel centro di massa presentano simili segnature sperimentali ma sezioni d'urto molto maggiori, come i processi $e^+e^- \rightarrow Z\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ (98.4 pb) ed $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$ (16.4 pb).

- **eventi $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$.** Questo canale di decadimento rappresenta il secondo per abbondanza relativa (27.0% del totale). Poichè i neutrini interagiscono solo debolmente, di fatto essi non vengono rivelati, per cui tali eventi sono caratterizzati dalla sola presenza di due “jets” nell'apparato sperimentale, oltre che da alta energia ed impulso mancanti al bilancio della conservazione del quadrivettore energia-impulso dell'evento. La contaminazione per questo canale è media e proviene principalmente dai processi $e^+e^- \rightarrow Z\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, in cui il fotone non è rivelato, dal decadimento semileptonico delle coppie W^+W^- , $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'\ell\nu_\ell$, e dai processi singolo-risonanti, $e^+e^- \rightarrow W e\nu \rightarrow q\bar{q}'e\nu_e$. In tutti questi processi sono ugualmente alti l'energia e l'impulso mancanti ed inoltre essi hanno le caratteristiche peculiari degli eventi adronici, ovvero l'alta molteplicità di traccia e l'alta attività calorimetrica.
- **eventi $q\bar{q}\ell^+\ell^-$.** Questa classe di eventi presenta tutte le caratteristiche tipiche degli eventi adronici, ma la sua peculiarità è costituita dalla presenza di una coppia di leptoni identificati non appartenenti ai “jets” ricostruiti. Sebbene tali eventi costituiscano solo il 15.4% del totale, per essi la contaminazione dal fondo è molto bassa. Infatti i processi che offrono una segnatura sperimentale simile sono, oltre alla produzione dei medesimi quattro fermioni al di fuori della definizione di segnale in esame, solo quegli eventi di natura adronica in cui i leptoni provengono dal decadimento semileptonico di un quark pesante (b,c).
- **eventi $\ell^+\ell^- \nu\bar{\nu}$.** Anche in questo canale di decadimento la presenza di una coppia di neutrini nello stato finale rende una Z *invisibile* al rivelatore e quindi tale tipologia è caratterizzata da alta energia ed impulso mancanti. L'esiguo numero di eventi (4.2% del totale) non lo rende il canale più significativo per lo studio della sezione d'urto e delle proprietà del processi $e^+e^- \rightarrow ZZ$. Nondimeno è importante e necessario uno studio anche di questi eventi per poter controllare la consistenza dei rapporti fra i diversi canali studiati e, ad ogni modo, migliorare l'errore totale. Il fondo per tale classe di eventi è confrontabile con il segnale atteso e proviene principalmente dai processi di produzione

di coppie di leptoni, dai decadimenti totalmente leptonici delle coppie $W^+W^- \rightarrow \ell\nu_\ell\ell'\nu_{\ell'}$ e da ulteriori processi a quattro fermioni.

- **eventi $\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$** . Questa tipologia è la più sfavorita statisticamente (1.7%) ed è caratterizzata da una bassa molteplicità di tracce e di cluster calorimetrici, ma da un'alta energia visibile, compatibile con la presenza nell'apparato di quattro leptoni. Il fondo per tale canale di decadimento proviene unicamente dagli stati finali a quattro fermioni non definiti come segnale.
- **eventi $\nu\bar{\nu}\nu'\bar{\nu}'$** . Questa classe di eventi costituisce il 4% del totale ed ovviamente non è rivelabile in L3.

In tabella 4.1 riportiamo un riassunto schematico di quanto detto per i diversi stati finali del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}'$.

4.2 I processi di fondo

Uno studio dettagliato ed approfondito delle proprietà cinematiche dei vari processi competitivi alla produzione di coppie di Z reali è essenziale per poter effettuare un'analisi dei dati raccolti ed una selezione degli eventi $e^+e^- \rightarrow ZZ$. I processi che costituiscono il fondo per il segnale fisico sono numerosi e, soprattutto, hanno tutti una sezione d'urto maggiore (a volte anche di diversi ordini di grandezza) rispetto al segnale. In tabella 4.2 riportiamo i principali processi di fondo, le loro sezioni d'urto previste nel Modello Standard ed i generatori Monte Carlo impiegati per la loro descrizione.

4.2.1 $e^+e^- \rightarrow Z\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$

Il processo di produzione di coppie di quark (con o senza radiazione di stato iniziale), costituisce il fondo principale per tutti i canali di decadimento adronici delle coppie di Z. La sua sezione d'urto (98.4 pb) è di circa due ordini di grandezza maggiore della sezione d'urto di produzione di coppie di Z (0.662 pb) e le caratteristiche cinematiche di tali eventi dipendono dalla radiazione di stato iniziale. Difatti definita l'energia efficace nel centro di massa:

$$\sqrt{s'} = \sqrt{s} - E_\gamma$$

dove con E_γ si intende l'energia di tutti i fotoni emessi, come radiazione di stato iniziale, a piccoli angoli polari (al di sotto anche del monitor di luminosità, paragrafo 3.2.8) si possono distinguere due diversi casi:

CANALE	STATISTICA	SEGNATURA SPERIMENTALE	FONDO DOMINANTE	PUREZZA
$q\bar{q}q'\bar{q}'$	ALTA (47.9%)	4 jets	QCD $W^+W^- \rightarrow 4$ jets	BASSA
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	ALTA (27.0%)	2 jets + Energia mancante	QCD $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$ $W\ell\nu$	MEDIA
$q\bar{q}\ell^+\ell^-$	MEDIA (15.4%)	2 jets + 2 leptoni	W^+W^- $4f$ non ZZ	ALTA
$\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$	BASSA (4.2 %)	2 leptoni + Energia mancante	$4f$ non ZZ W^+W^- $\ell^+\ell^-$	MEDIA
$\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$	BASSA (1.7%)	4 leptoni	$4f$ non ZZ	ALTA
$\nu\bar{\nu}\nu'\bar{\nu}'$	(3.8%)	Invisibile		

Tabella 4.1: Schema riassuntivo delle segnature sperimentali e delle contaminazioni dal fondo per il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}'$ per i diversi stati finali. I rapporti di decadimento sono calcolati come descritto nel paragrafo 2.3.

Processo	sezione d'urto (pb)	Generatori
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	16.6 ± 0.1	KORALW [40]
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	98.4 ± 0.4	PYTHIA [41]
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\nu_e$	2.90 ± 0.01	EXCALIBUR [20]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$	$(15.5 \pm 0.1) \times 10^3$	PHOJET [42]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	2503 ± 29	BHAGENE [43]
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	8.38 ± 0.06	KORALZ [44]
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	8.22 ± 0.04	KORALZ [44]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	1239 ± 4	DIAG36 [45]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	570 ± 1	DIAG36 [45]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$	81.2 ± 0.1	DIAG36 [45]

Tabella 4.2: Sezioni d'urto a $\sqrt{s} = 189$ GeV per i processo di fondo simulati e generatori utilizzati. La sezione d'urto di produzione di coppie di Z calcolata con EXCALIBUR è di 0.662 pb

- **Alta $\sqrt{s'}$.** Questi eventi costituiscono il fondo per i canali $q\bar{q}q'\bar{q}'$ e $q\bar{q}\ell^+\ell^-$ e sono caratterizzati dalla presenza nell'apparato, se l'evento è ricostruito a due "jets", da due jets collineari e coplanari. Due particelle, in questo caso i jets, si dicono collineari se l'angolo nello spazio fra i loro impulsi è prossimo a π radianti, nella risoluzione con cui tale angolo è conosciuto; parimenti, per coplanarità si intende che l'angolo nel piano trasverso ai fasci fra le proiezioni dei medesimi vettori è, nella risoluzione, vicino a π . Poiché a causa dell'emissione nello stato finale di fotoni o gluoni non è trascurabile la probabilità di ricostruire tali eventi anche a tre o quattro jets, questi eventi costituiscono un fondo soprattutto per il processo $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$.
- **Bassa $\sqrt{s'}$.** In questo caso tale processo rappresenta un fondo per gli eventi adronici ad energia e massa mancante, come appunto gli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. Inoltre, a causa della risonanza Z, risulta cinematicamente favorito il caso in cui $\sqrt{s'} \simeq M_Z$, (per cui si parla di "ritorno radiativo" alla Z) e quindi per questi eventi l'energia visibile e la massa visibile sono del tutto simili a quelle degli eventi ZZ in cui una Z non è vista perchè decade in neutrini. Tuttavia gli eventi di ritorno radiativo alla Z sono caratterizzati dal fatto che l'impulso mancante è diretto a piccoli angoli polari e che gli angoli di collinearità e di coplanarità fra i jets sono fissati intorno a valori cinematici ben determinati dalla conservazione dell'energia e dell'impulso.

Importante per caratterizzare e discriminare questi eventi è lo studio delle proprietà topologiche degli eventi adronici, quali i parametri discriminanti per la ricostruzione dell'evento in tre o quattro jets, e i momenti di multipolo dell'evento di Fox e Wolfram [46] definiti come:

$$FW_{lm} = \sum_i \frac{|\mathbf{p}_i|}{\sqrt{s}} Y_l^m(\Omega_i) \quad (4.1)$$

dove l'indice i corre su tutti le particelle prodotte, $|\mathbf{p}_i|$ è il modulo dell'impulso dell' i -esima particella, $Y_l^m(\Omega_i)$ sono le armoniche sferiche calcolate per gli angoli Ω_i che il versore dell'impulso dell' i -esimo adrone forma con il sistema di riferimento scelto.

In realtà, per quanto detto nel paragrafo 3.4.3, tutte queste variabili sono calcolate identificando gli SRC (Smallest Resolvable Cluster) con le singole particelle prodotte.

Queste osservabili sono capaci di discriminare la forma dell'evento adronico e di distinguere, in parte, i processi in cui si hanno adroni nello stato finale.

4.2.2 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

Il processo di produzione di coppie di bosoni vettori W^+W^- reali costituisce un altro dei principali fondi per il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ in tutti i suoi canali di decadimento. La sua sezione d'urto è di circa 16 pb e quindi circa venticinque volte maggiore del segnale in esame. Le peculiarità di questo processo sono differenti a seconda dei diversi fermioni presenti nello stato finale:

- Decadimento totalmente adronico $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$ (47.2%) . Ovviamente questo processo costituisce un fondo per $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$. Un modo per separare i due processi è quello di ricostruire le masse invarianti delle coppie di jets possibili che dovrebbero tendere rispettivamente a M_W e M_Z per le due classi di eventi. L'insufficiente risoluzione in energia per gli eventi adronici non consente una completa separazione fra tali classi, per cui anche in questo caso si ricorre allo studio di particolari proprietà cinematiche e topologiche dei jets. Ad esempio si può sfruttare il fatto che l'angolo fra 2 jets provenienti da una W^\pm è minore dell'angolo fra due jets provenienti da una Z perchè, fissata l'energia del centro di massa, le W^\pm , avendo una massa minore delle Z , hanno una velocità maggiore. Oppure si può sfruttare l'algoritmo di riconoscimento del quark b (b -tag) in quanto, alle energie in esame, il decadimento $W^- \rightarrow b\bar{t}$ ed il suo coniugato di carica sono cinematicamente proibiti, mentre è possibile il decadimento di una Z in una coppia $b\bar{b}$.

- Decadimento semileptonico $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu_\ell$ (43.3%). Questi eventi rappresentano un fondo importante per il processo $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ se il leptone non viene rivelato o, nel caso che si tratti di un τ , la presenza di ulteriori neutrini nello stato finale rende l'energia visibile comparabile con quella degli eventi $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. Gli stati finali $q\bar{q}e\nu_e$ richiedono un'attenzione maggiore perchè essi sono prodotti non solo attraverso i diagrammi doppio risonanti **CC03** ma attraverso i diagrammi **CC20**, in cui vi è il contributo degli eventi singolo risonanti (paragrafo 4.2.3).

Anche in questo caso la massa invariante della coppia di jets è in parte sovrapposta a quella degli eventi ZZ ; né tantomeno è attendibile, data la risoluzione, una misura della carica dei jets per distinguere fra Z e W^\pm . Si rende dunque necessario l'utilizzo di altre proprietà cinematiche per differenziare questo fondo dal segnale.

- Decadimento totalmente leptonic $W^+W^- \rightarrow \ell\nu_\ell\ell'\nu_{\ell'}$ (9.5%). Questo processo costituisce il fondo principale per gli eventi $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ in quanto i due processi hanno la medesima segnatura sperimentale, ovvero due leptoni identificati nell'apparato. Tuttavia i leptoni provenienti dalle W^\pm sono scorrelati perchè provengono dal decadimento di due particelle differenti e, quindi, il loro spettro di massa invariante non è risonante (figura 2.5) ed inoltre sono fortemente acoplanari.

4.2.3 $e^+e^- \rightarrow We\nu \rightarrow q\bar{q}e\nu$

Il processo di produzione $e^+e^- \rightarrow We\nu$, detto di W singola, costituisce un fondo importante per tutti gli eventi ad alta energia ed impulso mancanti. Difatti in questo tipo di processo (figura 2.9) l'elettrone uscente si trova a piccoli angoli polari, per cui si perde nella zona lungo il tubo a vuoto dei fasci, che non è coperta da rivelatori. Nel caso di decadimento adronico della W^\pm prodotta *on mass shell* sono presenti nell'apparato solo due jets di particella adroniche. Anche qui, comunque, sono utili le variabili topologiche degli eventi adronici per distinguere questo fondo dal nostro segnale.

Purtroppo la sezione d'urto del processo di produzione di W^\pm singola non è conosciuta con una precisione comparabile con quella degli altri processi perchè essa diverge a causa del contributo di fotoni quasi reali nei diagrammi di fusione. Per poter trattare correttamente questo processo, useremo il Monte Carlo EXCALIBUR per l'intero processo a quattro fermioni $q\bar{q}e\nu$ dovuto ai diagrammi di corrente carica **CC20**.

È infatti anche qui impossibile distinguere a posteriori nella produzione dei quattro fermioni finali $q\bar{q}e\nu$ fra tutti i diagrammi **CC20** quelli doppio risonanti **CC03** e quelli singolo risonanti. Comunque l'incertezza sulla misura

della sezione d'urto di produzione della W^\pm singola sarà considerata nella valutazione dell'errore sistematico sulla misura della sezione d'urto di produzione delle coppie di bosoni Z .

4.2.4 Altri processi di fondo

Vi sono altri numerosi processi di fondo per la produzione di coppie di bosoni vettori Z reali, i quali, tuttavia, risultano contribuire in modo minore rispetto a quelli visti fino ad ora.

Per i canali adronici un altro fondo importante, considerata la sezione d'urto relativamente elevata a questa energia (15.5 nb), è il processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, che procede, oltre che attraverso normali diagrammi di QCD, anche attraverso i diagrammi multiperiferici ai quali ci riferiremo con il nome di collisioni $\gamma\gamma$ o di fisica dei due fotoni. Tali eventi sono caratterizzati, a causa dello scambio di due fotoni quasi reali, da un basso valore dell'impulso trasverso (P_t), dalla bassa energia visibile e dall'assenza di strutture risonanti nello spettro di massa invariante dei jets. Per il canale di decadimento $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ costituiscono un fondo importante i processi di ritorno radiativo alla Z $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ con la produzione di coppie di leptoni coplanari ed acollineari ed la radiazione di stato iniziale persa nel tubo dei fasci.

Nel caso particolare della presenza di una coppia di muoni nello stato finale non è trascurabile la possibile contaminazione di muoni cosmici non identificati come tali.

Infine, come abbiamo del resto già ricordato, in tutti i canali di decadimento, in particolar modo per quelli in cui la contaminazione dagli altri fondi è più bassa, costituiscono un fondo irriducibile gli eventi a quattro fermioni fuori dalla definizione del segnale.

4.3 Selezione degli eventi ZZ ad energia mancante

L'analisi dei dati raccolti nel 1998 dall'apparato L3 al LEP per la ricerca e la selezione degli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ e $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ è stata effettuata attraverso uno studio comparato delle simulazioni Monte Carlo degli eventi di segnale e di fondo. In primo luogo si sono individuate le caratteristiche cinematiche del segnale che lo differenziano profondamente dai processi di fondo principali. In base a tale studio si è giunti alla definizione di una serie di tagli cinematici, che chiameremo criteri di preselezione, grazie ai quali si seleziona un insieme ridotto di eventi in cui cercare i "candidati" ZZ . La preselezione è stata mirata a conservare quanti più eventi di segnale possibile,

ovvero conservando un'alta efficienza di selezione ε_{ZZ} , la quale viene stimata dal Monte Carlo nel seguente modo:

$$\varepsilon_{ZZ} = \frac{N_{selezionati}^{MC}}{N_{generati}^{MC}} \quad (4.2)$$

Successivamente, dopo aver controllato che le simulazioni Monte Carlo riproducano correttamente l'andamento dei dati selezionati nelle principali variabili cinematiche, ovvero che le loro predizioni siano sufficientemente attendibili per potervi basare la procedura di analisi, si procede alla selezione propriamente detta. In questa fase si applicano in modo iterativo tagli sulle principali variabili cinematiche, in modo da incrementare, conservando comunque la più alta efficienza possibile, il rapporto $\frac{N_{ZZ}}{\sqrt{N_{fondo}}}$ dove :

$$N_{ZZ} = \varepsilon_{ZZ} \times \mathcal{L} \times \sigma_{ZZ} \quad (4.3)$$

è il numero di eventi attesi di segnale e :

$$N_{fondo} = \mathcal{L} \sum_i \varepsilon_i \times \sigma_i \quad (4.4)$$

è il numero di eventi di fondo attesi. La somma è appunto estesa a tutti i fondi previsti dal Modello Standard e le singole efficienze ε_i sono definite come nella (4.2), mentre con \mathcal{L} è indicata la luminosità integrata raccolta (paragrafo 3.6); σ_{ZZ} e σ_i sono invece le sezioni d'urto attese per il segnale (0.662 pb) e per i fondi (tabella 4.2).

Definito un insieme di N variabili su cui applicare i tagli di selezione, l'effettiva utilità di ciascuna richiesta viene controllata rimuovendo il taglio i-esimo e controllando che, applicati gli altri N-1 tagli, esso migliori effettivamente il rapporto $\frac{N_{ZZ}}{\sqrt{N_{fondo}}}$. Tale procedura iterativa conduce alla selezione desiderata.

4.3.1 Studio degli eventi ZZ ad energia mancante

Gli eventi dei processi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ e $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$, in cui una Z reale decade in una coppia di neutrini, presentano le seguenti caratteristiche:

- Alta energia mancante, ovvero la somma dell'energia complessiva misurata \mathbf{E}_{vis} nell'evento non superiore al 65% circa dell'energia disponibile nel centro di massa, segnatura sperimentale del fatto che una delle due Z non è rivelata.

- Massa invariante misurata della coppia di jets o leptoni M_{VIS} prossima alla massa M_Z del bosone vettore Z .
- Massa di rinculo M_{REC} alla coppia di jets o leptoni definita come :

$$M_{\text{REC}} = \sqrt{((\sqrt{s} - E_1 - E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2)} \quad (4.5)$$

dove E_i, \mathbf{p}_i sono rispettivamente l'energia e l'impulso misurati della coppia di jets (leptoni), prossima a M_Z .

- Angolo α nello spazio fra gli impulsi dei due jets o leptoni, che chiameremo angolo di *acollinearità*, leggermente minore di 180° , data la risoluzione angolare dei jets e dei leptoni, in quanto la Z che decade nelle particelle rivelate è prodotta con un piccolo *boost*, essendo $\sqrt{s} > 2M_Z$.
- Angolo β nel piano trasverso alla direzione dei fasci fra le proiezioni sul piano stesso degli impulsi dei jets o leptoni, detto angolo di *acoplanarità*, determinato anch'esso dalle condizioni cinematiche e prossimo a 180° .
- Impulso mancante che può puntare, sostanzialmente, in tutto il rivelatore, in quanto la sua distribuzione angolare è quella della Z che decade in neutrini.
- Per gli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ alta molteplicità di tracce ed alta attività calorimetrica, tipica degli eventi adronici.
- Per gli eventi $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$, con $\ell = e, \mu$, bassa molteplicità di tracce, tipica degli eventi con due leptoni identificati, ed attività calorimetrica compatibile con esse.

Una delle tecniche sperimentali che si possono impiegare per migliorare la risoluzione sulle masse invarianti è un cosiddetto “fit cinematico” ai quadripulsi dei jet o dei leptoni. Il fit consiste nel variare l'energia E e gli angoli polare ed azimutale θ, ϕ di ciascun jets o leptone nella risoluzione sperimentale con cui tali osservabili sono state misurate, minimizzando la differenza fra la massa invariante della coppia in questione e la massa della Z . In sostanza stiamo ipotizzando di “vedere” un bosone vettore Z ed un parametro è calcolato per controllare la compatibilità con questa ipotesi. Ottenuti dunque i nuovi E^*, θ^*, ϕ^* , con essi ricostruiamo alcune delle variabili cinematiche, in particolar modo la massa di rinculo e la direzione dell'impulso mancante, che risulteranno essere maggiormente discriminanti fra segnale e fondo rispetto alle precedenti. I risultati del fit sono superiori nel caso dei leptoni perchè le risoluzioni angolari ed in energia sono migliori.

4.3.2 Preselezione degli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

I criteri di preselezione degli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ sono una semplice conseguenza delle considerazioni fatte nei paragrafi precedenti sulle caratteristiche cinematiche del segnale e dei principali fondi. Richiediamo, dunque, che gli eventi abbiano le seguenti caratteristiche:

- Almeno tre tracce ricostruite nell'evento ($N_{\text{TRACCE}} \geq 3$) e quindici cluster calorimetrici ($N_{\text{CLUSTER}} \geq 15$) per selezionare gli eventi di natura adronica.
- Massa invariante dei jets compresa fra il 35% ed il 65% di \sqrt{s} ($0.35 \leq \frac{M_{\text{VIS}}}{\sqrt{s}} \leq 0.65$). Tale richiesta serve ad eliminare l'enorme contributo dagli eventi con un'alta massa visibile come $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$ ed $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, o a bassa massa visibile come i processi di fisica dei due fotoni $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ (figura 4.1).
- Energia visibile E_{VIS} fra il 40% ed il 65% dell'intera energia disponibile \sqrt{s} . La richiesta inferiore serve ad eliminare il contributo proveniente dai processi adronici di fisica dei due fotoni, mentre quella superiore serve ad eliminare il contributo dei decadimenti semileptonici delle W^+W^- in cui il leptone è rivelato (figura 4.1).
- Angolo polare dell'impulso mancante dell'evento θ_p nell'intervallo $(6^\circ, 174^\circ)$, ovvero lontano dalla direzione dei fasci. Questo taglio permette di eliminare gran parte del contributo proveniente dal ritorno radiativo alla Z e dei processi a due fotoni provenienti da diagrammi multiperiferici, in cui, rispettivamente, un fotone di alta energia o i due elettroni sono persi nel tubo a vuoto (figura 4.1).
- Energia complessiva raccolta nel monitor di luminosità e nell'ALR (paragrafo 3.2.8) minore di 3 GeV ($E_{\text{LUM}} + E_{\text{ALR}} \leq 3\text{GeV}$), anche qui per ridurre il contributo dai processi appena descritti.

Queste richieste cinematiche selezionano 2515 eventi nei dati, mentre il numero di eventi attesi, calcolati secondo le (4.3) e (4.4), sono rispettivamente $N_{\text{ZZ}} = 19.7 \pm 0.1$ e $N_{\text{Fondo}} = 2556 \pm 15$. L'errore su questa stima proviene dall'errore con cui è calcolata nel Modello Standard la sezione d'urto di ogni singolo processo e dalla statistica Monte Carlo per i diversi processi simulati. L'efficienza ε_{ZZ} è pari al 66.2%. Un elenco dei contributi al fondo provenienti dai vari processi è mostrato in tabella 4.3. Nella figura 4.1 mostriamo il confronto fra dati e Monte Carlo per alcune osservabili di particolare interesse; le simulazioni Monte Carlo riproducono in modo soddisfacente la

preselezione $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	
processo	eventi attesi
$q\bar{q}(\gamma)$	1746 ± 8
W^+W^-	375 ± 3
$W e\nu_e$	102 ± 2
$e^+e^- q\bar{q}$	297 ± 12
Altri fondi	36 ± 1
Totale fondo	2556 ± 15
ZZ	19.1 ± 0.1
Dati selezionati	2515

Tabella 4.3: Eventi di fondo attesi dopo la preselezione per gli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. L'efficienza di selezione per il segnale è pari al 66.2%

realtà fisica misurata, per cui è possibile proseguire l'analisi con la selezione propriamente detta.

4.3.3 Selezione degli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

La selezione finale degli eventi $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ è anch'essa diretta conseguenza dello studio delle caratteristiche cinematiche del segnale e dei processi di fondo. Le variabili ottimali per la selezione sono:

- **Direzione dell'impulso mancante.** Richiediamo che per l'angolo polare dell'impulso mancante valga $\sin \theta_p > 0.5$ (figura 4.2).
- **Massa di rinculo ai due jets.** Selezioniamo solo gli eventi con alta massa di rinculo, nella fattispecie $M_{\text{REC}} > 74\text{GeV}$. Questo taglio elimina gran parte del fondo proveniente dal ritorno radiativo alla Z non eliminato dalla preselezione.
- **Massa di rinculo ai due jets dopo il fit cinematico.** Come già detto l'operazione di ottimizzazione della massa invariante dei jets imponendo che essi provengano da una Z consente di poter chiedere una massa di rinculo più alta, $M_{\text{REC}}^{\text{Fit}} > 80\text{GeV}$, eliminando anche gran parte del fondo proveniente dal processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.
- **Angolo di acollinearità fra i jets.** Per eliminare il fondo proveniente dai decadimenti adronici delle W^\pm , dove i jets sono più stretti fra loro, e quello degli eventi $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ con jets collineari, richiediamo che $\alpha \in (137.5^\circ, 169^\circ)$.

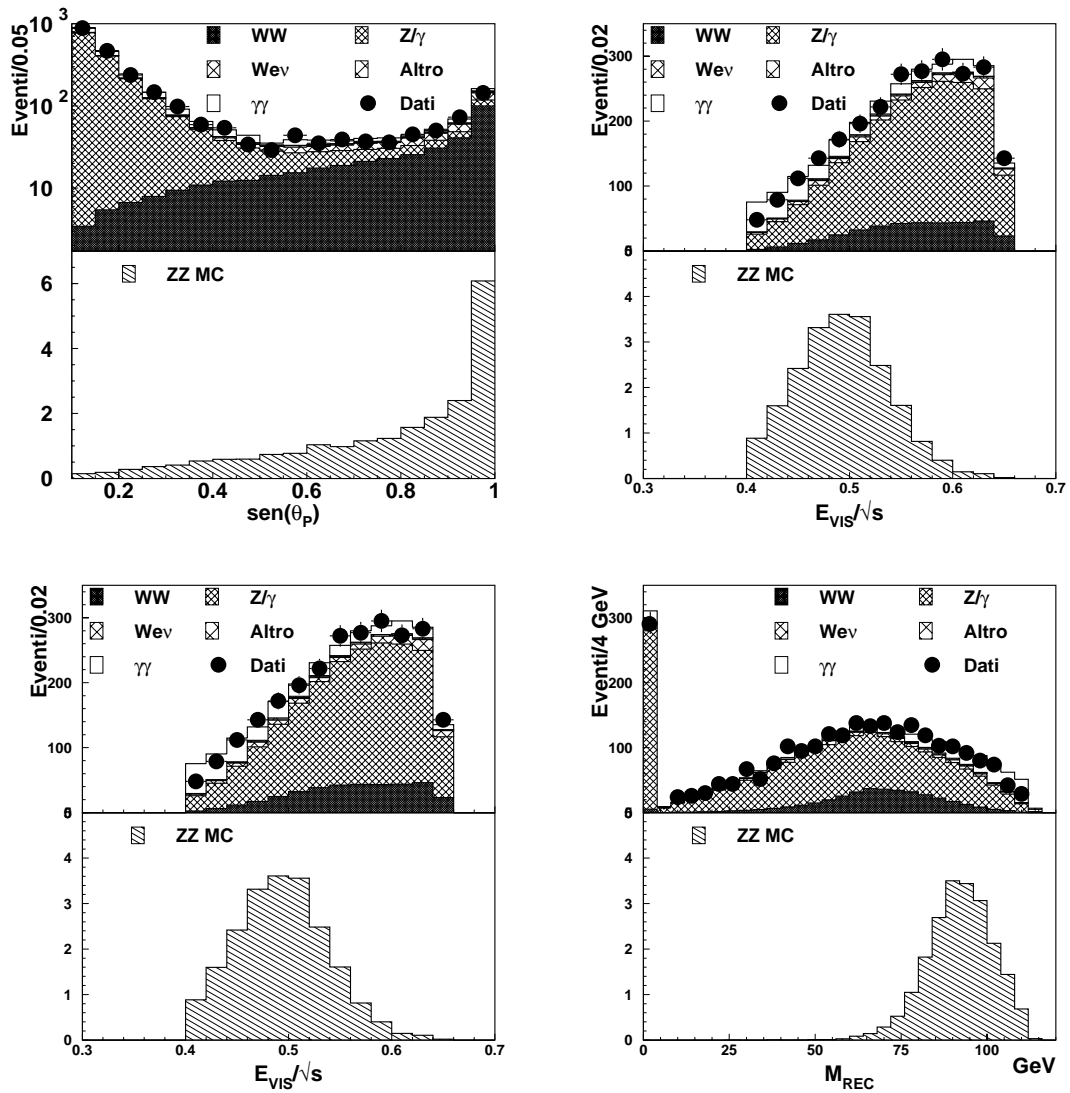


Figura 4.1: Alcune osservabili per gli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ dopo la preselezione. In alto a sinistra la distribuzione del seno dell'angolo polare del momento mancante; a destra l'energia visibile. In basso a sinistra la massa invariante della coppia di jets, a destra, invece, la massa che ad essi rincula, dove si può notare che la procedura di fit cinematico riproduce una massa invariante prossima a zero per i fotoni di stato iniziale. Il confronto fra i dati e la previsione Monte Carlo è pienamente soddisfacente.

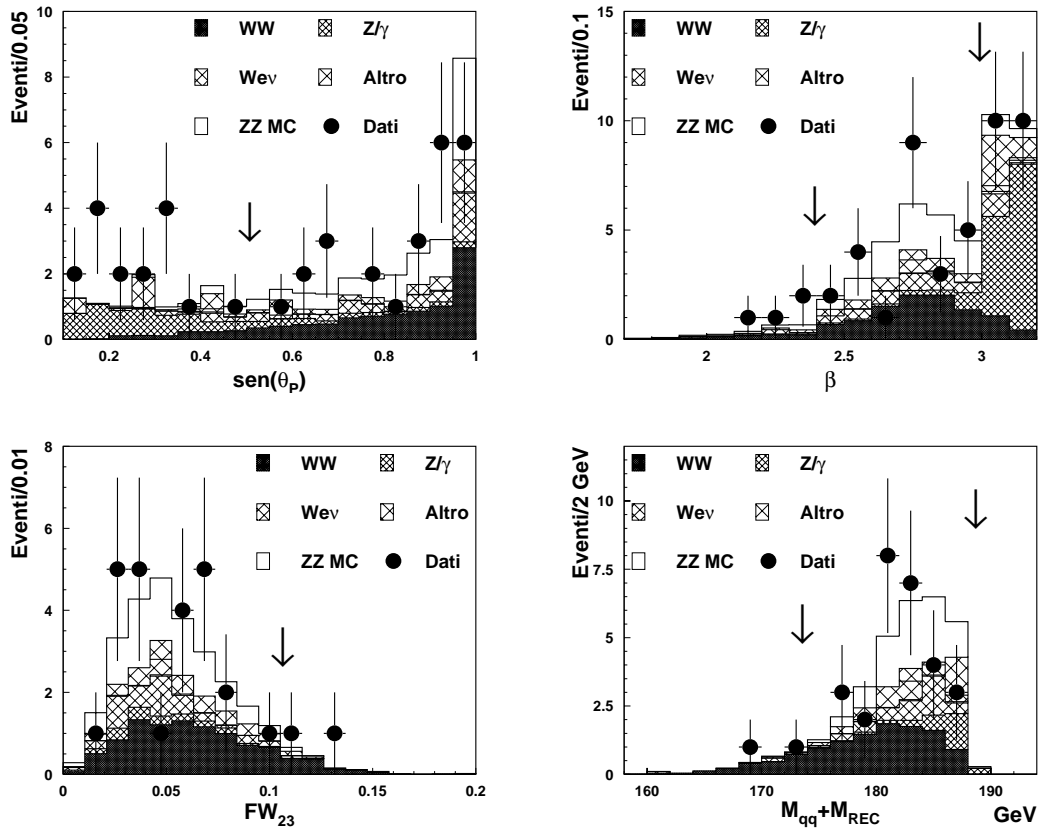


Figura 4.2: Alcune variabili usate nella selezione degli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. Ogni grafico mostra le distribuzioni dopo aver applicato i tagli su tutte le altre variabili e la freccia indica la selezione effettuata. In alto a sinistra la distribuzione del seno dell'angolo polare del momento mancante; a destra l'angolo di acoplanarità fra i jets. In basso a sinistra il momento di Fox-Wolfram FW_{23} ; a destra, invece, la somma della massa invariante dei jets e della la massa che ad essi rincula.

- **Angolo di acoplanarità fra i jets.** Anche qui, per i medesimi motivi, selezioniamo gli eventi con un angolo β compreso fra 137.5° e 172° , ovvero nella zona dove ci attendiamo gli eventi ZZ, secondo la stima della simulazione Monte Carlo (figura 4.2).
- **Momenti di Fox e Wolfram.** Come definiti nella (4.1), queste variabili quantificano la distribuzione spaziale degli eventi adronici. Richiediamo, per sopprimere parte dei fondi adronici, che $FW_{23} < 0.1$; $FW_{31} < 8 \times 10^{-3}$; $FW_{32} > -4 \times 10^{-3}$; $FW_{33} > -1 \times 10^{-3}$ (figura 4.2).
- **Somma della massa di rinculo e della massa visibile.** Questa variabile è decisiva nel discriminare gran parte del fondo proveniente dalla produzione di coppie W^+W^- ; selezioniamo solo gli eventi per cui $M_{\text{REC}} + M_{\text{VIS}} \in (176, 187)\text{GeV}$ (figura 4.2).
- **Energia in un cono di 60° opposto alla direzione dei jets.** Un taglio a 15 GeV su questa variabile (E_{C60}), permette di eliminare il fondo proveniente dal processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$, in quanto per i due jets provenienti dalla Z ci attendiamo una bassa attività calorimetrica nella direzione opposta ai due jets. Invece, nel caso della presenza di un τ che decade adronicamente, per come è ricostruito l'evento, i suoi prodotti di decadimento possono essere inclusi in uno dei due jets, ma l'attività calorimetrica opposta alla loro somma sarà comunque segno della presenza del τ .

Il risultato di tali tagli porta a selezionare 24 eventi nei dati, con un'efficienza per il segnale pari a $\varepsilon_{ZZ} = 27.2\%$. Il numero di eventi attesi è $N_{ZZ} = 8.1 \pm 0.2$ per il segnale e $N_{\text{fondo}} = 16.5 \pm 0.6$ per il fondo così distribuiti: 8.4 ± 0.3 dalla produzione di coppie di bosoni W^+W^- , 1.4 ± 0.1 dal ritorno radiativo alla Z, 3.4 ± 0.4 dalla W^\pm singola, 2.8 ± 0.2 dalla produzione $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ non doppio risonante e 0.5 ± 0.3 da altri fondi minori.

In figura 4.2 mostriamo alcune delle variabili su cui abbiamo applicato i tagli di selezione.

4.3.4 Preselezione degli eventi $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$

I criteri di preselezione per gli eventi $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ dipendono dal sapore di ℓ , in quanto le variabili per l'identificazione di un elettrone o di un muone nel rivelatore sono differenti, ma sono accomunati dalla richiesta che due leptoni del medesimo "sapore" siano identificati nell'evento. Poiché, inoltre, le variabili cinematiche di elettroni e muoni sono misurate con una differente

risoluzione, anche sulla medesima variabile è talvolta opportuno effettuare tagli differenti.

I criteri di selezione per gli elettroni sono:

- Rapporto fra l'energia raccolta in una matrice 3×3 e 5×5 di cristalli di BGO intorno al cristallo più energetico superiore a 0.8 , $\frac{E_9}{E_{25}} > 0.8$ (paragrafo 3.4).
- Funzione di χ_{EM}^2 (3.8) per discriminare gli sciame elettromagnetici nel calorimetro inferiore a 30.
- Deposito di energia presente in almeno 22 cristalli.
- Elettroni leggermente acollineari per diminuire il contributo dei “Bhabha radiativi” $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, $\alpha < 177.6^\circ$, dove abbiamo indicato con α l'angolo di collinearità
- Proiezione non nulla dell'impulso totale dell'evento sul piano trasverso ai fasci, in modo da selezionare eventi in cui l'impulso mancante non è diretto lungo i fasci, $P_t > 4$ GeV.
- Massa invariante della coppia di elettroni identificati prossima alla massa della Z, ovvero fra 65 e 105 GeV.
- Alta energia mancante nell'evento, $E_{vis} \in (75, 115)$ GeV.

Per i muoni invece richiediamo che:

- le distanze (DCA) fra le tracce dei muoni e il centro di interazione siano opportunamente compatibili, secondo i criteri esposti nel paragrafo 3.4, per eliminare quegli eventi in cui vengono identificati dei muoni cosmici, non provenienti dunque dal centro di interazione, $|DCA_z| < 100\text{mm}$, $|DCA_{r,\phi}| < 300\text{mm}$ e $\frac{|DCA_{r,\phi}|}{\sigma_{DCA}} < 3$;
- vi sia almeno uno scintillatore in tempo, come spiegato nel capitolo 3, sempre per eliminare il contributo dei cosmici;
- la massa invariante della coppia di muoni identificati sia prossima alla massa della Z, $M_{\mu\mu} \in (60, 130)\text{GeV}$;
- l'energia misurata nell'evento sia compatibile con il fatto che una Z sia decaduta in neutrini, $E_{vis} \in (65, 140)\text{GeV}$, e che essa provenga fondamentalmente dai due muoni, $\frac{E_1+E_2}{E_{vis}} > 0.925$;

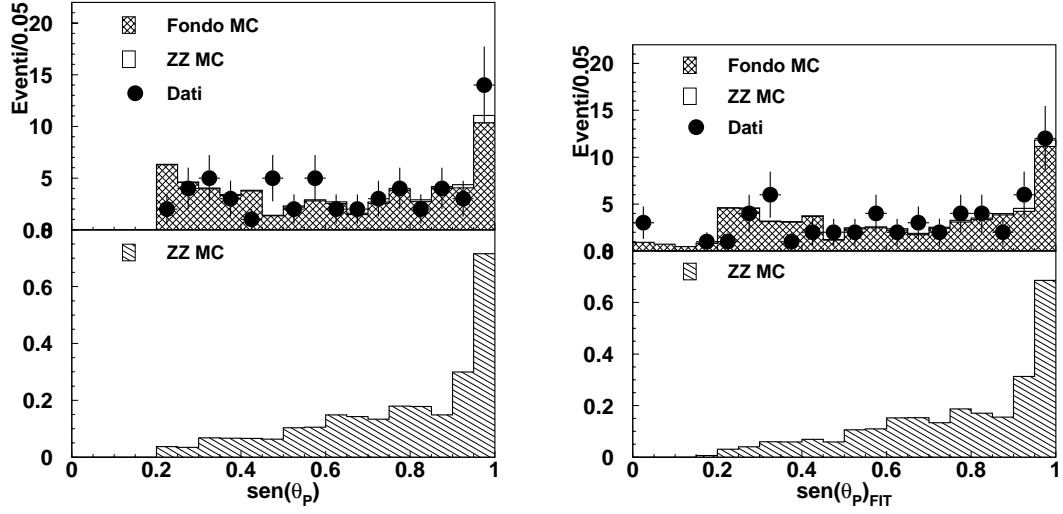


Figura 4.3: Distribuzione del seno dell'angolo dell'impulso mancante per gli eventi $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ dopo i tagli di preselezione. A destra è mostrata la distribuzione dopo il fit cinematico; come si può notare si ottiene una maggiore separazione fra il segnale ed il fondo.

- Angolo di acollinearità fra i muoni $\alpha \in (115^\circ, 175^\circ)$ per eliminare il contributo della produzione di coppie di muoni ad alta energia.

Per entrambi i casi richiediamo che il momento mancante punti nell'apparato per eliminare la contaminazione dagli eventi di produzione radiativa di coppie di leptoni, ovvero di fisica dei due fotoni $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\ell^+\ell^-$, in cui, rispettivamente, fotoni o elettroni siano persi lungo i fasci ($\sin(\theta_p) > 0.2$) e che l'energia complessiva raccolta nel monitor di luminosità e nell'ALR sia minore di 3 GeV.

La preselezione conduce ad un campione statistico di 44 eventi per il canale elettronico e di 17 per quello muonico, le efficienze di preselezione sono rispettivamente $\varepsilon_e = 68.3\%$ ed $\varepsilon_\mu = 48.1\%$. I dettagli sui fondi attesi per entrambi i canali sono mostrati nella tabella 4.4. Anche qui, come nel caso degli eventi $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, l'accordo fra le simulazioni Monte Carlo e i dati raccolti è ampiamente soddisfacente, come si evince anche dalle figure 4.3 e 4.4.

4.3.5 Selezione degli eventi $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$

I tagli di selezione degli eventi $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ sono anch'essi improntati alla

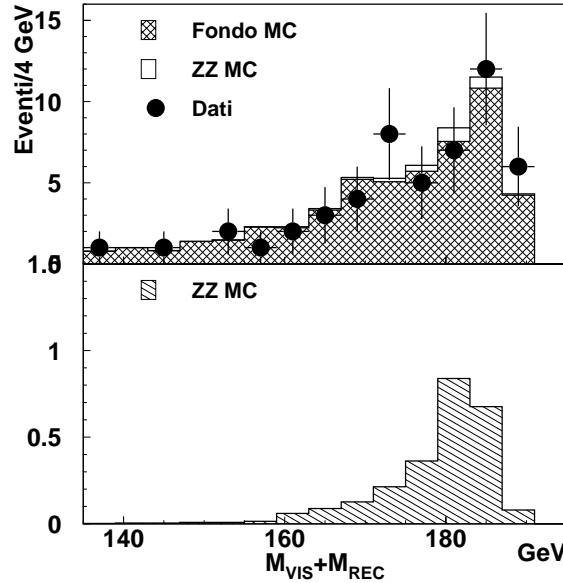


Figura 4.4: Distribuzione della somma della massa invariante dei leptoni e di quella che ad essi rincula, per gli eventi $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ dopo i tagli di preselezione.

chiarezza propria della segnatura sperimentale del processo in esame. Nel canale $e^+e^-\nu\bar{\nu}$ richiediamo che la massa invariante della coppia di elettroni M_{vis} sia inferiore a 95 GeV e che l'energia visibile E_{vis} sia inferiore a 98 GeV. Per ridurre il contributo proveniente dai decadimenti totalmente leptonici delle coppie di bosoni W^+W^- e dalla diffusione Bhabha con radiazione di stato iniziale. Per selezionare eventi la cui massa di rinculo sia prossima alla massa del bosone Z richiediamo $M_{\text{REC}} < 95$ GeV; inoltre selezioniamo quegli eventi per cui la massa di rinculo alla coppia e^+e^- dopo il fit cinematico $M_{\text{REC}}^{\text{FIT}}$ sia superiore a 88 GeV. Infine richiediamo che la proiezione sul piano trasverso ai fasci dell'impulso mancante dopo il fit cinematico P_t sia inferiore a 29 GeV e che l'angolo di acollinearità α sia inferiore 166° .

Con tali richieste si selezionano 2 eventi nei dati, attendendo 0.56 ± 0.04 eventi di segnale ($\varepsilon_e = 29.1 \pm 0.3\%$) e 0.51 ± 0.05 eventi di fondo così distribuiti: 0.28 ± 0.04 eventi dal fondo di quattro fermioni $e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$ non ZZ ma che comprende gli eventi $W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu\mu^-\bar{\nu}_\mu$; 0.06 ± 0.02 eventi dagli altri decadimenti leptonici delle coppie W^+W^- ; 0.15 eventi dallo "scattering" Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ il cui valore è ottenuto attraverso una procedura descritta nel paragrafo 5.2 e non dall'usuale conteggio degli eventi Monte Carlo. Infatti l'insufficiente quantità di eventi simulati condurrebbe

preselezione	$e^+e^- \nu\bar{\nu}$	$\mu^+\mu^- \nu\bar{\nu}$
processo	eventi attesi	
Bhabha	26.1 ± 2.7	—
W⁺W	2.7 ± 0.2	1.6 ± 0.1
e⁺e⁻ $\nu_e\bar{\nu}_e$	9.4 ± 0.2	—
$\mu^+\mu^- \nu\bar{\nu}$	—	8.2 ± 0.1
$\tau^+\tau$	2.9 ± 0.2	—
$\mu^+\mu$	—	8.1 ± 0.5
Altri fondi	0.3 ± 0.1	0.5 ± 0.1
Totale fondo	41.4 ± 2.7	18.4 ± 0.5
ZZ	1.33 ± 0.08	0.75 ± 0.06
Dati selezionati	44	17

Tabella 4.4: Eventi di fondo attesi dopo la preselezione per gli eventi $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$. L'efficienza di selezione è pari al 68.3% nel caso degli elettroni e al 48.1% nel caso dei muoni.

all'erronea valutazione di un'efficienza di selezione nulla per il processo in esame.

Nel caso in cui osserviamo una coppia di muoni richiediamo che l'angolo di acollinearità α sia compreso nell'intervallo $(143^\circ, 172^\circ)$, per eliminare il contributo residuo dei muoni cosmici e ridurre il numero di eventi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. Richiediamo inoltre che sia la massa invariante dei muoni, sia le masse di rinculo alla coppia $\mu^+\mu^-$ prima e dopo il fit cinematico, siano prossime ad M_Z ($85 < M_{\text{VIS}} < 98 \text{ GeV}$, $84 < M_{\text{REC}} < 98 \text{ GeV}$, $85 < M_{\text{REC}}^{\text{FIT}} < 95 \text{ GeV}$). Infine, per ridurre il contributo da eventi a quattro fermioni non ZZ, richiediamo che l'impulso trasverso P_t^{FIT} dopo il fit cinematico sia compreso fra 4 e 30 GeV. In tal modo viene selezionato un evento nei dati contro una previsione del Modello Standard di 1.06 eventi (0.34 ± 0.03 eventi di segnale e 0.72 ± 0.07 eventi di fondo). L'efficienza di selezione ε_μ è pari al $21.2 \pm 0.3 \%$ e i principali fondi sono i processi a quattro fermioni $\mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ (0.42 ± 0.02), che anche qui comprende il decadimento delle coppie W^+W^- , e la produzione di coppie $\mu^+\mu^-$ con radiazione di stato iniziale (0.24 ± 0.06).

In figura 4.5 e 4.6 sono mostrate le principali variabili cinematiche su cui sono stati applicati i tagli di selezione per gli eventi $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ ed in tabella 4.5 sono riassunti i risultati delle selezioni per gli eventi ZZ ad energia mancante.

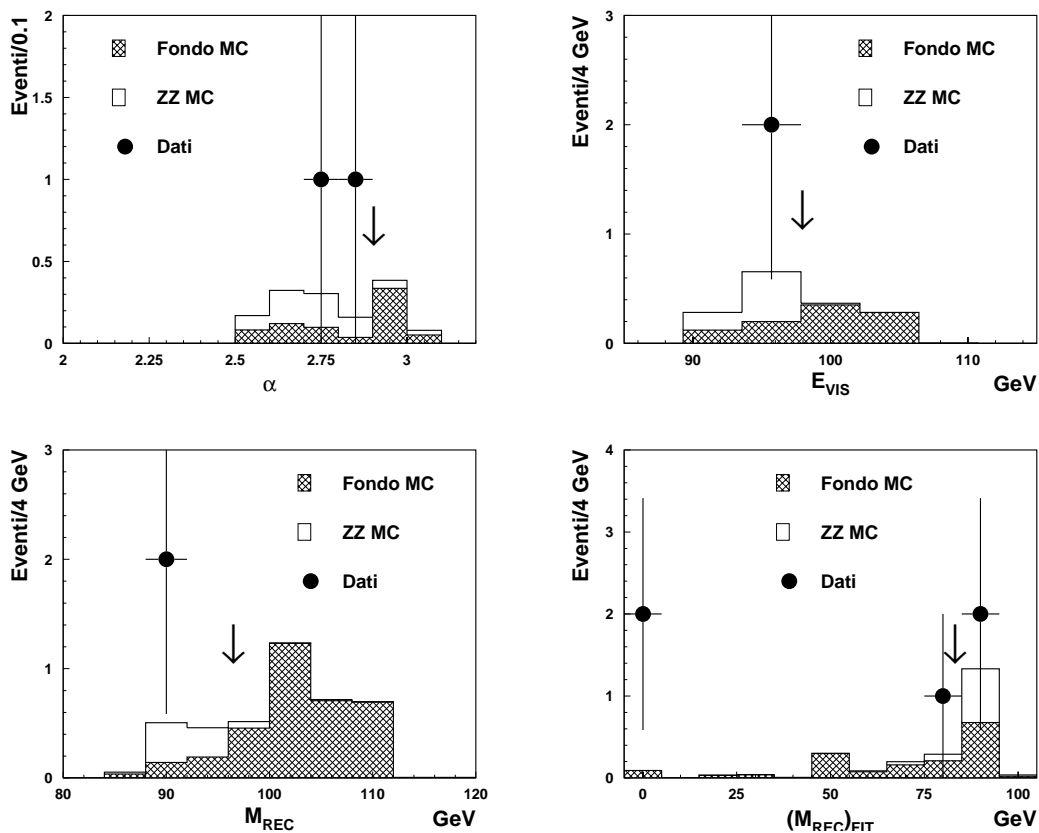


Figura 4.5: Alcune variabili usate nella selezione degli eventi $ZZ \rightarrow e^+e^- \nu\bar{\nu}$. Ogni grafico mostra le distribuzioni dopo aver applicato i tagli su tutte le altre variabili e la freccia indica la selezione effettuata. In alto a sinistra la distribuzione degli eventi in funzione dell'angolo di acoplanarità fra gli elettroni; a destra l'energia visibile. In basso mostriamo la massa che rincula alla coppia di elettroni prima e dopo il fit cinematico.

	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$e^+e^- \nu\bar{\nu}$	$\mu^+\mu^- \nu\bar{\nu}$
segnale atteso	8.1 ± 0.2	0.56 ± 0.04	0.34 ± 0.03
efficienza	27.2 %	29.1%	21.2%
fondo atteso	16.5 ± 0.8	0.36 ± 0.05	0.72 ± 0.07
dati	24	2	1

Tabella 4.5: Numero di eventi ZZ, dati selezionati e fondo atteso per i canali ad energia mancante.

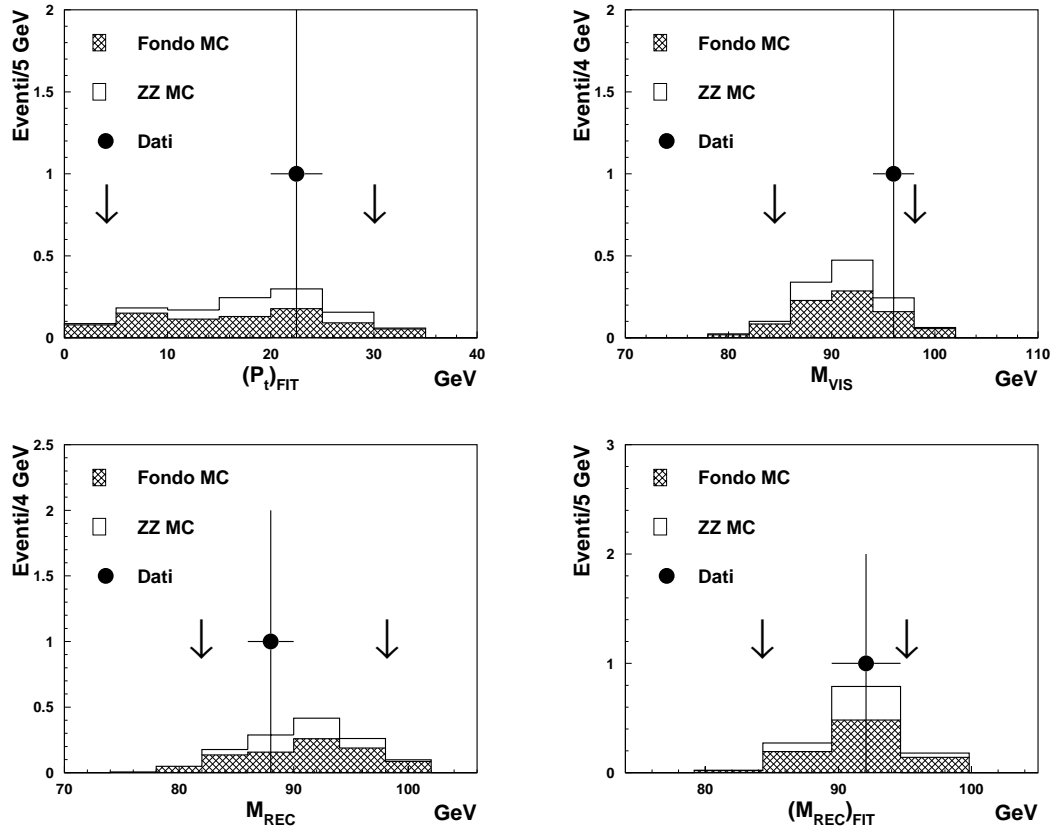


Figura 4.6: Alcune variabili usate nella selezione degli eventi $ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu \bar{\nu}$. Ogni grafico mostra le distribuzioni dopo aver applicato i tagli su tutte le altre variabili e la freccia indica la selezione effettuata. In alto a sinistra la proiezione dell'impulso mancante sul piano trasverso ai fasci dopo il fit cinematico; a destra la massa invariante della coppia di muoni. In basso mostriamo la massa che rinvola alla coppia $\mu^+ \mu^-$ prima e dopo il fit cinematico.

4.4 Selezione degli altri canali di decadimento

Per completezza descriviamo ora i criteri di selezione operati nell'ambito della collaborazione L3 [47] per gli altri canali di decadimento del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$. I risultati di tali analisi verranno poi combinati, con quelli ottenuti dalla selezione degli eventi ad energia mancante, per ottenere la misura della sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow ZZ$ ed i limiti sui parametri che descrivono gli accoppiamenti anomali nella produzione di coppie di Z , come vedremo nel prossimo capitolo.

In tabella 4.8 riassumiamo i risultati di queste selezioni ed in figura 4.7 mostriamo le principali distribuzioni per queste analisi.

4.4.1 Eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$

La selezione di questi eventi è basata sulla richiesta di poter osservare nell'apparato eventi ad alta energia e ad alta molteplicità di traccia e di poter ricostruire almeno quattro jets nell'evento. Poi, attraverso l'utilizzo di una rete neurale, si discrimina il segnale dai principali fondi (W^+W^- e $Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$) studiando le masse invarianti dei possibili accoppiamenti fra i jets ed altre variabili topologiche e cinematiche. Fondamentale è l'utilizzo di una procedura di fit cinematico, simile a quella già descritta, dove si impone, oltre alla conservazione del quadrimpulso, anche che i jets provengano dal decadimento di due particelle identiche. Tale procedura è comunemente conosciuta con il nome di fit cinematico 5C, ossia a cinque vincoli. Attraverso questa analisi si selezionano 163 eventi nei dati con un'efficienza di selezione del 47% per il segnale attendendo 153 eventi di fondo.

4.4.2 Eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\ell^+\ell^-$

Il primo passo per studiare questa classe di eventi è quello di applicare, anche in questo caso, dopo aver individuato due leptoni energetici e due jets, il fit cinematico che impone la conservazione dell'energia e dell'impulso e ipotizza la produzione di due particelle di eguale massa. Quindi si studiano le caratteristiche cinematiche dell'evento, in particolar modo la massa invariante della coppia di leptoni e la massa che ad essi rincula, ovvero la massa invariante dei jets.

Particolare attenzione viene dedicata nel canale $ZZ \rightarrow q\bar{q}\tau^+\tau^-$ all'identificazione del leptone τ e al fatto che, a causa dei decadimenti di tale leptone, sono possibili delle sovrapposizioni fra le selezioni, nel senso che, ad esempio,

	selezione qqee	selezione qq $\mu\mu$	qq selezione $\tau\tau$
qqee MC	78 %	0 %	46 %
qq $\mu\mu$ MC	0 %	63 %	49 %
qq $\tau\tau$ MC	0 %	1 %	32 %

Tabella 4.6: Matrice delle efficienze per la selezione $q\bar{q}\ell^+\ell^-$.

le richieste per gli eventi $q\bar{q}\tau^+\tau^-$ selezionano una parte di eventi $q\bar{q}e^+e^-$. La matrice delle efficienze è riportata in tabella 4.6. Complessivamente si selezionano 15 eventi nei dati contro i 16.3 attesi dal Modello Standard (10.9 eventi di segnale e 5.4 di fondo).

4.4.3 Eventi $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$

Lo studio di questi eventi si basa principalmente sulle variabili di identificazione dei leptoni nell'evento e sulle loro caratteristiche cinematiche. In questo caso lo studio delle masse invarianti delle coppie di leptoni conduce a selezionare due eventi, mentre il Modello Standard predice 0.7 eventi di segnale e 0.6 eventi di fondo. Le efficienze di selezione (tabella 4.7) variano fra il 66% per gli eventi $ZZ \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ ed il 2.4% per gli eventi $ZZ \rightarrow \tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$, per cui l'analisi non è ottimizzata.

eeee	56 %	$\mu\mu\mu\mu$	41 %
ee $\mu\mu$	66 %	$\mu\mu\tau\tau$	28 %
ee $\tau\tau$	29 %	$\tau\tau\tau\tau$	2.4 %

Tabella 4.7: Efficienze per la selezione $\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$.

	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$q\bar{q}\ell^+\ell^-$	$\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$
segnale atteso	24.2	10.9	0.7
efficienza	47.0 %	78% – 32%	66% – 2.4%
fondo atteso	153	5.4	0.6
dati	163	15	2

Tabella 4.8: Numero di eventi ZZ , dati selezionati e fondo atteso per i processi $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$, $ZZ \rightarrow q\bar{q}\ell^+\ell^-$ e $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$.

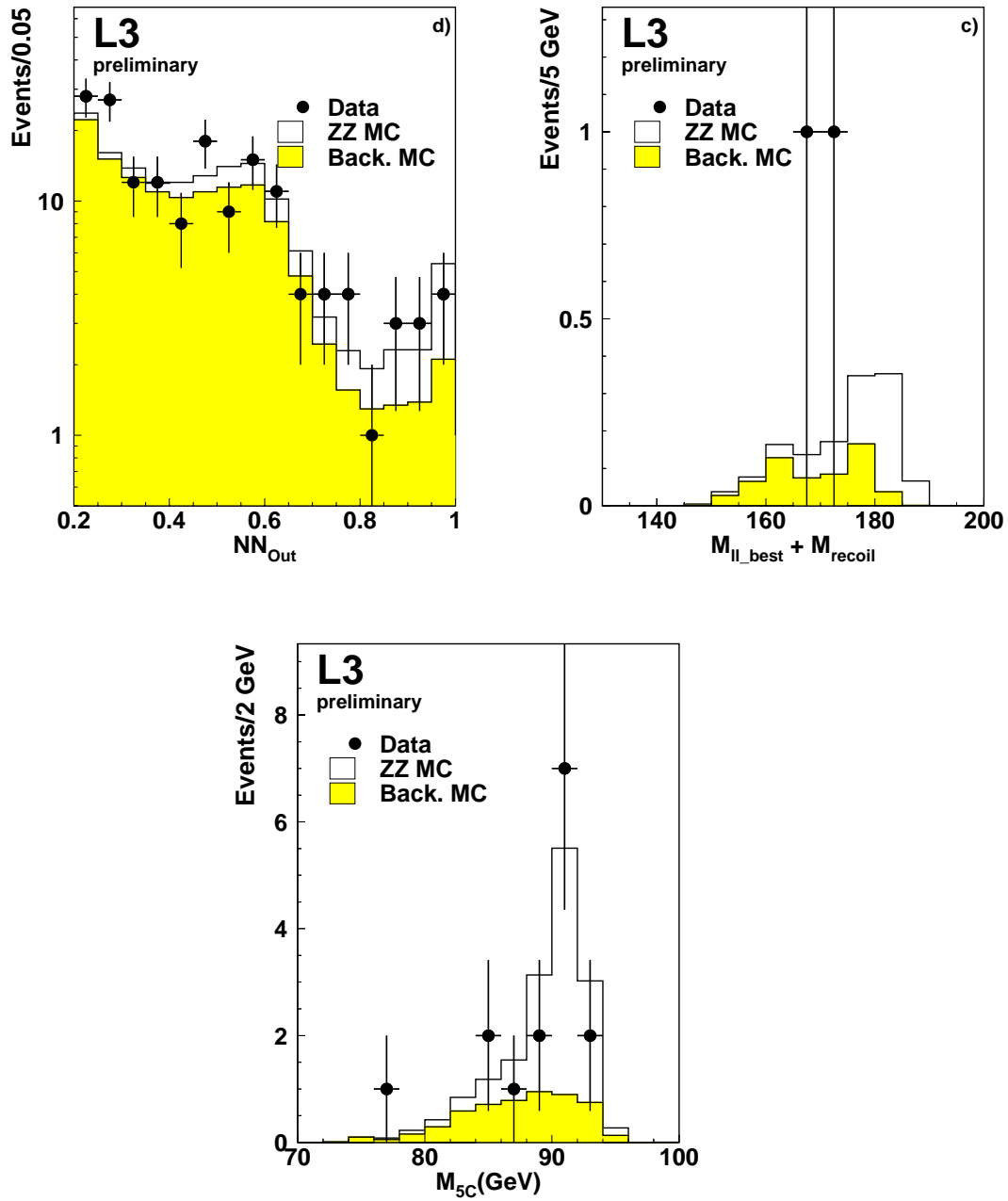


Figura 4.7: In alto a sinistra l'uscita della rete neurale per gli eventi $q\bar{q}q'\bar{q}'$. In alto a destra, per gli eventi $\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$, la somma delle masse invarianti della coppia di leptoni che dà il valore più vicino a M_Z e della massa che ad essi rincorre. In basso la massa invariante della coppia di leptoni per gli eventi $q\bar{q}\ell^+\ell^-$.

Capitolo 5

Misura della sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow ZZ$ e limiti sugli accoppiamenti anomali a $\sqrt{s} \simeq 189$ GeV

In questo capitolo mostreremo come il campione di dati selezionato nei canali ad energia mancante del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$, combinato con gli altri canali di decadimento, possa essere utilizzato per la misura della sezione d'urto di produzione di coppie di bosoni Z ad un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} \simeq 189$ GeV.

Inoltre descriveremo in dettaglio lo studio degli errori sistematici provenienti dai canali con energia mancante e dalle altre selezioni.

Infine analizzeremo la procedura per determinare i limiti sperimentali sulla presenza di eventuali accoppiamenti anomali nella produzione di coppie di bosoni vettori Z al di là del Modello Standard, come descritto nel capitolo 2.

5.1 Misura della sezione d'urto σ_{ZZ}

La misura della sezione d'urto di produzione $e^+e^- \rightarrow ZZ$ è stata effettuata attraverso l'utilizzo del principio della massima verosimiglianza. Come è noto, il numero n di eventi osservato un dato processo è una variabile casuale distribuita secondo la probabilità poissoniana:

$$P(n, \mu) = \frac{e^{-\mu} \mu^n}{n!} \quad (5.1)$$

dove μ è il valor medio della distribuzione, o equivalentemente, il numero di eventi atteso per il processo.

Nel nostro caso, considerata una generica distribuzione del numero di eventi in funzione di un'osservabile cinematica, dalle previsioni del Modello Standard ci attendiamo che, nell'intervallo i -esimo della distribuzione, il numero di eventi atteso sia la somma del numero di eventi attesi dal fondo b_i ed il numero di eventi di "segnale" s_i :

$$\mu_i = s_i + b_i \quad (5.2)$$

Per cui la probabilità di aver registrato n_i eventi è, dalla (5.1):

$$P_i(n_i, s_i + b_i) = \frac{e^{-(s_i+b_i)}(s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} \quad (5.3)$$

Se la distribuzione in esame è descritta da un istogramma ad N intervalli (*bin*) in cui in ciascun intervallo osserviamo n_i eventi aspettandone $s_i + b_i$, la probabilità totale è data dal prodotto delle singole probabilità, nell'ipotesi di eventi indipendenti.

$$L = \prod_{i=1}^N P_i = \prod_{i=1}^N \frac{e^{-(s_i+b_i)}(s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} \quad (5.4)$$

Il nostro scopo è, ora, quello di ottenere, noti gli eventi osservati in ogni intervallo n_i ed il fondo atteso b_i la miglior stima di s_i , che denoteremo con \hat{s}_i . In base al principio della massima verosimiglianza [48] affermiamo che il campione di eventi registrato è quello con la probabilità più alta; dunque la miglior stima del segnale atteso \hat{s}_i (in ogni intervallo i) è quella per cui è massima la funzione di verosimiglianza L . Se rapportiamo il numero di eventi di segnale atteso alla previsione del Modello Standard in ogni bin dell'istogramma $s_i = x s_i^{MS}$ possiamo attuare la sostituzione $L \rightarrow L(x)$. Otterremo così che la miglior stima del segnale atteso si avrà per quel valore di \hat{x} che massimizza $L(x)$, ovvero che minimizza la funzione $-\log L(x)$. Il parametro \hat{x} rappresenta, per definizione, la miglior stima del rapporto fra la sezione d'urto misurata sperimentalmente σ_{ZZ} e la sezione d'urto predetta dal Modello Standard σ_{MS} . Infatti si ha che:

$$s_i^{MS} = \sigma_{MS} \varepsilon_{ZZ} \mathcal{L} \hat{s}_i = \hat{x} s_i^{MS} = \frac{\sigma_{ZZ}}{\sigma_{MS}} \sigma_{MS} \varepsilon_{ZZ} \mathcal{L} \quad (5.5)$$

dove ε_{ZZ} è l'efficienza di selezione e \mathcal{L} è la luminosità integrata raccolta.

Come è poi noto [48], gli intervalli di confidenza (x_1, x_2) al 68% (95%) sulla stima del parametro x (e quindi sulla sezione d'urto σ) possono essere

definiti come quei valori x_1 ed x_2 in cui è pari a 0.5 (2.0) la distanza fra il logaritmo della funzione di verosimiglianza calcolata nel punto x_i ed il suo minimo:

$$-\Delta \log L = |\log L(x_i) - \log L(\hat{x})| = 0.5 \quad \simeq 68\% L.C. \quad (5.6)$$

$$-\Delta \log L = |\log L(x_i) - \log L(\hat{x})| = 2.0 \quad \simeq 95\% L.C. \quad (5.7)$$

Questo metodo prende il nome di “binned-fit” di massima verosimiglianza e, grazie all’introduzione del parametro x , può essere banalmente esteso anche a condizioni cinematiche separate, ovvero possiamo definire una funzione di verosimiglianza per m canali di decadimento diversi del processo in esame, moltiplicando le probabilità di eventi indipendenti. Dalle equazioni (5.4) e (5.5) si ottiene, con l’ovvio significato dei simboli:

$$L_{tot} = \prod_{j=1}^m \prod_{i=1}^{N_m} \frac{e^{-(x s_{ij}^{MS} + b_{ij})} (x s_{ij}^{MS} + b_{ij})^{n_{ij}}}{n_{ij}!} \quad (5.8)$$

In questo modo, assumendo noti i rapporti di decadimento, è possibile guardare al processo di produzione di coppie di Z complessivamente. È doveroso sottolineare, però, che abbiamo implicitamente assunto che il rapporto x fra la sezione d’urto misurata e quella prevista dal Modello Standard sia costante nei vari canali di decadimento, ovvero che eventuali deviazioni dal Modello Standard si manifestino globalmente su tutto il processo di produzione di coppie di Z e non solo in un suo particolare canale di decadimento. Ci riserveremo poi di verificare che ciò sia vero entro l’errore sperimentale.

Applichiamo ora il metodo qui descritto ai dati selezionati dalla nostra analisi sugli eventi ZZ ad energia mancante. Scegliamo come distribuzioni per la procedura di fit simultaneo la massa invariante dei jets negli eventi $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ e la somma delle masse invarianti dei leptoni e della massa di rinculo per gli eventi $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$. (fig. 5.1). Il risultato del fit è:

$$\hat{x} = 1.2_{-0.5}^{+0.6} \quad 68\% L.C. \quad (5.9)$$

per cui:

$$\sigma = \hat{x} \sigma_{MS} = 0.79_{-0.33}^{+0.40} \text{ pb} \quad 68\% L.C. \quad (5.10)$$

Tale risultato è ampiamente consistente entro l’errore sperimentale con la previsione del Modello Standard di 0.662 pb. Eseguiamo ora un fit combinato anche con gli altri canali di decadimento $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$, $ZZ \rightarrow q\bar{q}\ell^+\ell^-$ e

Processo	σ_{ZZ}/σ_{MS}
$ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$	$1.00^{+0.44}_{-0.40}$
$ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$1.05^{+0.64}_{-0.58}$
$ZZ \rightarrow q\bar{q}\ell^+\ell^-$	$0.94^{+0.38}_{-0.32}$
$ZZ \rightarrow \ell^+\ell^- \nu\bar{\nu}$	$2.0^{+2.2}_{-1.5}$
$ZZ \rightarrow \ell^+\ell^- \ell'^+\ell'^-$	$1.5^{+2.3}_{-1.4}$

Tabella 5.1: Rapporto fra la sezione d'urto misurata e quella prevista dal modello standard in ogni canale di decadimento. Tutte le misure sono consistenti fra loro entro gli errori sperimentali.

$ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$, scegliendo come distribuzioni per il fit rispettivamente la variabile di uscita della rete neurale, la massa della Z ricostruita dopo il fit cinematico e la somma delle masse invarianti, come mostrato in figura 4.7. Otteniamo:

$$\hat{x} = 1.02^{+0.25}_{-0.23} \quad 68\% L.C. \quad (5.11)$$

$$\sigma = \hat{x} \sigma_{MS} = 0.67^{+0.16}_{-0.15} \text{ pb} \quad 68\% L.C. \quad (5.12)$$

Ovviamente l'utilizzo di più informazioni in modo combinato conduce ad un errore inferiore sulla misura della sezione d'urto. In figura 5.2 mostriamo l'andamento delle funzioni di verosimiglianza per i singoli canali di decadimento e quella combinata. Come si può notare nella tabella 5.1 le singole misure di sezione d'urto in ogni canale di decadimento sono consistenti entro gli errori sperimentali, suffragando così l'ipotesi di coerenza interna del processo di produzione di coppie di bosoni vettori Z .

5.2 Errori sistematici

Lo studio degli errori sistematici su una misura di una quantità fisica comporta una stima attenta di tutte le quantità, sia teoriche che sperimentali, che influenzano la misura stessa. Nel nostro caso i contributi all'errore

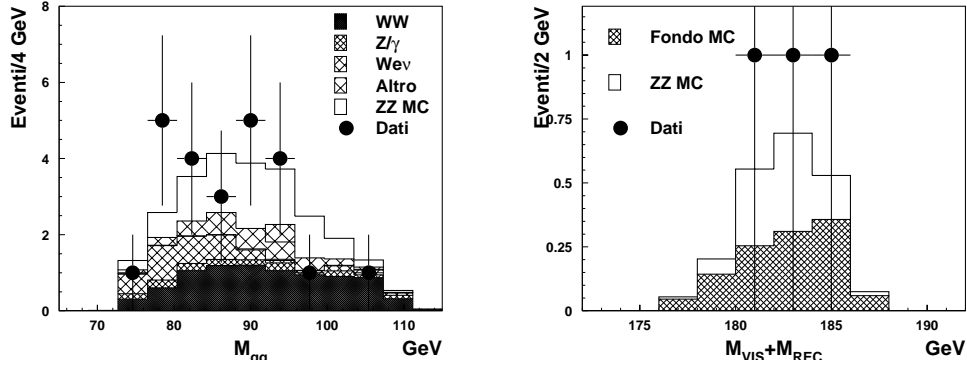


Figura 5.1: Le distribuzioni usate per determinare la misura della sezione d’urto del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ attraverso il “binned-fit” di massima verosimiglianza. A sinistra è mostrata la distribuzione di massa invariante della coppia di jet per gli eventi $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$; a destra la somma della massa invariante dei leptoni e della massa di rinculo per gli eventi $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$.

sistematico sono molteplici e, ovviamente, differenti a seconda dello stato finale.

Innanzitutto, in ogni processo, sia di segnale che di fondo, il numero di eventi atteso è proporzionale all’efficienza di selezione (cfr. (4.3),(4.4)), che, ricordiamo, è definita come

$$\varepsilon = \frac{N_{selezionati}^{MC}}{N_{generati}^{MC}}$$

rapporto fra gli eventi simulati selezionati e gli eventi generati. Dunque, a causa del fatto che $N_{generati}^{MC}$ è un numero, seppur grande, finito, si ha che, secondo la probabilità binomiale:

$$\delta\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N_{generati}^{MC}}} \quad (5.13)$$

Una indeterminazione sull’efficienza conduce, dunque, ad un errore sul numero di eventi attesi di segnale e di fondo s e b .

Risulta trascurabile rispetto alle altre fonti di errore sistematico il contributo proveniente dalla misura della luminosità integrata: essa è conosciuta con un errore relativo inferiore allo 0.07%.

Un altro importante contributo all’errore sistematico nasce dal confronto fra i dati e le simulazioni Monte Carlo. Un eventuale disaccordo fra le

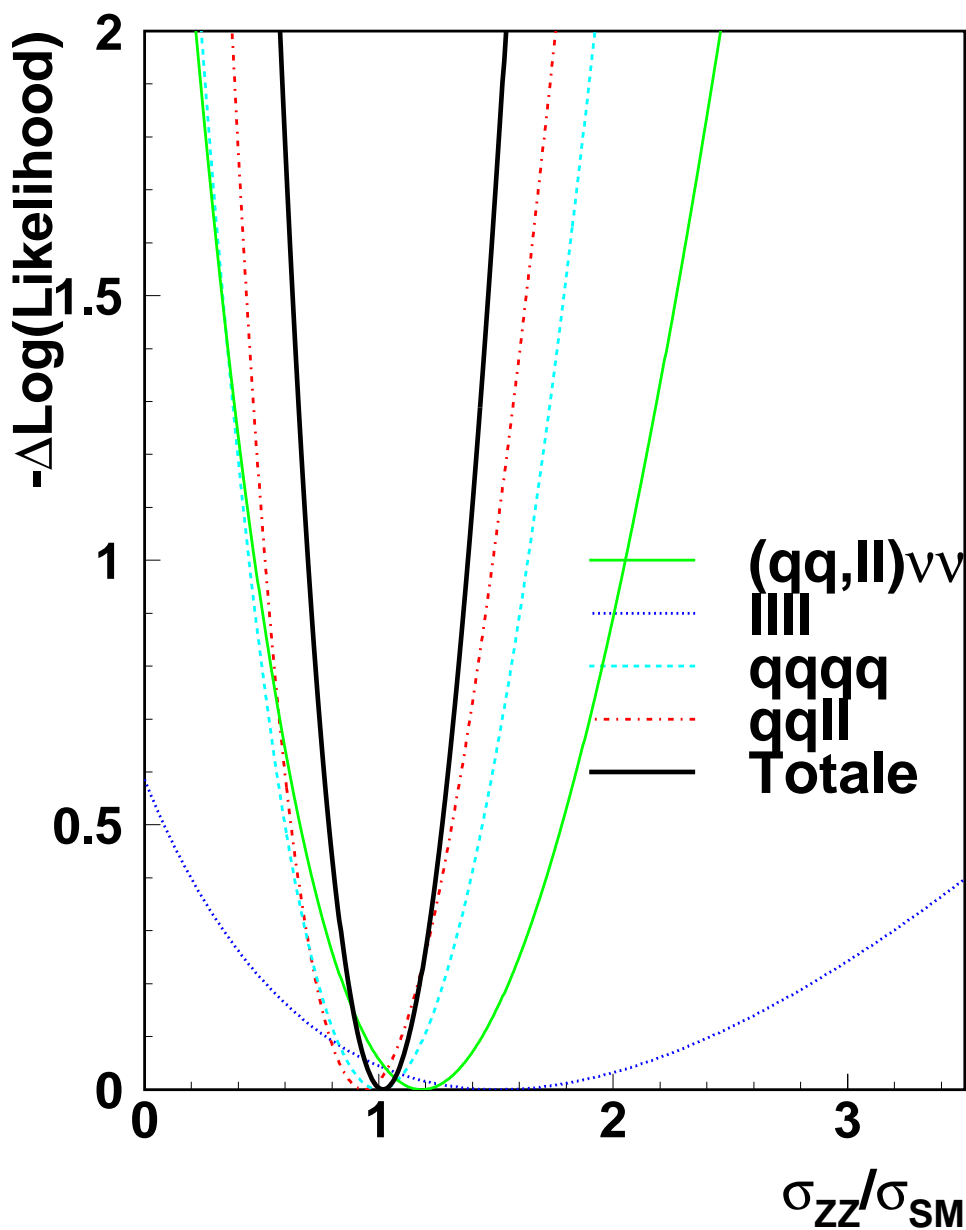


Figura 5.2: Andamento delle funzioni di verosimiglianza per l'analisi dei canali ad energia mancante e per le altre selezioni. In grassetto è mostrata la "likelihood" complessiva per la misura della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$.

distribuzioni simulate e quelle misurate può essere messo in luce o meno dai tagli effettuati, per cui è necessario verificare che l'accordo sia indipendente dalla procedura di analisi. Questa incertezza è valutata rimuovendo i tagli di selezione uno alla volta e ricalcolando la sezione d'urto, assumendo come contributo all'errore sistematico complessivo la semidifferenza fra il valore minimo e quello massimo delle stime così effettuate. Nel caso specifico il contributo al sistematico del confronto fra i dati e la simulazione Monte Carlo per il canale adronico è del 12 %, mentre per gli eventi $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ è pari al 15 %.

Nel canale di decadimento $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ un'importante sorgente d'errore sistematico è costituita dall'identificazione dei leptoni. Nel paragrafo 3.4 abbiamo descritto alcuni criteri di "bontà", per così dire, di un elettrone e di un muone nell'apparato, scelti mediante alcuni tagli sulle variabili caratterizzanti $\frac{E_0}{E_{25}}$, χ_{EM}^2 , $|DCA_z|$, $|DCA_{r,\phi}|$ e $\frac{|DCA_{r,\phi}|}{\sigma_{DCA}}$ (cfr. paragrafo 4.3.4). Una diversa scelta di questi criteri, dipendenti sostanzialmente dalla struttura dei rivelatori, avrebbe potuto anche qui mettere in luce un eventuale disaccordo fra la simulazione Monte Carlo e i dati, dipendenti dalla risposta dell'apparato. Variando del 15% il valore dei tagli otteniamo che il numero di eventi di segnale e di fondo varia, rispettivamente del 4% e 5%. Questi contributi

Contributi all'errore sistematico (%)				
Sorgente	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$		$\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$	
	segnale	fondo	segnale	fondo
efficienza	2	1	8	8
Confronto Dati/MC	12	—	15	—
Identificazione leptoni	—	—	4	5
Totale	12	1	17	9

Tabella 5.2: Contributi all'errore sistematico relativo sulla determinazione del numero di eventi di segnale e di fondo attesi nelle analisi degli eventi ZZ ad energia mancante.

all'errore sistematico, riassunti in tabella 5.2, vanno sommati in quadratura ottenendo così un'incertezza sul numero di eventi attesi per il segnale ed il fondo, pari, rispettivamente, al 12% e 1% nel caso della selezione $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ e al 17% e 9% nel caso degli eventi $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$. Estraeendo secondo una distribuzione di probabilità gaussiana, con varianza pari ai valori sopra citati, dei nuovi valori per il numero di eventi attesi s e b , si ricalcola il rapporto fra la sezione

d'urto misurata e quella prevista dal Modello Standard. Ripetendo un milione di volte questa operazione si ottiene una distribuzione dei valori di \hat{x} per cui è massima la funzione di verosimiglianza: si considerano come errore sistematico sulla misura di \hat{x} , e quindi su σ , al 68% di livello di confidenza, gli estremi dell'intervallo che contiene il 68% di questa distribuzione intorno al suo valore massimo, nel caso specifico otteniamo $\sigma_{ZZ} = 0.79_{-0.11}^{+0.13}$ pb, dove l'errore indicato è il contributo al errore sistematico totale proveniente dalle fonti appena citate.

Tuttavia questo non è l'unico contributo all'errore sistematico totale, ma ad esso vanno aggiunti in quadratura gli errori sistematici sulla misura della sezione d'urto σ_{ZZ} provenienti da altre fonti.

Innanzitutto vi è un'incertezza proveniente dall'indeterminazione sulle sezioni d'urto dei processi di fondo: esse sono conosciute con un'indeterminazione sperimentale [49] pari al 10% nel caso della produzione di W^\pm singola, al 5% nel caso della produzione di quattro fermioni o di coppie adroni in collisioni e^+e^- , e al 2% nel caso della produzione di coppie W^+W^- . Le sezioni d'urto dipendono anche dall'energia nel centro di massa, ma poiché l'indeterminazione sull'energia dei fasci è inferiore al 1%, le variazioni indotte sulle sezioni d'urto sono trascurabili rispetto a quelle già considerate.

Ciascun fondo viene, dunque, fatto variare, ricalcolando la sezione d'urto σ_{ZZ} ed assumendo come errore sistematico la differenza dei valori così ottenuti con il valore misurato. In tabella 5.3 sono elencati i singoli contributi.

Infine, maggior cura e dattaglio richiede lo studio dell'errore sistematico introdotto sulla misura della sezione d'urto σ_{ZZ} , nel caso degli eventi $e^+e^- \nu\bar{\nu}$, dalla valutazione del numero di eventi attesi dalla diffusione Bhabha con radiazione di stato iniziale $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$. Per questo processo, infatti, lo studio dell'efficienza di selezione è inficiato, come già detto nel paragrafo 4.3.5, dal limitato numero di eventi Monte Carlo disponibili. Quindi, anche se l'insieme di tagli scelti per la selezione non fa sopravvivere nessun evento simulato, questo non vuol dire che l'efficienza di selezione (e quindi il fondo atteso) sia nulla. Abbiamo, dunque, stimato il fondo proveniente dalla diffusione Bhabha in questo modo. Scriviamo:

$$N_{Bhabha} = \varepsilon_\alpha N_{Bhabha}^{\mathcal{N}-1} \quad (5.14)$$

dove $N_{Bhabha}^{\mathcal{N}-1}$ ed N_{Bhabha} sono il numero di eventi Bhabha previsti dal Modello Standard prima e dopo il taglio in acollinearità ed ε_α è l'efficienza di selezione di quest'ultimo taglio. Dobbiamo ora valutare ε_α in modo alternativo al rapporto di eventi Monte Carlo perché è proprio il taglio su questa variabile che elimina tutti gli eventi Monte Carlo residui. Se avessimo avuto a disposizione del nostro studio un numero maggiore di eventi Monte Carlo

Errori sistematici su σ_{ZZ}	
Sorgente	Errore
efficienza Confronto Dati/MC Identificazione leptoni	$+0.13$ -0.11 pb
W^+W^-	$+0.040$ -0.013 pb
W^\pm singola	± 0.020 pb
$q\bar{q}$	± 0.007 pb
$f\bar{f}f'\bar{f}'$	$+0.014$ -0.007 pb
Bhabha	± 0.025 pb
Totale	$+0.14$ -0.12 pb

Tabella 5.3: Contributi all'errore sistematico sulla misura della sezione d'urto σ_{ZZ} nelle analisi degli eventi ad energia mancante. Tutti i contributi sono sommati in quadratura.

lo l'intervallo selezionato ($0. \leq \alpha \leq 2.9$ rad.) sarebbe stato anch'esso popolato. Eliminiamo, ora, le altre richieste una alla volta, ovvero mettiamoci nella cosiddetta condizione di $\mathcal{N} - 2$ tagli: nell'ipotesi di tagli indipendenti, la distribuzione del numero di eventi Bhabha al variare dell'angolo di acollinearità α mostrerà avere sempre la stessa forma funzionale $\phi(x)$, interpretabile come una densità di probabilità, stimata essere, mediante un principio di massima verosimiglianza, un esponenziale crescente.

$$\phi(x) = A e^{Bx} \quad B = 8.2 \pm 2.8 \quad A = \frac{B}{e^{B\pi} - 1} \quad (5.15)$$

Si noti che la densità di probabilità $\phi(x)$ è normalizzata ad uno nell'intervallo $(0, \pi)$. Questo risultato ci permette di scrivere ε_α come la probabilità cumulativa che un evento Bhabha, distribuito secondo la densità di probabilità $\phi(x)$ (5.15), cada nell'intervallo selezionato $0 \leq x \leq 2.9$. Il risultato di tale stima è che $\varepsilon_\alpha = (14 \pm 7)\%$. Poichè $N_{Bhabha}^{\mathcal{N}-1} = 1.1 \pm 0.5$ dalla (5.14) si ha, come prannunciato nel paragrafo 4.3.5, $N_{Bhabha} = 0.15^{+0.67}_{-0.15}$.

Nel calcolo della sezione d'urto N_{Bhabha} è sommato agli altri fondi ed è distribuito, nella distribuzione della somma delle masse invarianti $M_{VIS} + M_{REC}$, in modo proporzionale al fondo già presente. L'errore sulla determinazione

degli eventi Bhabha conduce ad un errore sistematico relativo sulla misura della sezione d'urto totale stimabile, in modo conservativo, al 3%.

L'errore sistematico totale sulla misura della sezione d'urto risulta dalla somma in quadratura dei singoli contributi fin qui elencati (tabella 5.3):

$$\sigma = 0.79_{-0.33}^{+0.40} \text{ (stat.) } {}_{-0.12}^{+0.14} \text{ (sistem.) pb} \quad 68\% \text{ L.C.} \quad (5.16)$$

5.3 Limiti sugli accoppiamenti anomali

Come visto nel paragrafo 2.5 è possibile descrivere l'eventuale produzione delle coppie di bosoni Z da accoppiamenti anomali del triplo vertice neutro ZZZ e ZZ γ , attraverso l'utilizzo di quattro parametri reali f_4^V, f_5^V ($V = Z, \gamma$). Analizziamo ora come è possibile, attraverso gli eventi selezionati, porre dei limiti sperimentali su questi parametri.

Ricordiamo, innanzi tutto, che per ogni evento Monte Carlo possiamo definire un "peso" in funzione dei parametri f_i^V :

$$W^{ZZ}(\sigma, \eta, \eta', f_i^V; SF) \equiv \frac{\left| \sum_{\lambda_Z, \lambda_{Z'}} (\mathcal{M}_{ZZ} + \mathcal{M}_{AC}(f_i^V)) \mathcal{M}_{Zf\bar{f}} \mathcal{M}_{Z'f'\bar{f}'} \right|^2}{\left| \sum_{\lambda_Z, \lambda_{Z'}} \mathcal{M}_{ZZ} \mathcal{M}_{Zf\bar{f}} \mathcal{M}_{Z'f'\bar{f}'} \right|^2} \quad (5.17)$$

che graficamente possiamo rappresentare come in figura 5.3

$$W = \frac{\left| \begin{array}{c} \text{diagramma 1} \\ + \dots + \\ \text{diagramma 2} \end{array} \right|^2}{\left| \begin{array}{c} \text{diagramma 3} \\ + \dots \end{array} \right|^2}$$

Figura 5.3: Definizione del peso di ogni singolo evento generato per valutare la presenza di eventuali accoppiamenti anomali ZZZ e ZZ γ .

Ripetiamo ora ciascun evento Monte Carlo selezionato dai tagli di analisi con $W^{ZZ}(\sigma, \eta, \eta'; SF)$, conoscendone esattamente la posizione nello spazio delle fasi SF descritto nel paragrafo 2.5. Quindi, considerata una generica distribuzione del numero di eventi di segnale selezionati, in funzione

di una variabile cinematica qualunque, possiamo ricalcolare il numero di eventi di segnale attesi nel j -esimo intervallo in funzione dei parametri degli accoppiamenti anomali f_i^V :

$$s_j \longrightarrow s_j(f_i^V) \quad (5.18)$$

Come nel caso della sezione d'urto, scriviamo la funzione di verosimiglianza:

$$\log L(f_i^V) = \sum_{j=1}^N [n_j \log (s_j(f_i^V) + b_j) - (s_j(f_i^V) + b_j)] \quad (5.19)$$

Essa, in base al principio della massima verosimiglianza, sarà massimizzata per determinare la miglior stima dei parametri proporzionali agli accoppiamenti anomali del triplo vertice neutro. Tale determinazione è stata effettuata facendo variare un solo parametro alla volta, tenendo gli altri fissati al valore nullo predetto dal Modello Standard .

Per i dati selezionati dalle analisi sui canali ad energia mancante $\ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ e $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ effettuiamo il fit di massima verosimiglianza sulle medesime distribuzioni usate per il calcolo della sezione d'urto. I risultati, al 95% di livello di confidenza sono:

$$\begin{aligned} -2.6 &< f_4^Z < 2.6 \\ -7.8 &< f_5^Z < 7.8 \\ -1.5 &< f_4^\gamma < 1.6 \\ -4.4 &< f_5^\gamma < 4.5 \end{aligned} \quad (5.20)$$

compatibili con l'assenza di tali accoppiamenti prevista dal Modello Standard. Se consideriamo tutti i canali di decadimento otteniamo [47] al 95% L.C.:

$$\begin{aligned} -1.9 &< f_4^Z < 1.9 \\ -4.9 &< f_5^Z < 4.7 \\ -1.1 &< f_4^\gamma < 1.1 \\ -3.0 &< f_5^\gamma < 2.9 \end{aligned} \quad (5.21)$$

Questi risultati sono consistenti con la previsione del Modello Standard e restringono notevolmente i limiti ottenuti dall'analisi degli eventi $e^+e^- \rightarrow ZZ$ a $\sqrt{s} \simeq 183$ GeV pubblicati dalla collaborazione L3 [22].

5.4 La presenza di quark b negli eventi ZZ

Come descritto nel paragrafo 2.6 risulta di particolare interesse studiare la compatibilità degli eventi ZZ selezionati ad alto contenuto di quark b con la predizione del Modello Standard per il processo $ZZ \rightarrow b\bar{b}X$. Difatti, un eccesso di eventi di questo tipo potrebbe essere la segnatura sperimentale della produzione del bosone di Higgs $e^+e^- \rightarrow ZH$ nel caso in cui $M_H \simeq M_Z$.

Nel caso degli stati finali $q\bar{q}q'\bar{q}'$, $q\bar{q}\ell^+\ell^-$ e $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ si esaminano i campioni selezionati e si studia la compatibilità che la coppia di jet ricostruita provenga dalla frammentazione di un quark b, usando l'algoritmo cosiddetto del "b-tag" [50]. Questa informazione viene convoluta con tutte le altre per costruire una variabile capace di discriminare gli eventi $ZZ \rightarrow b\bar{b}X$ dal fondo, che questa volta contiene anche gli eventi ZZ in cui non è riconosciuta la presenza di un quark b ($ZZ \rightarrow \cancel{b}$), dove per \cancel{b} si intende un qualsiasi stato finale in cui non vi sia la presenza di una coppia $b\bar{b}$.

Una procedura simile a quella usata per il calcolo della sezione d'urto viene utilizzata per misurare la sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow b\bar{b}X$.

Il risultato della procedura di fit è [47]:

$$\sigma_{ZZ \rightarrow b\bar{b}X} = 0.18_{-0.07}^{+0.09} \text{ pb} \quad (\sigma_{ZZ \rightarrow b\bar{b}X}^{MS} = 0.18 \text{ pb}) \quad (5.22)$$

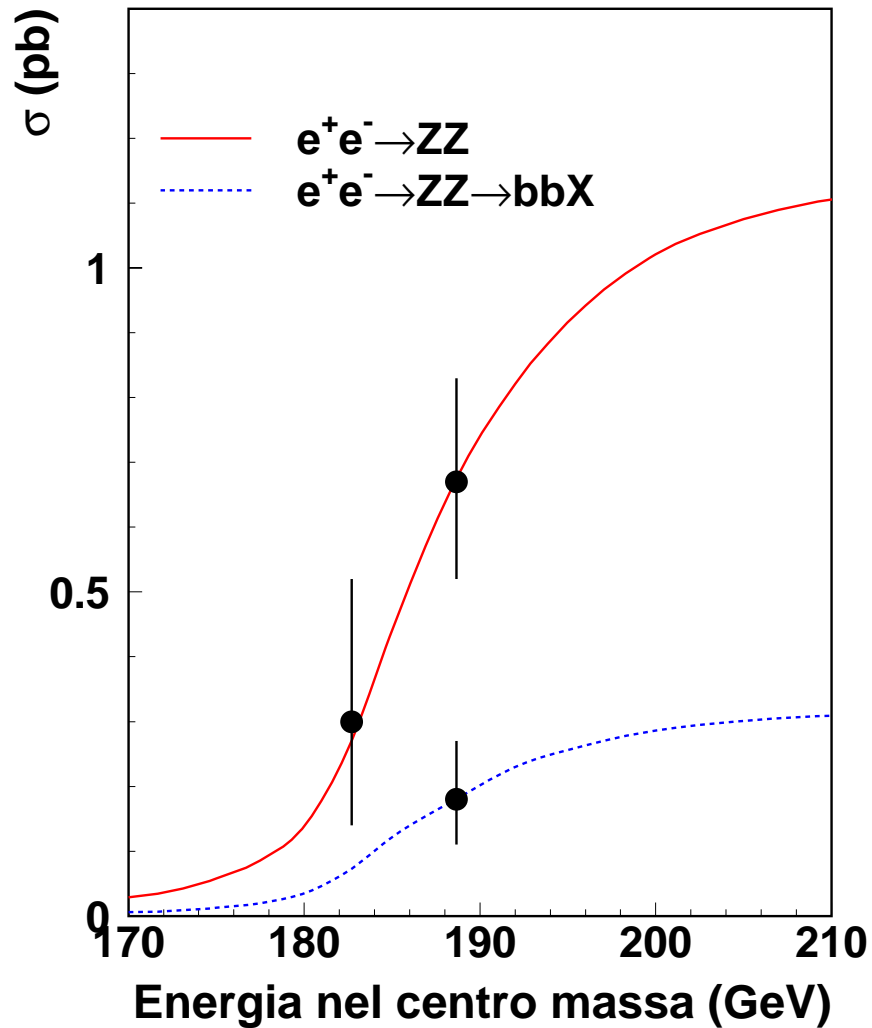


Figura 5.4: Confronto fra i valori misurati della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ e la previsione del Modello Standard. Il punto a $\sqrt{s} \simeq 183$ GeV si riferisce alla misura pubblicata dalla collaborazione L3 [22]. I valori a $\sqrt{s} \simeq 189$ GeV sono quelli ottenuti dalla combinazione fra i canali ad energia mancante, selezionati in questo lavoro di tesi, e tutti gli altri. La linea tratteggiata rappresenta la previsione del Modello Standard per la sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow bbX$; anche in questo caso la misura della sezione d'urto è in accordo con la previsione.

Conclusioni

Dal 1997, al LEP2, l'energia nel centro di massa è superiore alla soglia di produzione delle coppie di bosoni vettori Z. Durante il 1998 è stato raccolto dalla collaborazione L3 un campione di dati pari ad una luminosità integrata $\mathcal{L} \simeq 176.4 \text{ pb}^{-1}$, ad un'energia nel centro di massa di circa 189 GeV.

Tale campione statistico è stato utilizzato in questo lavoro di tesi per lo studio delle proprietà fisiche del processo di produzione di coppie di bosoni Z, $e^+e^- \rightarrow ZZ$, e degli accoppiamenti elettrodeboli fra i bosoni di gauge neutri. Difatti è possibile, ipotizzata la presenza, al di là del Modello Standard, di un triplo vertice di interazione fra i bosoni di gauge neutri, ZZZ e $ZZ\gamma$, studiare dalla produzione di coppie di Z reali l'effettiva validità di questa ipotesi.

In questo lavoro è stato descritto lo studio della definizione operativa del segnale fisico $e^+e^- \rightarrow ZZ$, effettuato attraverso simulazioni Monte Carlo. Grazie ad una serie di tagli cinematici nello spazio delle fasi dei fermioni generati, si giunge così ad "isolare", a livello di generatore, la produzione di coppie di Z risonanti dalla produzione di quattro fermioni nello stato finale mediante correnti neutre elettrodeboli, pur tuttavia considerando i contributi alla sezione d'urto proveniente dall'interferenza fra i diagrammi doppio risonanti e gli altri.

Successivamente si è proceduto alla selezione degli eventi ZZ con energia mancante, ovvero di quegli eventi in cui una Z decade in una coppia di neutrini. Per lo stato finale $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, ovvero in cui la seconda Z decade adronicamente, sono stati selezionati 24 eventi, con un'efficienza di selezione per il segnale pari al 27.2%, attendendo dal Modello Standard 16.5 eventi di fondo e 8.1 di segnale.

Per gli eventi leptonici $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$), sono stati selezionati complessivamente tre eventi, attendendo 1.08 eventi di fondo e 0.9 di segnale, con un'efficienza del 29.1% nel caso elettronico e del 21.2% in quello muonico.

I dati selezionati in questa tesi conducono ad una misura della sezione d'urto di produzione di coppie di Z reali pari a:

$$\sigma_{ZZ} = 0.79^{+0.40}_{-0.33} \text{ (stat.) } ^{+0.14}_{-0.12} \text{ (sistem.) pb} \quad 68\% L.C.$$

in accordo con la previsione del Modello Standard di 0.662 pb. Attraverso una procedura di fit di massima verosimiglianza si ottengono dei limiti sperimentali, al 95% di livello di confidenza, sui valori assunti dai parametri che descrivono gli accoppiamenti anomali ZZZ e $ZZ\gamma$. Dai canali ad energia mancante si ottiene:

$$\begin{aligned} -2.6 < f_4^Z < 2.6 \\ -7.8 < f_5^Z < 7.8 \\ -1.5 < f_4^\gamma < 1.6 \\ -4.4 < f_5^\gamma < 4.5 \end{aligned}$$

dove la previsione del Modello Standard è che essi siano nulli.

Gli eventi ZZ con energia mancante selezionati in questo lavoro sono stati poi combinati con quelli per gli altri canali di decadimento selezionati nell'ambito della collaborazione L3. Con essi si ottengono i seguenti risultati:

$$\sigma_{ZZ} = 0.67^{+0.16}_{-0.15} \text{ pb} \quad 68\% \text{ L.C.}$$

$$\begin{aligned} -1.9 < f_4^Z < 1.9 \\ -4.9 < f_5^Z < 4.7 \\ -1.1 < f_4^\gamma < 1.1 \\ -3.0 < f_5^\gamma < 2.9 \end{aligned}$$

Infine si è effettuata una misura della sezione d'urto del processo $ZZ \rightarrow b\bar{b}X$, ovvero del processo in cui almeno una Z decade in una coppia di quark b . Lo studio di questa particolare classe di eventi è importante per verificare la consistenza interna del processo di produzione di coppie di Z e per caratterizzare un eventuale fondo per il processo di produzione del bosone di Higgs $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}X$ nel caso in cui $M_Z \simeq M_H$. Il risultato della misura è:

$$\sigma_{ZZ \rightarrow b\bar{b}X} = 0.18^{+0.09}_{-0.07} \text{ pb} \quad (\sigma_{ZZ \rightarrow b\bar{b}X}^{MS} = 0.18 \text{ pb})$$

in perfetto accordo con il Modello Standard (0.18 pb).

Bibliografia

- [1] E. Fermi, *Z. Phys.* **88** (1934) 161; E. Fermi, *Nuovo Cimento* **11** (1934).
- [2] T. D. Lee e C. N. Yang, *Question of parity Conservation in in Weak Interactions*, *Phys. Rev.* **104** (1956) 254.
- [3] C. S. Wu *et al.* *Phys. Rev.* **105**, (1957) 1413.
- [4] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.
- [5] P.W. Higgs *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508;
Phys. Rev. Lett. **145** (1966) 1264.
- [6] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
- [7] A. Salam, *Elementary Particle Theory* ed. N. Svartholm, Almquist and Wiksall,(Stockholm) (1968), 367.
- [8] G. t'Hooft, *Phys. Lett.* **B37** (1971) 195.
- [9] Gargamelle Collab. *Phys. Lett.* **B46** (1973) 121.
- [10] UA1 Collab., G. Arnison *et al.*, *Phys. Lett.* **B122** (1983) 103; UA1 Collab. G. Arnison *et al* **B126** (1983) 398
- [11] UA2 Collab. P. Bagnaia *et al.*, *Phys. Lett.* **B129** (1983) 130
- [12] H. E. Haber and G.L. Kane, *Phys. Rep.* 117 (1985) 75; R. Barbieri, *Nuovo Cim.* 11 n° 4 (1988) 1.
- [13] C. Caso *et al.* *The 1998 Review of Particle Physics*, *Eur. Phys. Jour.* **C 3** (1998) 1.
- [14] LEP Elettroweak Working Group, *A Combination of Preliminary Elettroweak Mesuraments and Constraint on the Standard Model*. CERN-EP 99-15.

- [15] SLD Collaboration, K. Baird *Measurements of A_{LR} and A_L from SLD, proceedings della conferenza ICHEP 98, Vancouver, B.C., Canada, 23-29 July 1998*
- [16] NuTeV Collaboration K.McFarland *Proceedings della conferenza tenuta al XXXIIIth Rencontres de Moriond, Les Arcs, France 15-21 March 1998* hep-ex 9806013
- [17] CDF Collaboration, F.Abe *et al. Phys. Rev.Lett.* **65** (1990) 2243; *Phys. Rev.* **D43** (1991) 2070; *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 11; *Phys. Rev.* **D52** (1995) 4784
- [18] DØ Collaboration, S. Abachi *et al. Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 3309
- [19] CCFR-NuTeV Collaboration, K. McFarland *et al. Eur. Phys. J.* **C1** (1998) 509
- [20] F.A. Berends, R. Kleiss and R. Pittau, *Nucl. Phys.* **B 424** (1994) 308; *Nucl. Phys.* **B 426** (1994) 344; *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* **B 37** (1994) 163; R. Kleiss and R.Pittau, *Comp. Phys. Comm.* **83** (1994) 141; R. Pittau, *Phys. Lett.* **B 335** (1994) 490.
- [21] J. Fujimoto *et al.*, *Comp. Phys. Comm.* **100** (1997) 127.
- [22] M. Acciarri *et al.*, *Phys. Lett.* **B 450** (1999) 281.
- [23] Francesco Alessandro Conventi, “Prima evidenza sperimentale della produzione in soglia di coppie di bosoni Z nell’esperimento L3 al LEP.”, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Napoli “Federico II”.
- [24] W. Beenakker *et al.*, *Physics at LEP2’ CERN 96-01* (1996) Vol.1 79. F. Boudjema *et al.*, *ibid.*, 207 G. Gounaris *et al.*, *ibid.*, 525
- [25] F. Cavallari, “W, Z couplings and cross-sections al LEP2.” Presentazione ai *XXXIV Rencontres de Moriond*, 1999.
- [26] L3 collaboration, *Preliminary Results on Single W Boson Production at $\sqrt{s} = 189$ GeV* L3 note 2367
- [27] K. Hagiwara *et al.*, *Nucl. Phys.* **B 282** (1987) 253; K. Hagiwara e D. Zeppenfeld, *Nucl. Phys.* **B 274** (1987) 1.
- [28] J.Alcaraz, M.A. Falagán, E. Sánchez, *Anomalous Coupling in the $e^+e^- \rightarrow ZZ$ Process*, hep-ph 9812435.

- [29] L3 Collaboration Study of anomalous $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ couplings at LEP. L3 internal note 2336. Submitted to *International Europhysics Conference High Energy Physics 99*, Tampere, Finland, 15-21 July 1999.
- [30] *LEP Design Report*, **CERN-LEP/84-01** (1989).
- [31] R. Assmann *et al.*, Eur. Phys. Jour. **C 6** (1999) 187.
- [32] L. Arnaudon *et al.*, Phys. Lett. **B 284** (1992) 431; V. Bargmann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1959) 435; A. A. Sokolov and I. M. Ternov, *Sov. Phys. Dokl.* **8** (1994) 1203.
- [33] L3 collaboration, B. Adeva *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 289** (1990) 35; Phys. Rep. **236** (1993) 1.
- [34] R. Santonico and R. Cardarelli, *Nucl. Instr. Meth.* **187** (1981) 377; R. Cardarelli and R. Santonico, *Nucl. Instr. Meth.* **A 263** (1988) 200-225.
- [35] M. Acciarri *et al.*, (L3 collab.), *Nucl. Instr. Meth.* **A 351** (1994) 300.
- [36] Basti *et al.*, L3 Collaboration, *Nucl. Instr. Meth.* **A 374** (1996) 293.
- [37] JADE Coll., W. Bartel *et al.*, Z. Phys. C33 (1986) 23.
- [38] S. Catani *et al.*, Phys. Lett. **B 269** (1991) 432;
S. Catani *et al.*, Phys. Lett. **B 285** (1992) 291.
- [39] R. Brun *et al.*, "GEANT 3" , **CERN DD/EE/84-1** (1987).
- [40] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek e Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. **94** (1996) 216;
M. Skrzypek, S. Jadach, M. Martinez, W. Placzek e Z. Wąs, Phys. Lett. **B 372** (1996) 289.
- [41] T. Sjöstrand, CERN-TH/7112/93 (1993), revised August 1995;
T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [42] R. Engel, Z Phys. **C 66** (1995) 203;
R. Engel and J. Ranft, Phys. Rep. **D 54** (1996) 4244.
- [43] J.H. Field, Phys. Lett. **B 323** (1994) 432;
J.H. Field and T. Riemann, Comp. Phys. Comm. **94** (1996) 53.
- [44] S. Jadach, B.F.L. Ward e Z. Wąs, Comp. Phys. Comm **79** (1994) 503.

-
- [45] F.A. Berends, P.H. Daverfelt and R. Kleiss, Nucl. Phys. **B 253** (1985) 441; Comp. Phys. Comm. **40** (1986) 285.
- [46] G.C. Fox S. e Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1581; Nucl. Phys. **B 149** (1979) 413-496; Phys. Lett. **82B** (1979) 134-138.
- [47] L3 Collaboration, "ZZ production in e^+e^- interactions at $\sqrt{s} = 189$ GeV, L3 internal note 2413 Submitted to *International Europhysics Conference High Energy Physics 99*, Tampere, Finland, 15-21 July 1999.
- [48] A.G. Frodsen, O.Skjeggstad, H. Tofte, Probability and statistics in Particle Physics, UNIVERSITETSFORLAGET Oslo 1979.
- [49] L3 Collaboration, "Preliminary Results on The Measurements of W-Pair Cross Sections in e^+e^- Interactions at $\sqrt{s} = 189$ GeV and W-Decay Branching Fractions", L3 note 2376;
L3 Collaboration, "Preliminary Results on Single W Boson Production at $\sqrt{s} = 189$ GeV", L3 note 2367;
L3 Collaboration, "Preliminary L3 Results on Fermion Pair Production in 1998", L3 note 2368.
- [50] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B 436** (1998) 403.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare il Prof. Leonardo Merola per avermi dato l'opportunità di poter lavorare all'interno del gruppo di Napoli che collabora con l'esperimento L3 al LEP: è stato per me un grosso onore e motivo di grande crescita culturale e scientifica. Lo ringrazio, inoltre, per i preziosissimi consigli e suggerimenti avuti per la realizzazione di questa tesi.

Ringrazio il Dott. Salvatore Mele, che ha seguito questo lavoro sin dall'inizio ed ha contribuito in modo determinante alla sua realizzazione; il confronto scientifico con lui è stato sempre stimolante e produttivo.

Grazie al Prof. Bartoli per la pazienza avuta in questi mesi e per la disponibilità che costantemente e generosamente mi ha concesso.

Grazie a Francesco Conventi, cui mi lega da sempre una profonda amicizia e che mi è stato vicino nei momenti difficili, senza di lui questo lavoro non sarebbe stato portato a conclusione con successo.

Ringrazio di cuore il Dott. Domenico Della Volpe, per l'amicizia dimostrata in questi mesi e per l'aiuto morale e sostanziale che mi ha dato: è stato per me un esempio come uomo, nonché come ricercatore.

Grazie a tutto il gruppo di Napoli che collabora in L3 per il calore e la simpatia con cui mi ha accolto e per gli aiuti e gli stimoli ricevuti.

Grazie ai miei genitori e a mio fratello Maurizio, per il sostegno che da sempre ho ricevuto: i risultati che ho ottenuto ad oggi sono in gran parte merito loro.

Grazie a Francesca per essermi stata sempre vicina, anche quando eravamo lontani.

Grazie a tutti i miei amici, soprattutto i miei colleghi: il ricordo di questi anni trascorsi insieme è la cosa più bella che porterò con me.