

Università degli Studi di Napoli “Federico II”



Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Tesi di Laurea in Fisica

Anno Accademico 1998-99

Prima osservazione sperimentale della produzione in soglia di coppie di bosoni Z nell'esperimento L3 al LEP

Candidato:
Francesco Alessandro Conventi
matr. 60/496

Relatori:
Prof. Leonardo Merola

Dott. Salvatore Mele

Indice

Introduzione	3
1 Il Modello Standard e le verifiche sperimentali del settore elettrodebole al LEP	5
2 Processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ all' energia di soglia: generalità e motivi di interesse	23
3 Il LEP e l'apparato sperimentale L3.	39
4 Selezione degli eventi $e^+e^- \rightarrow ZZ$ a $\sqrt{s} = 183$ GeV.	65
5 Misura della sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow ZZ$ a $\sqrt{s} = 183$ GeV	95
Conclusioni	109
Bibliografia	111

Introduzione

La fisica delle particelle ha tra i suoi obiettivi principali lo studio dei costituenti elementari della natura e delle loro interazioni.

Un lungo processo di formulazione di modelli teorici e di scoperte e verifiche sperimentali, iniziato a partire dagli anni '30 con la teoria di Fermi del decadimento beta ha, in ultimo, evidenziato la possibilità di una descrizione unificata delle interazioni elettromagnetica, debole e forte, inglobandole in un unico apparato teorico che prende il nome di Modello Standard, formulato da Glashow, Weinberg e Salam alla fine degli anni '60.

Una conferma decisiva della validità del modello fu ottenuta nel 1973, con la scoperta delle correnti neutre al CERN di Ginevra previste dal Modello Standard e successivamente nei primi anni '80 con la scoperta dei bosoni mediatori W^+ , W^- e Z sempre al CERN.

Se da una parte queste scoperte hanno dato una chiara conferma della validità del Modello Standard, d'altra parte solo con la realizzazione di nuovi apparati sperimentali (fine anni '80) e tra questi in particolare il LEP (Large Electron Positron Collider), l'acceleratore di elettroni e positroni del CERN, si è aperta una nuova fase di verifica di alta precisione del Modello Standard, che è stata resa possibile solo grazie al contributo e la collaborazione di centinaia di scienziati provenienti da diversi paesi del mondo.

La peculiarità del LEP sta nel fatto che il processo di annichilazione e^+e^- è ben controllato dal punto di vista sperimentale, l'energia totale nel centro di massa è nota e non ci sono particelle spettatrici che complicano la situazione, permettendo lo studio dei processi elettrodeboli in un ambiente particolarmente "pulito".

In una sua prima fase di funzionamento, chiamata LEP1, iniziata nel 1989 ad una energia nel centro di massa (\sqrt{s}) pari al valore della massa del bosone Z^1 , i quattro esperimenti LEP (ALEPH, OPAL, L3, DELPHI) hanno raccolto in totale oltre 20 milioni di eventi di decadimento del bosone Z , dallo studio dei quali è stato possibile ottenere la misura di altissima precisione di alcuni parametri fondamentali del Modello Standard, come ad esempio la

¹In questo lavoro viene fatta l'usuale convenzione di porre $\hbar = c = 1$

massa e gli accoppiamenti del bosone Z o la determinazione del numero di famiglie di neutrini “leggeri”.

Successivamente, si è passati ad una seconda fase di attività, iniziata nel 1996 e denominata LEP2, che partendo da un’energia nel centro di massa corrispondente alla soglia di produzione in coppia di due bosoni W , raggiungerà nel 2000 un’energia massima di funzionamento pari a 200 GeV, consentendo, in tal modo, un’ulteriore verifica del Modello Standard attraverso lo studio di processi mai osservati in precedenza, in quanto non accessibili ad energie inferiori.

La sperimentazione al LEP ha anche lo scopo di evidenziare possibili deviazioni dal Modello Standard, che se osservate fornirebbero indicazioni su nuove teorie che estendono il modello stesso (ad esempio le teorie supersimmetriche).

In questo ambito di ricerca si inserisce il mio lavoro di tesi, svolto nel gruppo L3 del Dipartimento di Scienze Fisiche, che consiste nella ricerca del segnale di produzione in soglia di coppie di bosoni Z attraverso lo studio degli stati finali originati dai possibili decadimenti delle Z . Al LEP2 questo processo è cinematicamente accessibile a partire da un’energia nel centro di massa pari a 183 GeV che corrisponde al periodo di presa dati del 1997 al quale il mio lavoro di tesi si riferisce.

L’elaborato della tesi si articola in 5 capitoli.

Il primo capitolo riassume, brevemente, l’ambito teorico del Modello Standard, con un richiamo alle verifiche sperimentali ottenute al LEP.

Nel secondo capitolo descriverò in dettaglio il processo di produzione di coppie di Z al LEP e l’importanza rivestita dallo studio di tale processo.

Nel terzo capitolo è presente una descrizione del LEP e dell’apparato L3, con particolare attenzione agli aspetti maggiormente connessi allo sviluppo delle analisi effettuate.

Il quarto capitolo descrive in dettaglio la strategia e le tecniche di analisi utilizzate per la selezione degli eventi di produzione di coppie di Z , soprattutto in relazione ai canali di decadimento $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\nu$ e $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\nu$ sullo studio dei quali il gruppo di Napoli, me compreso, ha avuto la completa responsabilità del lavoro all’interno della collaborazione L3.

Infine, nel quinto capitolo, viene descritto come i risultati ottenuti dalle selezioni saranno combinati al fine di verificare per la prima volta l’esistenza del processo di produzione di coppie di Z .

Capitolo 1

Il Modello Standard e le verifiche sperimentali del settore elettrodebole al LEP

In questo primo capitolo illustrerò, in breve, il Modello Standard, soffermandomi in seguito sulle sue verifiche sperimentali ottenute attraverso le misure del LEP.

1.1 Introduzione storica al Modello Standard

Nei primi modelli teorici sviluppati negli anni '30 la descrizione delle interazioni elettromagnetiche e deboli delle particelle era basata su due approcci teorici separati. Da una parte, l'interazione elettromagnetica era ottimamente descritta dall'equazione di Dirac con l'introduzione, attraverso il principio di accoppiamento minimale, del campo elettromagnetico, dall'altra le interazioni deboli erano descritte dalla teoria di Fermi [1], inizialmente proposta per descrivere il decadimento β nucleare.

Il modello di Fermi era stato costruito seguendo le caratteristiche dell'interazione elettromagnetica secondo una descrizione di tipo corrente-corrente dell'interazione debole.

Rispetto alla sua prima formulazione, il modello proposto da Fermi subì nel corso degli anni una serie di modifiche a seguito anche della fondamentale osservazione di Lee e Yang [2] verificata per la prima volta dall'esperimento condotto nel 1957 da Wu [3], che stabilì la violazione della parità nelle interazioni deboli.

Benchè, nella sua più ampia formulazione, il modello di Fermi fosse stato confermato da numerose verifiche sperimentali (decadimento del muone e del pione), alcune osservazioni di carattere generale inducevano a ritenere tale teoria come una descrizione fenomenologica delle interazioni deboli valida solo entro un certo intervallo di energie. Ad esempio, l'espressione ottenuta per la sezione d'urto del processo di diffusione elastica neutrino-elettrone portava ad una violazione del principio di unitarietà per valori dell'energia nel centro di massa pari a 300 GeV.

Rapidamente fu capito che una possibile soluzione risiedeva nell'introduzione di bosoni mediatori in analogia con la QED (Quantum Electro Dynamics). Tuttavia, a causa del breve range di azione delle interazioni deboli, era richiesto che questi mediatori possedessero masse non nulle.

L'introduzione di mediatori massivi comportava, però, ulteriori problemi nella costruzione di un modello rinormalizzabile.

Il primo passo verso la costruzione del Modello Standard fu compiuto da Glashow [4] nel 1961 che introdusse per la prima volta una teoria unificata delle interazioni deboli ed elettromagnetiche basata sull'invarianza di gauge sotto il gruppo di simmetria $SU(2) \otimes U(1)$.

Questa simmetria, a differenza della teoria di Fermi, richiede l'esistenza sia di correnti neutre che di correnti cariche.

La soluzione al problema della rinormalizzabilità fu fornita dal meccanismo di rottura spontanea della simmetria elaborato da Higgs [5] utilizzando il quale Weinberg [6] e poi Salam [7] risolsero il problema della massa dei bosoni mediatori a patto di introdurre un ulteriore bosone, il cosiddetto bosone di Higgs, la massa del quale risulta essere un parametro libero della teoria.

Una prima forte indicazione della validità teorica del Modello Standard fu data nel 1971 da t'Hooft [8] che ne provò la rinormalizzabilità. La prima conferma sperimentale, invece, venne nel 1973 dalla collaborazione Gargamelle [9] del CERN con l'indicazione della presenza delle correnti deboli neutre previste dal modello. Successivamente la scoperta dei bosoni mediatori W^+ , W^- e Z da parte delle collaborazioni UA1 [10] e UA2 [11] ha segnato l'affermazione più convincente del Modello Standard.

1.2 Il Modello Standard elettrodebole

Il Modello Standard è una teoria di gauge non abeliana costruita sul gruppo di simmetria: $SU(3)_C \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$, dove i pedici C, I e Y indicano rispettivamente le simmetrie di Colore, Isospin Debole ed Ipercarica [12]

Il gruppo $SU(3)_C$ tratta la teoria delle interazioni forti (QCD), mentre il

gruppo $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ descrive, come citato in precedenza, unificandole, le interazioni elettromagnetiche e deboli.

Nel seguito ci soffermeremo sul settore elettrodebole del Modello Standard.

All'interno di tale modello teorico i fermioni possono essere raggruppati in doppietti e singoletti di $SU(2)_I$.

Poichè, come è noto, l'interazione generata da tale gruppo è di carattere puramente sinistorsa, cioè coinvolge solo le componenti dei fermioni con chiralità levogira¹, sono rilevanti i seguenti doppietti di isospin debole:

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

Le componenti destrogire rappresentano singoletti di Isospin debole :

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

Nei 3 doppietti levogiri dei quarks vi è la presenza degli stati d', s', b' ottenuti dal mescolamento degli autostati di sapore d, s, b mediante l'azione della matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (V_{CKM}) [13].

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

I valori del numero quantico associato all'Ipercarica sono ottenuti, semplicemente, utilizzando la relazione seguente:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.4)$$

dove Q è la carica elettrica e T_3 è la terza componente dell'isospin debole.

Il quadro completo di tutti i numeri quantici dei fermioni rispetto è riportato in tabella 1.1.

Nella tabella si fa riferimento, genericamente, a quarks di tipo “*up*” e “*down*” ed a leptoni di tipo elettrone-neutrino. I valori assunti dai componenti delle altre due famiglie leptoniche (μ e τ), così come quelli delle altre due generazioni di quarks sono equivalenti a quelli riportati in tabella 1.1.

Il primo passo verso la costruzione del Modello Standard consiste nell'individuazione dell'espressione più generale possibile per la Lagrangiana, che

¹Gli stati a chiralità definita si ottengono applicando i proiettori *left* e *right* definiti come: $P_{Left} = \frac{1-\gamma^5}{2}$ e $P_{Right} = \frac{1+\gamma^5}{2}$ sui quadrispinori dei campi fermionici

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

Tabella 1.1: Numeri quantici dei fermioni nel Modello Standard

sia invariante sotto il gruppo di simmetria della teoria e nella quale compaiono i campi che descrivono le particelle previste dal modello teorico.

A tal fine viene considerata l'espressione seguente:

$$\mathcal{L} = \sum_f i (\bar{L}\gamma^\mu\partial_\mu L + \bar{R}\gamma^\mu\partial_\mu R) \quad (1.5)$$

L ed \bar{L} rappresentano il generico doppietto levogiro di $SU(2)_I$ di isospin debole. Analogamente R ed \bar{R} rappresentano i singoletti di $SU(2)_I$ con chiralità destrogira. La sommatoria è estesa su tutti i fermioni presenti nella teoria.

Risulta interessante notare che questa simmetria richiede che tutti fermioni abbiano massa nulla; difatti, la presenza di un termine massivo prevederebbe, dove è possibile, l'accoppiamento delle componenti *left* e *right* dando luogo ad un'espressione non invariante sotto le trasformazioni del gruppo $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$.

Come è noto l'interazione elettrodebole viene introdotta rendendo locale la simmetria globale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Le leggi di trasformazioni sotto il gruppo $SU(2)_L$ sono espresse da :

$$L \rightarrow L' = e^{-\frac{i\vec{\tau}\cdot\vec{\theta}(x)}{2}} L \quad (1.6)$$

dove $\frac{\vec{\tau}}{2}$ rappresenta il vettore che ha per componenti le matrici di Pauli e $\vec{\theta}(x)$ è il parametro di rotazione per il gruppo di trasformazioni dipendente da x cioè dalle coordinate spazio-temporali.

Per il gruppo $U(1)_Y$ si ha, invece, rispettivamente per le componenti *left* e quelle *right*:

$$L \rightarrow L' = e^{-\frac{iq_L \cdot \theta(x)}{2}} L \quad (1.7)$$

$$R \rightarrow R' = e^{iq_R \cdot \theta(x)} R \quad (1.8)$$

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 i quarks di tipo *up* (u, c, t) ed $1/3$ per quelli di tipo *down* (d', s', b').

Affinchè la Lagrangiana risulti invariante anche sotto il gruppo locale di simmetria è necessario sostituire la derivata ordinaria con quella covariante, secondo la trasformazione:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \left(\partial_\mu - ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - ig'Y B_\mu \right) \quad (1.9)$$

g e g' rappresentano le diverse costanti di accoppiamento dei gruppi $SU(2)_L$ e $U(1)$, \vec{T} e Y i generatori di tali gruppi di simmetria e \vec{W}_μ e B_μ individuano i campi bosonici di gauge.

Nell'espressione 1.9 compaiono quattro campi di gauge, pari al numero dei generatori del gruppo di simmetria.

Sostituendo la 1.9 nella 1.5 otteniamo una nuova espressione per la Lagrangiana:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_f i \left(\bar{L} \gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - ig'Y B_\mu \right) L + T_R \right) \\ & - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.10)$$

dove $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ e $W_{\mu\nu} = i/g [D_\mu, D_\nu]$ con $D_\mu = \partial_\mu - ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu$.

T_R rappresenta l'analogo *right* del primo termine che compare nell'espressione 1.10 della Lagrangiana.

Gli ultimi due termini nella espressione della Lagrangiana rappresentano, invece, le Lagrangiane "*libere*" che descrivono i termini di energia cinetica associati ai quattro campi di gauge \vec{W}_μ e B_μ . Una caratteristica peculiare dovuta alla natura non abeliana del gruppo $SU(2)_L$ risiede nel fatto che per i campi di gauge \vec{W}_μ è presente un termine di *auto*-accoppiamento dovuto all'espressione del termine cinetico (fig. 1.1).

In ogni caso, per gli stessi, non compaiono nella Lagrangiana dei termini di massa che violerebbero la simmetria.

I bosoni di gauge così come i fermioni acquistano massa attraverso il meccanismo di rottura spontanea della simmetria che origina, inoltre, la presenza del bosone di Higgs.

Riportiamo di seguito i passi essenziali di tale meccanismo:

Nella espressione della Lagrangiana 1.10 viene introdotto un nuovo termine L_H descritto dalla seguente espressione:

$$L_H = (\partial_\mu \phi)(\partial_\mu \phi^*) - \mu^2 \phi \phi^* - \lambda(\phi \phi^*)^2 \quad (1.11)$$

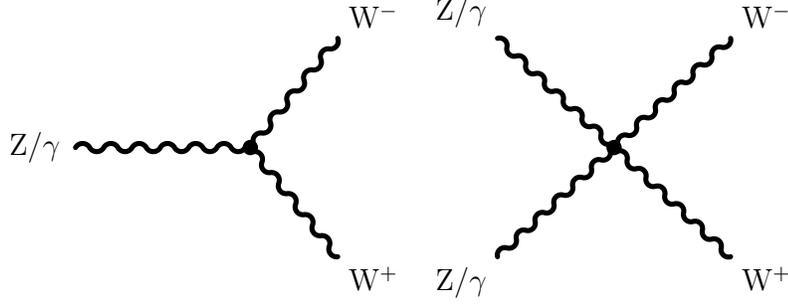


Figura 1.1: Diagrammi di accoppiamento triplo e quadruplo tra i bosoni di gauge

con $\mu^2 < 0$; ϕ rappresenta un doppietto complesso con numeri quantici $T = \frac{1}{2}$ e $Y = 1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Gli stati fondamentali, cioè di minimo per il potenziale $V(\phi) = -\frac{1}{2}\mu^2\phi^\dagger\phi + \frac{1}{2}\frac{\mu^2}{v^2}(\phi^\dagger\phi)^2$ sono individuati dall'equazione:

$$\sum_i \phi_i^2 = \frac{v^2}{2} \quad (1.13)$$

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \quad (1.14)$$

Una volta scelto arbitrariamente lo stato fondamentale, lo stesso non risulterà più invariante sotto il gruppo di simmetria della Lagrangiana.

Posto lo stato fondamentale:

$$\phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

possiamo riesprimere i campi ϕ^* e ϕ_0 nella forma seguente:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \theta_1 + i\theta_2 \\ v + H + i\theta_3 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

dove i campi H, θ_i ($i = 1, 2, 3$) sono reali.

Il teorema di Goldstone [14] fa corrispondere a questi campi 3 bosoni privi di massa, individuati dai campi θ_i , ed un bosone massivo H.

L'interazione del campo di Higgs e dei bosoni di Goldstone con i campi di gauge, necessaria affinché gli stessi acquistino massa, viene introdotta rendendo locale la simmetria, cioè imponendo che il parametro che descrive la rotazione all'interno del gruppo di simmetria $SU(2)_L$ e quello che descrive la trasformazione di fase per il gruppo $U(1)$ siano funzione delle coordinate spazio-temporali:

$$L_H = \left[\left(\partial_\mu - ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - ig'Y B_\mu \right) \phi \right]^\dagger \cdot h.c. - V(\phi\phi^*) \quad (1.17)$$

dove *h.c.* rappresenta l'hermitiano coniugato del primo termine della 1.17.

È possibile dimostrare che scelta un'opportuna gauge i bosoni di Goldstone vengono riassorbiti, conferendo quindi massa a tre dei quattro bosoni di gauge previsti dalla teoria.

Il bosone che rimane privo di massa viene identificato con il mediatore dell'interazione elettromagnetica, cioè il fotone.

Affinché questa identificazione sia esplicita si introducono due nuovi campi A_μ e Z_μ come combinazione lineare dei campi neutri W_μ^3 e B_μ :

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

θ_W è l'angolo di Weinberg che lega le costanti di accoppiamento g e g' secondo la relazione:

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (1.19)$$

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

$$M_W^\pm = \frac{gv}{2} \quad (1.20)$$

$$M_Z = \frac{gv}{2\cos\theta_W} \quad (1.21)$$

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} \quad (1.22)$$

I fermioni acquistano massa introducendo un nuovo termine di interazione nella Lagrangiana:

$$L_{HL} = \sum_f -G_f [(\bar{L}\phi)R + \bar{R}(\phi^\dagger L)] \quad (1.23)$$

È interessante notare che poiché per il neutrino non è prevista una componente destrorsa, lo stesso non acquista massa attraverso l'interazione con il bosone di Higgs.

L'accoppiamento dei fermioni con i bosoni di gauge è dato nel caso delle correnti cariche dall'espressione seguente:

$$J_+^\mu = -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_l \bar{\nu}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \bar{l} + (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} W_\mu^+ + h.c. \quad (1.24)$$

mentre per le correnti neutre si ha :

$$J_{CN}^\mu = \sum_f \bar{f} (v_f \gamma^\mu - a_f \gamma^\mu \gamma_5) f \quad (1.25)$$

v_f ed a_f sono legati a $\sin^2 \theta_w$ dalle relazioni:

$$v_f = 2T_3^f - 4e_f \sin^2 \theta_w \quad (1.26)$$

$$a_f = 2T_3^f \quad (1.27)$$

1.3 Verifiche sperimentali del settore elettrodebole del Modello Standard al LEP

Nella sua prima fase di funzionamento gli esperimenti LEP (ALEPH, OPAL, L3, DELPHI) hanno raccolto un campione di oltre venti milioni di eventi di decadimento dei bosoni Z, consentendo in questo modo di ottenere misure di alta precisione dei parametri fondamentali del Modello Standard elettrodebole.

La seconda fase di attività del LEP, denominata LEP2 e che ha avuto inizio nel 1996 ad un'energia nel centro di massa di 161 GeV ha condotto sia ad un ulteriore miglioramento delle misure dei parametri fondamentali della teoria, come ad esempio la misura "diretta" della massa del bosone W e lo studio dei tripli vertici bosonici carichi $WW\gamma$, WWZ sia allo studio di nuovi argomenti quali l'esistenza di vertici tripli neutri ZZZ o $ZZ\gamma$, la misura della sezione d'urto di processi *a soglia* previsti dalla teoria come ad esempio la produzione WW e ZZ .

L'elevata precisione raggiunta a LEP permette lo studio degli effetti delle cosiddette correzioni radiative, ovvero l'inferenza di effetti virtuali dalle misure di precisione di quantità influenzate da tali effetti.

1.3.1 Effetti delle correzioni radiative

Secondo quanto previsto dalla teoria quantistica dei campi, il calcolo del valore previsto per una generica quantità osservabile deve tener conto che, in generale, ad ogni processo contribuiscono diagrammi nei quali possono essere presenti particelle in maniera *reale* o solo allo stato *virtuale*, dando luogo a correzioni di ordine superiore.

In virtù di ciò particelle non rivelabili o non ancora rivelate direttamente a LEP come il quark top o il bosone di Higgs incidono sul calcolo dei valori attesi per le grandezze osservabili.

In particolare per il processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, dove f indica un fermione, è possibile dividere le correzioni radiative elettrodeboli in 2 classi [15]:

- *Correzioni di QED* nelle quali ai diagrammi all'ordine perturbativo più basso sono aggiunti delle linee fotoniche che rappresentano dei processi di bremsstrahlung reale o loop su particelle virtuali. Questi diagrammi apportano dei contributi finiti e gauge invarianti ai processi osservabili.
- *Correzioni Deboli* che coinvolgono loop sui propagatori dei bosoni γ o Z , correzioni di vertice, escludendo quelli dovuti all'emissione di un fotone virtuale. La figura 1.2 mostra, a titolo di esempio, il tipo di correzioni ai propagatori ed ai vertici.

Accanto a queste sono inoltre presenti delle correzioni dovute ad effetti di QCD.

Nelle analisi effettuate al LEP l'effetto delle correzioni elettrodeboli è, solitamente, riassorbito in una ridefinizione dei coefficienti di accoppiamento, ad esempio:

$$\sin^2\theta_W = \left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\right) \rightarrow \sin^2\theta_W^{eff} \quad (1.28)$$

calcolato a $\sqrt{s} = M_Z$.

La figura 1.3 mostra un chiaro esempio della grande sensibilità delle misure del LEP alle correzioni radiative attraverso un confronto dell'ampiezza parziale leptonica di decadimento della Z (Γ_l) ottenuta dai dati del LEP ed il valore del $\sin^2\theta_W^{eff}$ con le previsioni del Modello Standard.

1.3.2 Risultati sperimentali al LEP

L'accordo tra il Modello Standard e le misure del LEP può essere verificato effettuando un fit su un insieme di nove parametri ottenuti utilizzando i

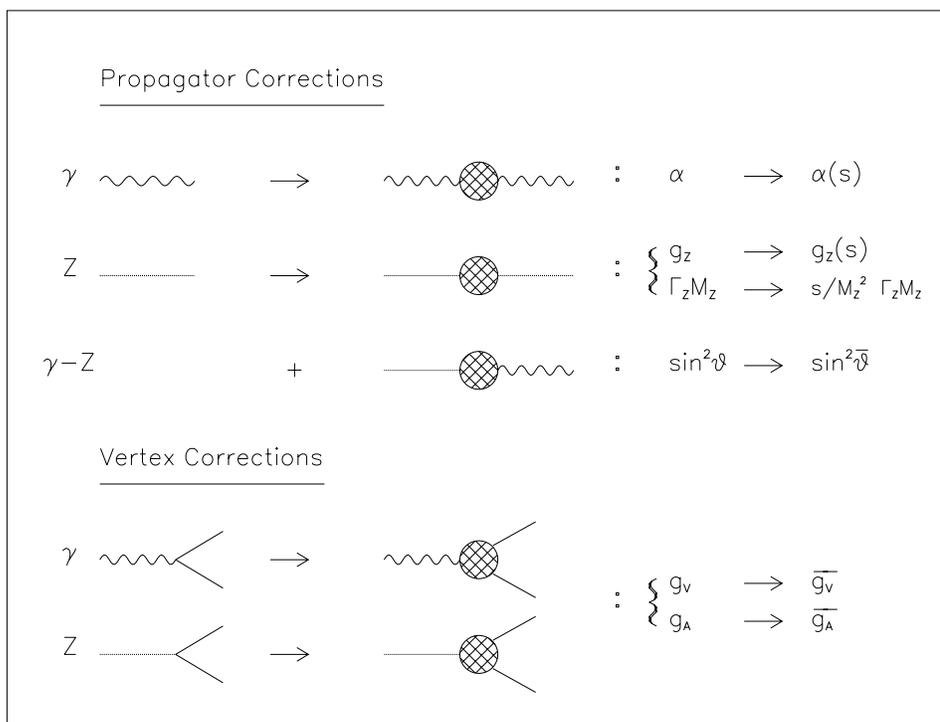


Figura 1.2: Diagrammi delle correzioni di QED (propagatore fotonico) e “Deboli” ai propagatori ed ai vertici

dati sulle sezioni d’urto adroniche e leptoniche e le asimmetrie leptoniche avanti-indietro.

L’insieme dei parametri è scelto sulla base della proprietà di essere poco correlati tra loro. Essi sono:

- La massa e la larghezza del bosone Z (M_Z e Γ_Z)
- La sezione d’urto adronica alla risonanza della Z (σ_h^{picco}):

$$\sigma_h^{picco} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2} \tag{1.29}$$

dove Γ_{ee} e Γ_{had} rappresentano le larghezze parziali per il decadimento della Z in elettroni ed adroni.

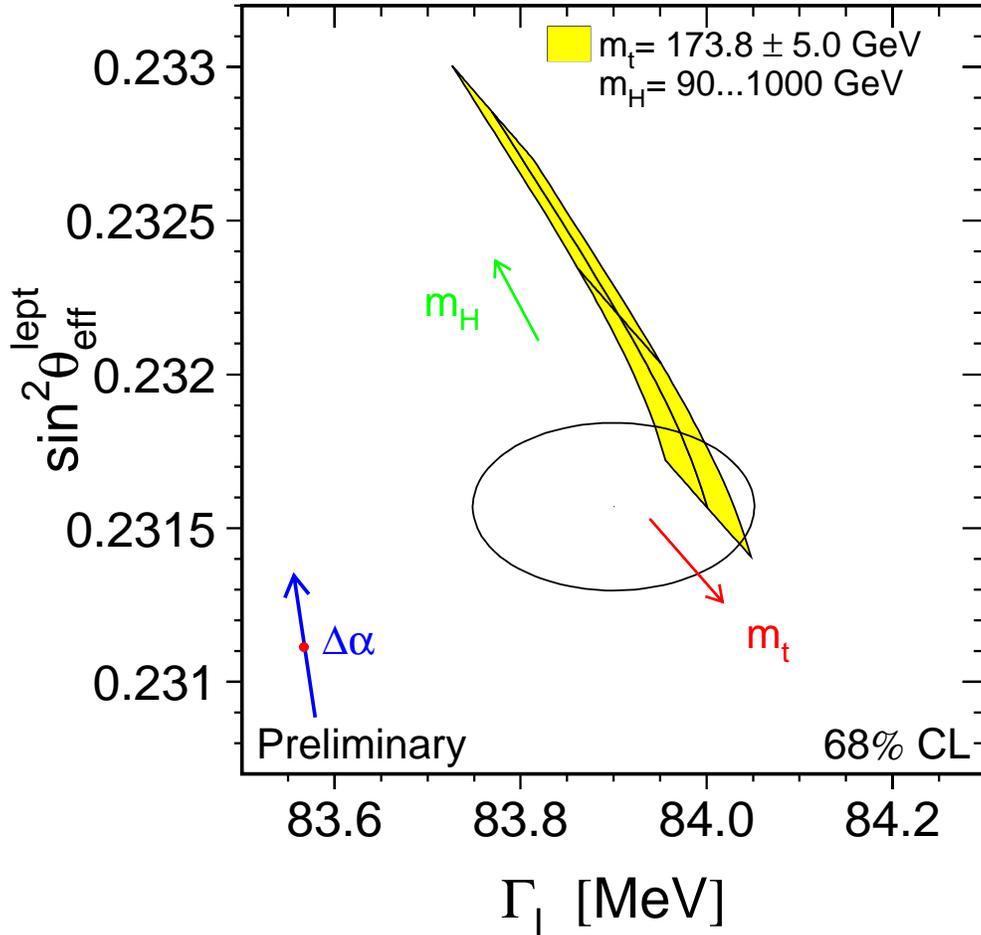


Figura 1.3: Confronto tra le misure del $\sin^2 \theta_W^{e.f.f}$ (LEP+SLD [17]) e di Γ_Z rappresentate in figura dalla curva ellittica e le previsioni del Modello Standard (area ombreggiata corrispondente a diversi valori della massa del top e dell'Higgs). Il punto con la freccia rappresenta la previsione teorica se non si considerano tutti gli effetti dovuti alle correzioni radiative parametrizzate, in questo caso, attraverso una ridefinizione della costante di struttura fine α .

- I rapporti:

$$R_e = \Gamma_{had}/\Gamma_{ee} \quad (1.30)$$

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

$$R_\tau = \Gamma_{had}/\Gamma_{\tau\tau} \quad (1.32)$$

con $\Gamma_{\mu\mu}$ e $\Gamma_{\tau\tau}$ che rappresentano le ampiezze parziali per il decadimento della Z in μ e τ .

- Le asimmetrie al picco della Z , $A_{FB}^{0,e}$, $A_{FB}^{0,\mu}$ e $A_{FB}^{0,\tau}$ calcolate per i processi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. In termini degli accoppiamenti per i fermioni delle componenti vettoriali ed assiali delle correnti neutre, v_f e a_f (eq. 1.27), le asimmetrie sono espresse dalle seguenti relazioni:

$$A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4} A_e A_f \quad (1.33)$$

con:

$$A_f = \frac{2g_{v_f}g_{a_f}}{g_{v_f}^2 + g_{a_f}^2} \quad (1.34)$$

Se assumiamo l'universalità leptonica l'insieme dei nove parametri ora descritti si riduce a soli cinque parametri, in quanto le grandezze *leptoniche* R_l e le asimmetrie leptoniche $A_{FB}^{0,l}$ assumono lo stesso valore per i tre tipi di leptoni.

La tabella 1.2 riporta i valori misurati dei cinque parametri ottenuti attraverso il fit descritto in precedenza. Dal fit si ricavano, inoltre, alcune grandezze rilevanti nel settore dei quark pesanti, riportate sempre in tabella 1.2.

In particolare:

- Il rapporto tra le larghezze parziali per il decadimento della Z in coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ e la larghezza totale adronica (R_b , R_c).
- Le asimmetrie avanti-indietro $A_{FB}^{0,b}$, $A_{FB}^{0,c}$.

Il confronto tra previsioni teoriche e grandezze misurate al LEP può essere fatto in diversi modi:

- confrontando direttamente le predizioni del Modello Standard con le osservabili che non dipendono da m_t e m_H ;

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

Tabella 1.2: Parametri del Modello Standard misurati al LEP.

	Misure LEP	Tutti i dati tranne M_W ed M_{top}	Tutti i dati
m_t (GeV)	160_{-9}^{+13}	158_{-8}^{+9}	171 ± 4.9
m_h (GeV)	60_{-35}^{+127}	32_{-15}^{+41}	76_{-47}^{+85}
$\chi^2/g.d.l.$	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 1.3: 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.

- stimando indirettamente i valori di m_t e m_H dalle osservabili che tramite correzioni radiative dipendono da esse, assumendo la validità del Modello Standard (tab. 1.3).

I risultati del fit mostrano un ottimo accordo tra le previsioni teoriche e le misure. Inoltre i dati raccolti al LEP sono coerenti con valori di massa dell'Higgs e del top del relativamente bassi (fig. 1.4).

La migliore stima sui limiti per la massa del bosone di Higgs è ottenuta utilizzando tutti i dati raccolti dalle misure del LEP, SLD [17], NuTeV [18], CDF [19], DØ [20] e CCFR [21]. Il risultato è riportato in fig. 1.5.

Per quanto l'errore sulla massa dell'Higgs sia considerevole e maggiore di quello sulla massa del top, in virtù del fatto che le correzioni radiative presentano una dipendenza logaritmica dalla massa dell'Higgs mentre sono quadratiche nella massa del top, è importante notare che la procedura di fit converge ad un minimo, ciò è coerente con la prevista esistenza del bosone di Higgs.

Analogamente, assumendo valido il Modello Standard è possibile ottenere una misura indiretta della massa del top e del bosone W utilizzando tutti i dati raccolti dalle collaborazioni sopra menzionate, ad eccezione delle misure di m_W ed m_t (figura 1.6).

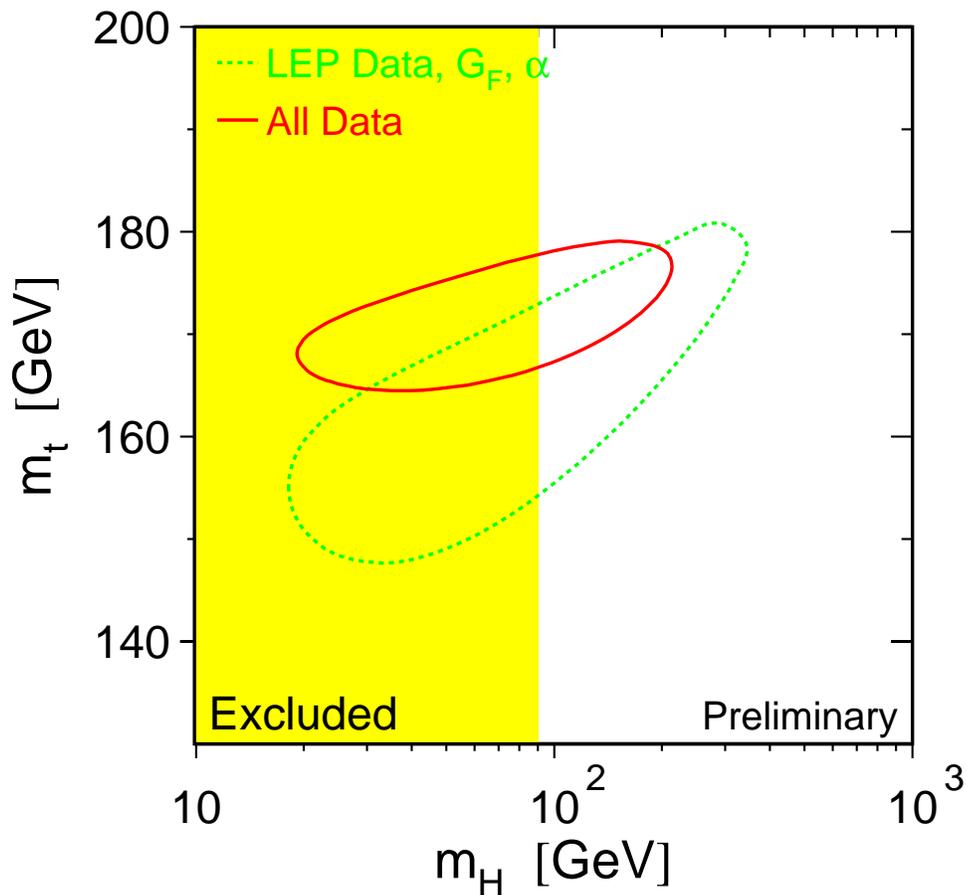


Figura 1.4: Curve al 68% di livello di confidenza nel piano $m_t m_H$ ottenute con i dati raccolti dal LEP (curva tratteggiata) ed includendo i risultati delle misure degli esperimenti CDF/DØ al TEVATRON (curva continua). La banda verticale mostra la regione esclusa al 95% di livello di confidenza per m_H ottenuta dai risultati delle ricerche dirette. L'area scura mostra le previsioni del Modello Standard al variare della massa dell'Higgs.

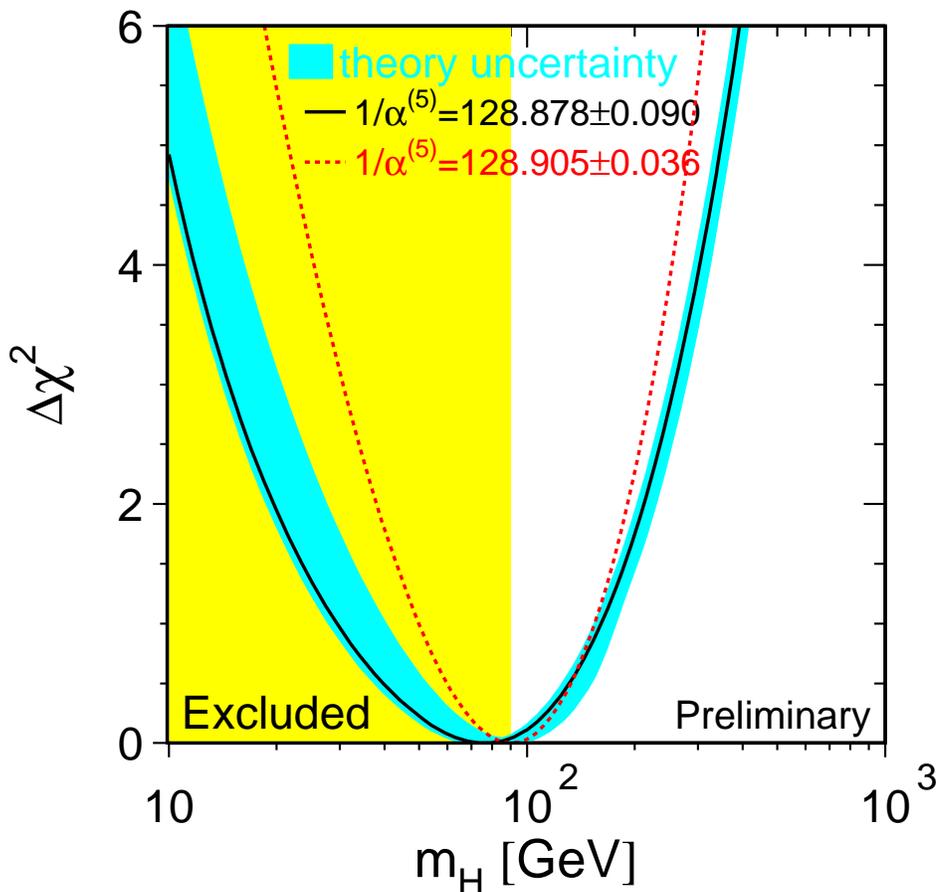


Figura 1.5: Curva di $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$ in funzione di m_H . La linea continua rappresenta il risultato del fit su tutti i dati, mentre la banda ad essa sovrapposta rappresenta una stima dell'errore causato dall'incertezza teorica sulle correzioni di ordine superiore mancanti. Per $\chi^2 = 1$ e $\chi^2 = 2$ otteniamo, rispettivamente, il limite di confidenza al 68% e al 95%. La banda verticale mostra la regione per m_H esclusa al 95% di livello di confidenza dalle ricerche dirette. Come è evidente, i risultati mostrano una dipendenza dal valore della costante di accoppiamento elettromagnetica α .

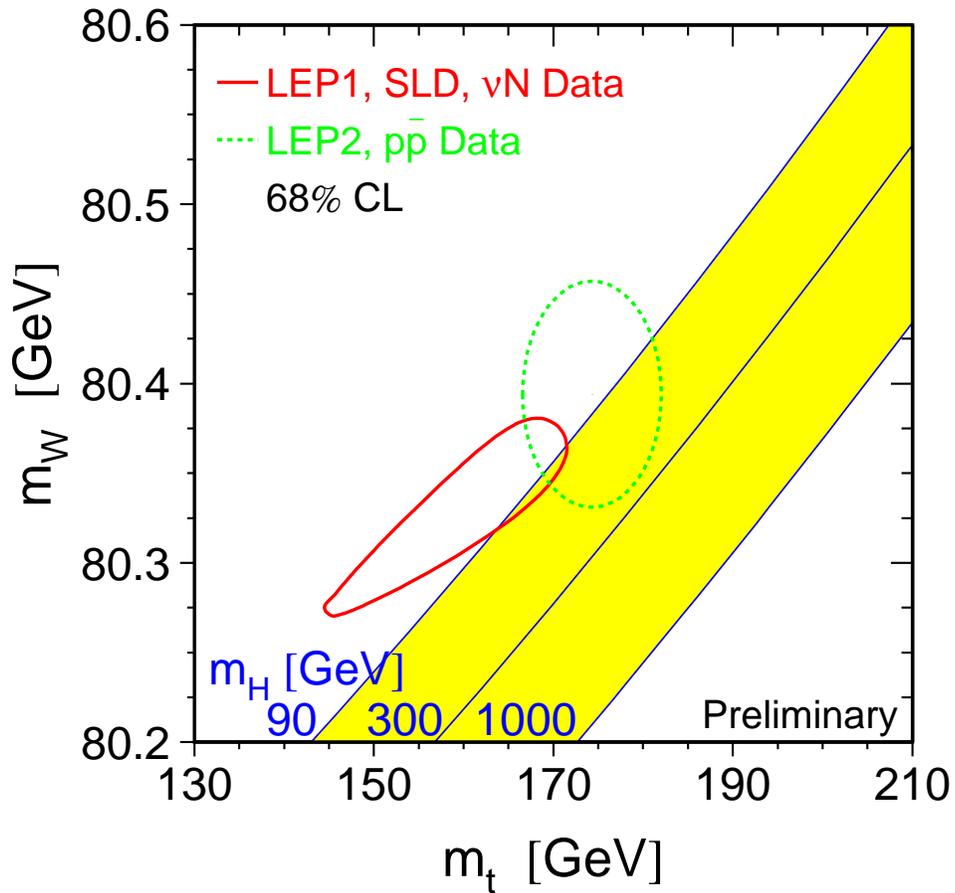


Figura 1.6: Confronto tra le misure indirette di M_W ed M_t (linea continua) ottenute al LEP, SLD e NuTeV e le misure dirette ottenute utilizzando i dati raccolti al LEP ed al Tevatron (linea tratteggiata).

Capitolo 2

Processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ all' energia di soglia: generalità e motivi di interesse

In questo capitolo sarà esaminato il processo di produzione in soglia di coppie di bosoni Z, con particolare riferimento ai motivi di interesse connessi allo studio di tale processo.

2.1 Processi con quattro fermioni nello stato finale

A LEP1 la produzione di coppie di quark e leptoni ha consentito, come esposto nel capitolo 1, una verifica di alta precisione del settore elettrodebole del Modello Standard.

A LEP2, tuttavia, con l'aumentare dell'energia disponibile nel centro di massa, sono possibili altri processi, come la produzione di coppie di bosoni carichi W o di bosoni neutri Z (fig. 2.1).

Questi ultimi due processi rientrano, più in generale, in un'importante classe di processi studiati al LEP2, cioè quella dei processi con quattro fermioni nello stato finale.

Esistono diversi processi, come riportato in figura 2.2, che conducono a tale stato finale.

L'intero insieme viene suddiviso in processi Non Abelianici ed Abelianici, che includono o meno, rispettivamente, accoppiamenti tra i bosoni di gauge mediatori delle interazioni elettrodeboli (fig. 2.2).

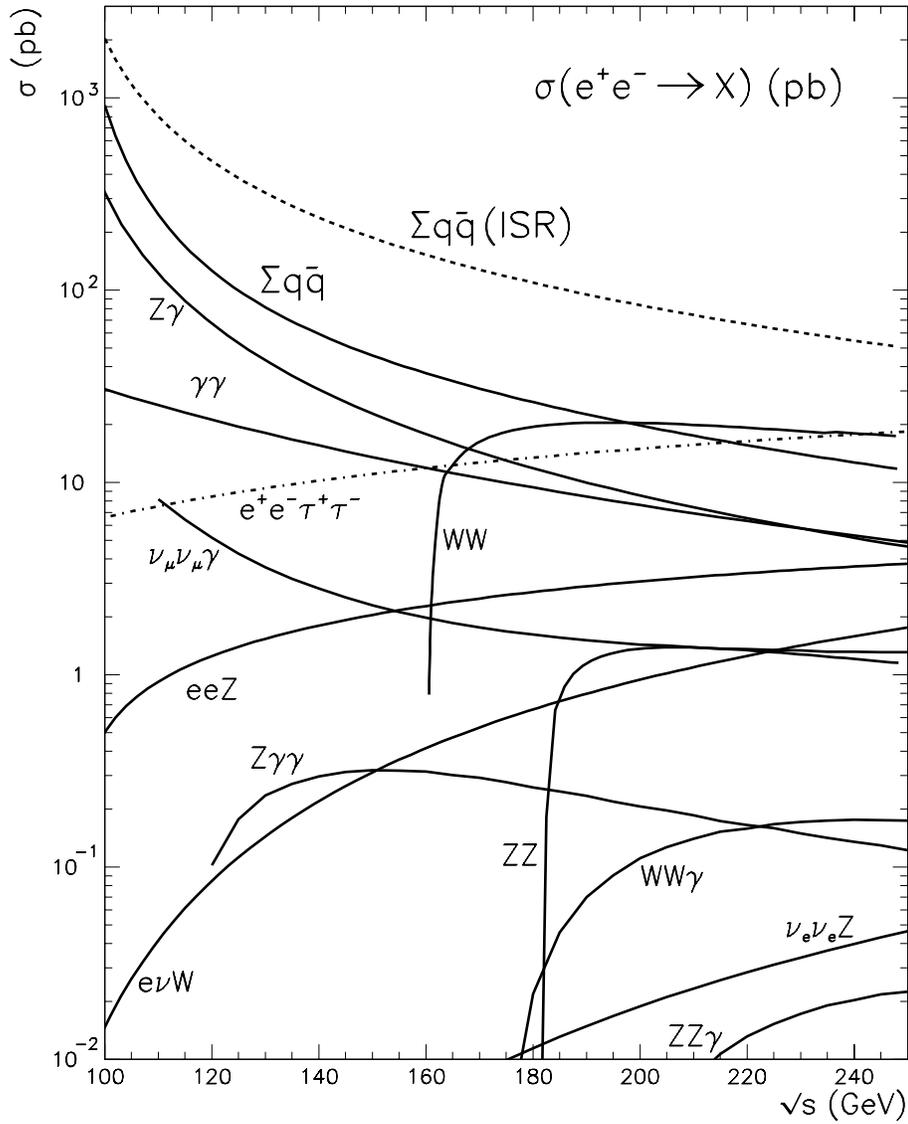
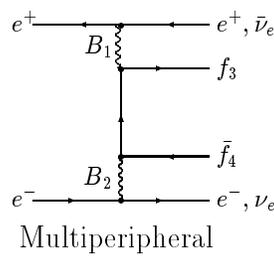
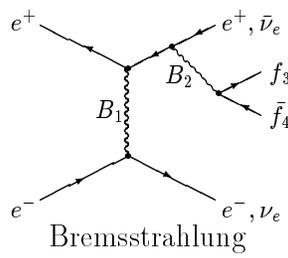
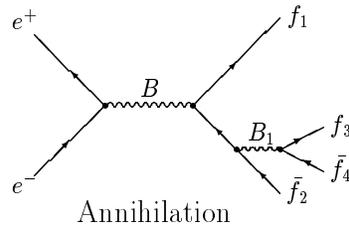
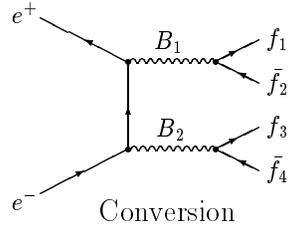
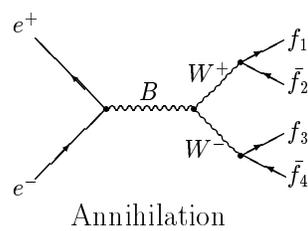
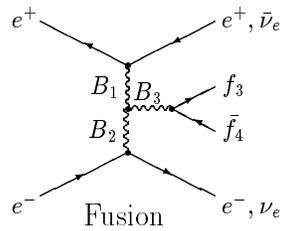


Figura 2.1: Sezioni d'urto previste dal Modello Standard al variare dell'energia nel centro di massa per i principali processi a LEP2. Le sezioni d'urto riportate per i processi WW e ZZ sono state calcolate all'ordine perturbativo più basso (Born level).

Abelian Classes



Nonabelian Classes



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

Figura 2.2: Diagrammi di Feynman relativi ai processi con quattro fermioni nello stato finale. A questi vanno aggiunti i diagrammi previsti per la produzione del bosone di Higgs.

È possibile, inoltre, definire i processi di produzione di corrente carica (**CC**) nel caso in cui nell'interazione siano presenti dei bosoni carichi W^\pm ; analogamente è possibile definire i processi di corrente neutra (**NC**) come quelli in cui sono presenti i propagatori dei bosoni di gauge neutri Z e γ . Per ogni assegnato stato finale esistono, in generale, diversi diagrammi di Feynman che concorrono alla sua formazione. Questi diagrammi possono essere sia di corrente carica (**CC**) che di corrente neutra (**NC**) e contribuiscono in modo differente alla sezione d'urto totale. In particolare, il valore della sezione d'urto più elevato, nell'ambito dei processi con quattro fermioni nello stato finale, è presentato dai diagrammi *multiperiferici* nei quali avviene lo scambio in canale t di due γ quasi-reali che *collidono* dando luogo ad una coppia $f\bar{f}$ mentre la coppia e^+e^- non viene rivelata poiché emessa a piccoli valori dell'angolo polare θ .

2.2 Il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ on shell al LEP.

Ad energie nel centro massa superiori a 2 volte la massa del bosone Z è cinematicamente consentita la produzione in coppia di 2 bosoni Z reali, come stato intermedio di un processo che prevede quattro fermioni nello stato finale. Il Modello Standard prevede due soli diagrammi (canale t), per la produzione risonante di coppie di Z (fig. 2.3) che, essendo di corrente neutra, vengono denominati **NC02** (*2 Neutral Current Diagrams*).

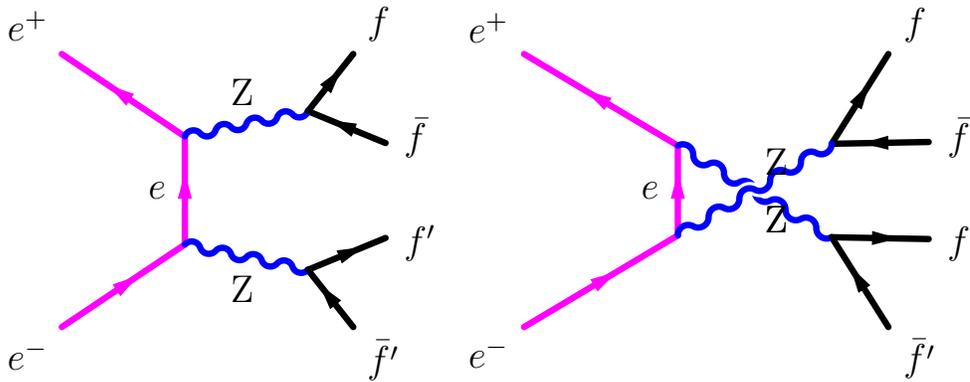


Figura 2.3: Diagrammi NC02 per la produzione di coppie di Z

L'espressione analitica della sezione d'urto differenziale è data da [22]:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \sum_{k,k'} \int ds_1 \int ds_2 \frac{\sqrt{\lambda}}{64\pi s^2} |M^{k,k'}|^2 \rho(s_1)\rho(s_2) \quad (2.1)$$

dove k, k' rappresentano i tre stati di elicità per il bosone Z, le funzioni $\rho(s_i)$ tengono conto della larghezza finita delle Z (2.490 ± 0.007 GeV) [16], le variabili di integrazione s_1 e s_2 si riferiscono al valore della massa invariante delle due Z, λ è la funzione di Kallen definita in [22] ed $M^{k,k'}$ rappresenta l'elemento di matrice per la transizione tra gli stati iniziale e finale in esame.

Poichè, come già detto, la Z presenta una larghezza di decadimento non nulla, la sua vita media, definita dalla relazione $\tau = \Gamma^{-1}$, risulta essere finita, per cui il decadimento in coppie $f\bar{f}$ avviene in tempi molto brevi, consentendo, dal punto di vista sperimentale, la rivelazione delle particelle prodotte dal decadimento della Z.

Il processo è caratterizzato, pertanto, dalla presenza di quattro fermioni nello stato finale.

Come illustrato nel paragrafo 1.1, un'ampia classe di processi conduce a stati finali con quattro fermioni. Pertanto, non è possibile risalire, sulla base della sola segnatura sperimentale, al diagramma di Feynman corrispondente, che interferisce con tutti gli altri diagrammi che presentano lo stesso stato finale.

Si è resa necessaria, pertanto, una definizione “operativa” del segnale ZZ volta ad isolare quanto meglio possibile e nei limiti di questa interferenza il contributo proveniente dai diagrammi di produzione **NC02** dall'intero insieme dei processi con quattro fermioni nello stato finale.

Questa procedura verrà descritta dettagliatamente nel paragrafo seguente.

2.3 Definizione del segnale ZZ

Il punto di partenza per una definizione operativa del segnale ZZ è stato lo studio di eventi con quattro fermioni nello stato finale simulati attraverso il generatore di eventi MonteCarlo EXCALIBUR [23].

La procedura di definizione del segnale si è concretizzata in una serie di tagli cinematici mirati, come esposto in precedenza, ad isolare il contributo **NC02** dal resto dei processi con quattro fermioni nello stato finale.

EXCALIBUR assegna a tutti i fermioni generati massa nulla.

Al fine di evitare delle divergenze viene richiesto che l'energia dei fermioni uscenti e tutte le loro possibili masse invarianti siano di almeno 1 GeV.

Successivamente è stato richiesto che le masse invarianti delle coppie fermioniche $M(f\bar{f})$ e $M(f'\bar{f}')$ fossero comprese nell'intervallo tra 70 e 105 GeV, cioè intorno al valore della massa del bosone Z.

Questo taglio riduce in particolare il contributo proveniente dai diagrammi di corrente neutra non risonanti¹ e di annichilazione abeliana.

¹Con questo termine individuiamo il contributo proveniente dall'intero insieme dei

Nel caso di stati finali con quattro fermioni dello stesso tipo ($f\bar{f}f\bar{f}$), per ogni fermione è possibile costruire due accoppiamenti di massa invariante, pertanto in questo caso è richiesto che almeno uno dei due possibili accoppiamenti sia compreso nell'intervallo suddetto.

Negli stati finali $u\bar{u}d\bar{d}$, $c\bar{c}s\bar{s}$ e $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ è presente una larga contaminazione dovuta al contributo dei diagrammi di corrente carica, in particolare proveniente da produzione di coppie WW. In questi casi è stato richiesto che le masse invarianti $M(ff')$ non fossero comprese all'interno dell'intervallo 75-85 GeV, attorno cioè al valore della massa della W.

Inoltre negli stati finali in cui sono presenti elettroni e positroni il contributo proveniente dai diagrammi multiperiferici è dominante. Questi eventi sono caratterizzati dal piccolo valore dell'angolo polare θ_e con cui vengono emessi gli elettroni e i positroni.

Per questo motivo è stato applicato un taglio sul coseno dell'angolo polare degli elettroni (positroni) uscenti ($|\cos\theta_e| \leq 0.95$). Il particolare valore di $|\cos\theta_e|$ scelto è determinato dalla copertura angolare della camera tracciante (TEC).

Difatti, per valori inferiori dell'angolo polare θ_e non risulta possibile l'identificazione dell'elettrone uscente.

In figura 2.4 sono riportate le distribuzioni di massa invariante delle coppie $f\bar{f}$ per eventi EXCALIBUR $q\bar{q}q'\bar{q}'$ ed $\ell^+\ell^-\bar{q}q$ prima e dopo i tagli di definizione del segnale descritti in questo paragrafo.

2.4 Sezione d'urto ZZ alla soglia di produzione

Partendo dalla definizione del segnale adottata nel paragrafo precedente è possibile dare una definizione operativa della sezione d'urto per l'intero processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ e per i singoli canali di decadimento:

$$\sigma_{zz} = \sum_{f,f'} \sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}') \frac{N_{sel}}{N_{gen}} \quad (2.2)$$

dove N_{gen} rappresenta il numero di eventi generati per l'intero campione 4 fermioni ed N_{sel} rappresenta il numero di eventi che superano i tagli di definizione del segnale.

diagrammi di conversione per i bosoni di gauge neutri γ e Z **NC08** e dai diagrammi multiperiferici, così come definiti nel paragrafo 1.3

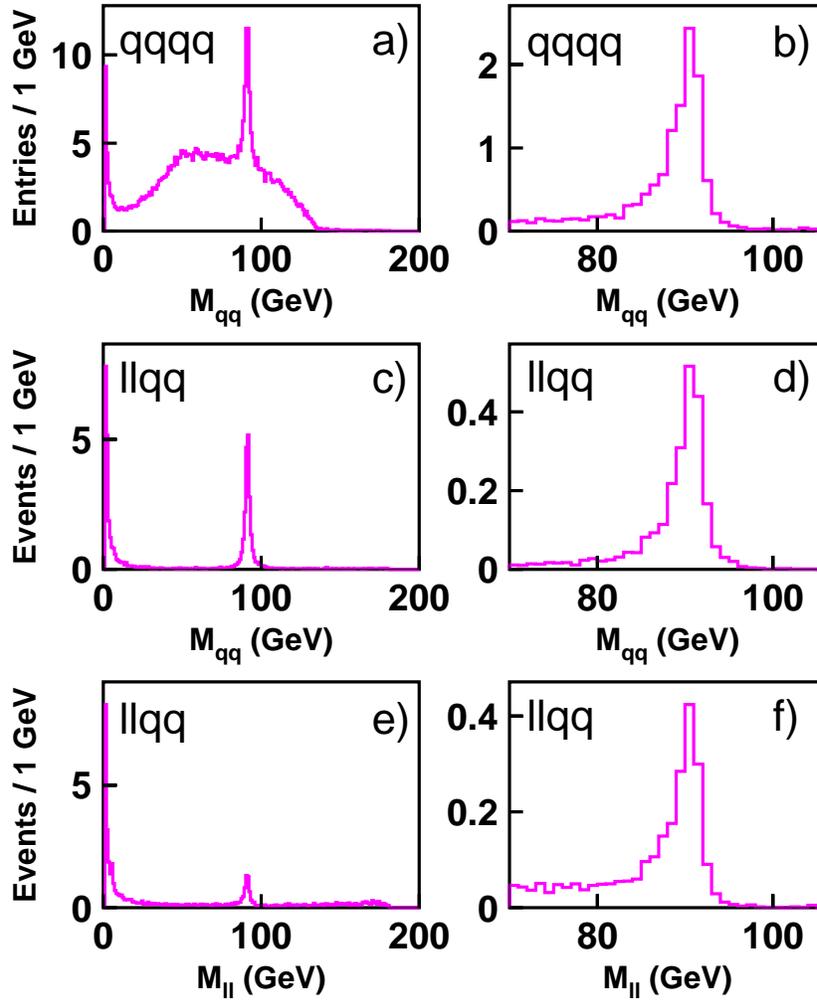


Figura 2.4: Valori delle masse invarianti per le coppie di quark per eventi EXCALIBUR $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$ a) prima e b) dopo i tagli di definizione del segnale e la distribuzione delle masse per le coppie di quark e di leptoni per eventi EXCALIBUR $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-q\bar{q}$, prima (c,e) e dopo (d,f) i tagli sopra descritti. Il numero di eventi è normalizzato ad una luminosità integrata di 55.3 pb^{-1} corrispondente alla raccolta dati del 1997.

\sqrt{s} [GeV]	luminosità [pb ⁻¹]
181.74	3.9
182.72	49.6
183.81	1.8

Tabella 2.1: Luminosità raccolte nel run di presa dati del 1997 con le rispettive luminosità integrate

Il valore della sezione d'urto totale per il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ calcolata alle energie riportate in tabella 2.1 risulta essere pari, in ordine crescente dell'energia nel centro di massa, a 0.193, 0.249 e 0.323 pb (fig. 2.5).

I dati analizzati sono stati raccolti dall'esperimento L3 nel 1997 e corrispondono ad una luminosità integrata pari a 55.3 pb⁻¹ ed ad una energia media nel centro massa pari a 182.7 GeV.

Per quanto i valori riportati siano corretti all'ordine del fb, su questi grava in ogni caso un errore derivante dall'incertezza sull'energia del singolo fascio collidente che, per il periodo di presa dati del 1997, è stata pari a 25 MeV.

Il valore atteso della sezione d'urto è stato riferito ad un'energia di 182.7 GeV, ottenuta effettuando una media pesata sulle luminosità raccolte dall'esperimento L3 riportate in tabella 2.1 ed è risultato pari a 0.250 pb.

I rapporti di ramificazione (*branching ratios*) calcolati e riportati dettagliatamente in tabella 2.4 differiscono, in alcuni casi, da quelli ottenuti utilizzando i valori dei *branching ratio* della Z, soprattutto per i canali di decadimento dove risulta maggiore il contributo derivante dai diagrammi non risonanti che riescono a superare i tagli di definizione del segnale.

Ad esempio, come si può evincere dalla tabella 2.2 se confrontiamo le sezioni d'urto per il processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ e $\mu^+\mu^-\tau^+\tau^-$ troviamo che il loro rapporto, il cui valore atteso è pari a 0.5, risulta essere maggiore di 1.

Questo effetto è dovuto alla produzione di coppie di μ da parte di fotoni *quasi reali*.

La massa invariante di suddetta coppia è piccola e pertanto non supera i tagli di definizione del segnale, tuttavia è possibile che le masse invarianti costruite accoppiando μ derivanti da decadimenti di bosoni diversi possano rientrare nell'intervallo selezionato.

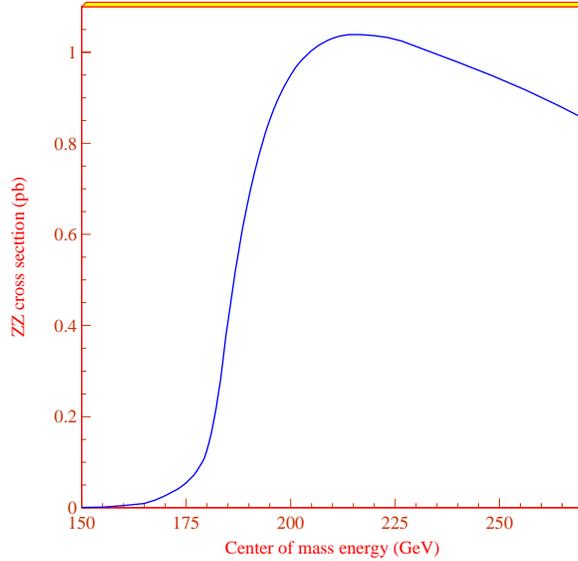


Figura 2.5: Sezione d'urto per il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ calcolata con il generatore EXCALIBUR

2.5 Motivi di interesse dello studio della produzione di coppie di **Z**

La ricerca di un segnale di produzione risonante di coppie di bosoni Z ed una misura della sezione d'urto costituisce la finalità principale del lavoro svolto.

Lo studio del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ è reso particolarmente difficile dall'esiguo valore della sezione d'urto attesa (0.250 pb, per un totale di circa 14 eventi attesi) e della presenza di fondi praticamente irriducibili (eventi WW , $q\bar{q}(\gamma)$, produzione di W singola). Ciò nonostante l'analisi del processo risulta di notevole interesse in quanto costituisce un test fondamentale del Modello Standard nel settore delle correnti neutre consentendo, inoltre, di evidenziarne possibili deviazioni attraverso lo studio di accoppiamenti anomali tra

$ZZ \rightarrow$	$\sigma(pb)$	$ZZ \rightarrow$	$\sigma(pb)$	$ZZ \rightarrow$	$\sigma(pb)$	$ZZ \rightarrow$	$\sigma(pb)$
$u\bar{u}u\bar{u}$	0.00489	$u\bar{u}d\bar{d}$	0.00839	$u\bar{u}c\bar{c}$	0.00688	$\sum q_i \bar{q}_i q_j \bar{q}_j$	0.11568
$u\bar{u}s\bar{s}$	0.00850	$u\bar{u}b\bar{b}$	0.00850	$d\bar{d}d\bar{d}$	0.00560		
$d\bar{d}c\bar{c}$	0.00850	$d\bar{d}s\bar{s}$	0.01048	$d\bar{d}b\bar{b}$	0.01048		
$c\bar{c}c\bar{c}$	0.00489	$c\bar{c}s\bar{s}$	0.00839	$c\bar{c}b\bar{b}$	0.00850		
$s\bar{s}s\bar{s}$	0.00560	$s\bar{s}b\bar{b}$	0.01048	$b\bar{b}b\bar{b}$	0.00560		
$u\bar{u}\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00335	$u\bar{u}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00385	$u\bar{u}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00385		
$d\bar{d}\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00410	$d\bar{d}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00476	$d\bar{d}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00476		
$c\bar{c}\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00335	$c\bar{c}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00385	$c\bar{c}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00385		
$s\bar{s}\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00410	$s\bar{s}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00476	$s\bar{s}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00476		
$b\bar{b}\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00410	$b\bar{b}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00476	$b\bar{b}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00476		
$u\bar{u}e^+e^-$	0.00331	$u\bar{u}\mu^+\mu^-$	0.00221	$u\bar{u}\tau^+\tau^-$	0.00221	$\sum q_i \bar{q}_i l_j^+ l_j^-$	0.04342
$d\bar{d}e^+e^-$	0.00386	$d\bar{d}\mu^+\mu^-$	0.00273	$d\bar{d}\tau^+\tau^-$	0.00273		
$c\bar{c}e^+e^-$	0.00331	$c\bar{c}\mu^+\mu^-$	0.00221	$c\bar{c}\tau^+\tau^-$	0.00221		
$s\bar{s}e^+e^-$	0.00386	$s\bar{s}\mu^+\mu^-$	0.00273	$s\bar{s}\tau^+\tau^-$	0.00273		
$b\bar{b}e^+e^-$	0.00386	$b\bar{b}\mu^+\mu^-$	0.00273	$b\bar{b}\tau^+\tau^-$	0.00273		
$e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00149	$e^+e^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00173	$e^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00173		
$\mu^+\mu^-\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00109	$\mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00119	$\mu^+\mu^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00124		
$\tau^+\tau^-\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00109	$\tau^+\tau^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00124	$\tau^+\tau^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00119		
$e^+e^-e^+e^-$	0.00143	$e^+e^-\mu^+\mu^-$	0.00130	$e^+e^-\tau^+\tau^-$	0.00130	$\sum l_i^+ l_i^- l_j^+ l_j^-$	0.00650
$\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	0.00088	$\mu^+\mu^-\tau^+\tau^-$	0.00071	$\tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$	0.00088		
$\nu_e\bar{\nu}_e\nu_e\bar{\nu}_e$	0.00078	$\nu_e\bar{\nu}_e\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00187	$\nu_e\bar{\nu}_e\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00187		
$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	0.00104	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00216	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.00104	$\sum \nu_i \bar{\nu}_i \nu_j \bar{\nu}_j$	0.00876

Tabella 2.2: Sezioni d'urto calcolate con EXCALIBUR per il segnale ZZ ad un'energia nel centro-massa pari a 182.7 GeV. La sezione d'urto totale è pari a 0.25 pb.

bosoni di gauge.

Tuttavia non sono questi gli unici elementi di interesse.

Lo studio del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ risulta particolarmente importante in quanto rappresenta un fondo irriducibile nell'analisi di eventi di produzione di particelle di Higgs e di particelle supersimmetriche e consente allo stesso tempo di studiare eventuali segnali di nuova fisica, come descritto nei paragrafi seguenti. È quindi necessario sviluppare dei criteri di *identificazione* del processo ZZ, che risulteranno utili anche nei futuri periodi di raccolta dati (*run*) di LEP ad energie e luminosità più elevate.

2.5.1 Accoppiamenti Anomali

Come è noto, il Modello Standard non prevede accoppiamenti neutri tripli tra i bosoni di gauge del tipo VZZ dove V rappresenta un fotone o una Z come conseguenza della struttura non abeliana della simmetria $SU(2) \otimes U(1)$ (cfr. par. 1.2) a partire dalla quale l'intero modello viene costruito.

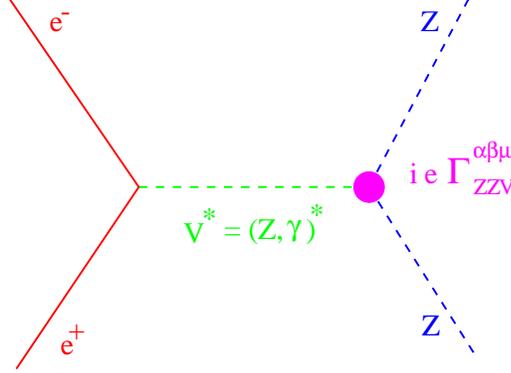


Figura 2.6: Diagramma con accoppiamenti anomali $ZZ\gamma$ e ZZZ che contribuiscono al processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$

Richiedendo solo l'invarianza di Lorentz è possibile costruire l'espressione più generale per il vertice riportato in figura 2.6 nel caso di produzione ZZ reali ("on shell") [24]:

$$\Gamma_{ZZV}^{\alpha\beta\mu} = \frac{s - m_V^2}{m_Z^2} [i f_4^V (k + \bar{k})^\alpha g^{\mu\beta} + (k + \bar{k})^\beta g^{\mu\alpha}] + i f_5^V \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (k - \bar{k})_\rho \quad (2.3)$$

M_V rappresenta la massa del propagatore, k e k' i quadrimpulsi dei bosoni prodotti, il termine f_4^V è un termine di violazione di C e P, ma conserva la simmetria CP mentre il termine f_5^V introduce una violazione di CP.

I valori previsti dal Modello Standard per $f_{4,5}^V$ sono pari a zero.

L'effetto della presenza del vertice triplo anomalo nel calcolo della sezione d'urto differenziale può essere parametrizzato sostituendo nell'espressione riportata nel paragrafo 2.4 l'elemento di matrice con l'espressione seguente:

$$|M^{u,u'}|^2 \rightarrow |M_{MS}^{u,u'} + A^{u,u'}|^2 \quad (2.4)$$

Avendo indicato, per evitare confusione con i quadrimpulsi, con u ed u' gli stati di elicità delle Z. Il termine $A^{u,u'}$ definito in [22] e [25] contiene il contributo derivante dal triplo vertice anomalo.

L'introduzione di questo termine nel calcolo dell'ampiezza di transizione che tenga conto dell'interferenza tra tutti i possibili diagrammi per un assegnato stato finale a quattro fermioni, porta ad una modifica delle segnature sperimentali attese per il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$.

In particolare ci si aspetta:

- Variazione della sezione d'urto totale
- Modifica della distribuzione angolare delle Z prodotte (figura 2.7)
- Variazione della polarizzazione media dei bosoni Z (quest'ultima informazione non è accessibile al LEP2 a causa dell'insufficiente statistica raccolta).

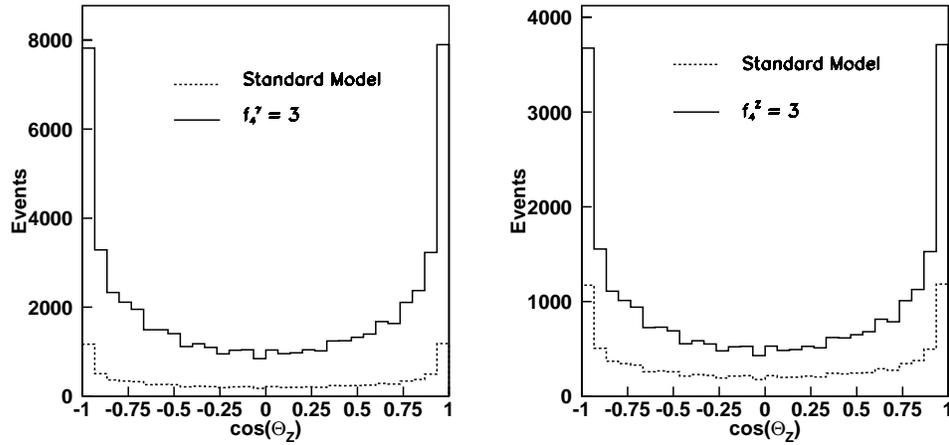


Figura 2.7: Effetti del termine anomalo f_4 sulla distribuzione angolare dei bosoni Z prodotti calcolati per $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$

2.5.2 Produzione di Higgs a LEP2.

Il principale meccanismo di produzione della particella di Higgs alle energie raggiunte a LEP2 risiede nel processo di irraggiamento di un Higgs (H -strahlung), riportato in figura 2.8, cioè la radiazione di un Higgs da parte di una Z virtuale ($e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$).

Un'altra possibilità è costituita dal diagramma di fusione WW con emissione di un Higgs che, tuttavia, risulta largamente soppresso rispetto al processo di H -strahlung.

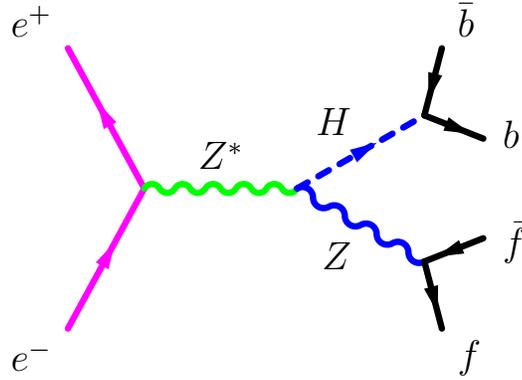


Figura 2.8: *Processo di H-strahlung*

Nel caso del processo di *H-strahlung*, la segnatura sperimentale è originata dal successivo decadimento della Z e del bosone di Higgs. I *branching ratio* attesi per il bosone di Higgs dipendono dal valore della sua massa (m_H).

Ad un'energia nel centro di massa pari a 183 GeV l'Higgs decade, in virtù dell'accoppiamento proporzionale al termine $\frac{gm_f}{2M_W}$ (m_f rappresenta la massa del fermione con cui il bosone di Higgs si accoppia e g la costante di accoppiamento del gruppo SU(2) di gauge), prevalentemente in coppie $b\bar{b}$ (84%) e più raramente in coppie $\tau^+\tau^-$.

Gli stati finali di maggior interesse sono rappresentati da:

- $b\bar{b}q\bar{q}, b\bar{b}\nu\bar{\nu}, b\bar{b}\ell^+\ell^-$ proveniente da: $(H \rightarrow b\bar{b})(Z \rightarrow f\bar{f})$
- $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ proveniente da: $(H \rightarrow \tau^+\tau^-)(Z \rightarrow q\bar{q})$

La sezione d'urto del processo di *H-strahlung* dipende dal valore del parametro libero m_H .

Ad un'energia nel centro di massa pari a 183 GeV la sezione d'urto per il processo di H-strahlung σ_{HZ} per un valore di m_H di 90 GeV risulta essere pari a 0.155 pb da confrontare con il valore atteso per σ_{ZZ} di 0.250 pb.

Pertanto il processo ZZ costituisce, in virtù delle sue peculiarità cinematiche, uno dei fondi dominanti e praticamente irriducibile nell'ipotesi non esclusa che $m_H \approx m_Z$.

L'attuale limite inferiore al 95% di livello di confidenza ottenuto combinando le analisi dei quattro esperimenti presenti LEP ad un'energia nel centro massa pari a 183 GeV è, infatti, posto a $m_H \geq 89.7$ GeV [26].

2.5.3 Ricerca di particelle supersimmetriche

Nella più semplice estensione supersimmetrica del Modello Standard (MSSM) [28] ad ogni particella viene fatto corrispondere un partner supersimmetrico con proprietà di spin-statistica opposte.

Sono di particolare interesse i partner dei bosoni di gauge, del doppietto di Higgs e di un previsto ulteriore doppietto carico detti rispettivamente *gaugini* ed *Higgsini*, che si mescolano in autostati di massa costituiti da due fermioni carichi, che prendono il nome di *chargini* ($\chi_{1,2}^\pm$) e a quattro fermioni neutri denominati *neutralini* ($\chi_{1,2,3,4}^0$).

Nel MSSM la descrizione di queste particelle dipende dal valore di cinque parametri liberi della teoria.

La richiesta di conservazione del numero leptonico e barionico implica necessariamente che nel MSSM sia prevista l'esistenza di una simmetria discreta denominata **R-parità** che distingue le particelle previste dal Modello Standard da quelle supersimmetriche.

L'esistenza di questa simmetria ha due conseguenze fondamentali:

- Le particelle supersimmetriche vengono prodotte in coppia da parte di particelle previste dal Modello Standard.
- La particella supersimmetrica più leggera risulta essere stabile.

LEP1 ha escluso l'esistenza di particelle supersimmetriche con massa inferiore a $m_Z/2$. Inoltre i dati raccolti al TEVATRON escludono la possibilità di produrre a LEP2 *gluini* e *squarks* (i partner supersimmetrici dei quarks) fatta eccezione per lo squark più leggero cioè lo *stop*.

Al LEP2 si ricercano pertanto segnali di produzione di chargini, neutralini, sleptoni e stop oltre che ovviamente segnali di produzione di Higgs supersimmetrici.

In particolare, come verrà illustrato in seguito, nello studio dei processi di produzione di neutralini ed Higgs il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ costituisce un processo di fondo particolarmente rilevante.

2.5.4 Produzione di neutralini al LEP2

Il processo di produzione in coppia di neutralini $e^+e^- \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0$ può avvenire in canale *s* mediato da un bosone *Z* o in un processo di canale *t* con scambio di un elettrone scalare (e^\pm).

In particolare il processo $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0$ (con la convenzione $m_{\chi_2^0} > m_{\chi_1^0}$) risulta quello di maggior interesse alle energie di LEP2.

Il neutralino χ_2^0 decade, generalmente, tramite una Z virtuale, in una coppia $f\bar{f}$ con l'emissione di un χ_1^0 imposto dalla conservazione della R-parità. Nel caso in cui la differenza di massa esistente tra χ_2^0 e χ_1^0 è sufficiente, la Z prodotta sarà reale e dotata di impulso sensibilmente diverso da zero. La segnatura sperimentale derivante dalla produzione in coppia di $\chi_1^0\chi_2^0$ consiste, dunque, in una coppia acoplanare di jet (cioè le proiezioni delle direzioni delle particelle emergenti su un piano ortogonale a quello dei fasci non giacciono su un'unica retta) o di leptoni e da energia mancante dei due neutralini χ_1^0 , per cui il processo ZZ nel caso in cui una delle due Z decada in una coppia di neutrini presenta una segnatura sperimentale simile a quella originata dai due neutralini e pertanto costituisce un importante processo di fondo.

2.5.5 Produzione di Higgs nel MSSM

Alle energie di LEP2 i principali processi di produzione di Higgs nell'ambito del MSSM sono i seguenti:

- $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow hZ$
- $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow AZ$

dove h rappresenta il più leggero tra i due Higgs neutri previsti ed A è una particella pseudoscalare originata dal doppietto di Higgs nel meccanismo di rottura della simmetria elettrodebole.

Lo studio del processo $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow hZ$ procede in maniera del tutto analoga a quello condotto per il processo di H -strahlung qualora h possa decadere solo in particelle previste dal Modello Standard.

Tuttavia è possibile, per particolari valori dei parametri della teoria, che h possa decadere in coppie di neutralini $\chi_1^0\chi_1^0$ dando luogo a delle topologie con energia mancante.

In questo caso le topologie di maggior interesse sono le seguenti:

- 2 leptoni acoplanari: $(Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-)(h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0)$
- 2 jet acoplanari: $(Z \rightarrow q\bar{q})(h \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0)$

Anche in questo caso, chiaramente, il processo ZZ costituisce un fondo di particolare importanza e sostanzialmente irriducibile nell'ipotesi non esclusa che $m_h \approx m_Z$, qualora il decadimento di una delle due Z sia in neutrini.

2.5.6 Nuovi effetti della gravità quantistica

Recentemente è stata proposta una nuova teoria della gravità quantistica [29] in grado di risolvere il problema della *gerarchia*, cioè dell'impressionante differenza esistente tra le due scale fondamentali delle interazioni conosciute: la scala gravitazionale legata alla massa di Plank ($M_P \approx 10^{18}$ GeV) e quella elettrodebole $M_{ew} \approx 1$ TeV.

L'osservazione fondamentale che risiede alla base della costruzione di questo nuovo modello teorico è la seguente:

Il Modello Standard è stato verificato con grande precisione su distanze tipiche dell'interazione elettrodebole (M_{ew}^{-1}), d'altro canto le informazioni sperimentali sulla gravità giungono a malapena a distanze dell'ordine del millimetro, cioè oltre 30 ordini di grandezza maggiori del valore di M_P^{-1} .

Questa osservazione conduce all'ipotesi che la teoria quantistica della gravitazione possa "comportarsi" in maniera diversa da quanto finora ipotizzato sull'intervallo di ordini di grandezza che separa M_P dalle lunghezze tipiche sulle quali si hanno informazioni sperimentali.

In particolare è possibile ipotizzare l'esistenza di un'unica scala $M_D \approx M_{ew}$, senza violare le proprietà già sperimentalmente verificate della forza gravitazionale attraverso l'introduzione di δ nuove dimensioni accanto alle quattro usuali dello spazio-tempo. Le nuove δ dimensioni formano uno spazio compatto, ognuna delle quali può essere individuata da un parametro di *lunghezza* pari ad R .

$$M_P^2 \approx R^2 M_D^{\delta+2}$$

Quando $\delta = 1$, per $M_D \approx M_{EW}$, otteniamo valori di R comparabili con le dimensioni del sistema solare. Questo valore non è accettabile sulla base delle conoscenze sperimentali sulla forza gravitazionale. Se poniamo $\delta = 2$ otteniamo valori di R dell'ordine di 1 mm, cioè già oltre i limiti delle attuali conoscenze sperimentali.

Una conseguenza sperimentale di questo modello teorico è che particelle di spin 2 mediatrici di questa gravità di bassa scala, dette **gravitoni**, interagiscano con le particelle previste dal Modello Standard con un accoppiamento dell'ordine di M_D , propagandosi nello spazio a $4 + \delta$ dimensioni.

Effetti connessi allo **scambio di gravitoni virtuali** nei diagrammi di produzione in canale s di coppie di bosoni di gauge o fermioni ($\gamma\gamma$, ZZ , W^+W^- , $\mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$) e nell'interferenza di questi diagrammi con quelli previsti dal Modello Standard per questi processi sarebbero rivelabili al LEP [30] con particolare sensibilità nello stato finale ZZ .

Capitolo 3

Il LEP e l'apparato sperimentale L3.

In questo capitolo verranno descritte la macchina acceleratrice LEP e l'apparato sperimentale L3 con particolare attenzione alle prestazioni e alle caratteristiche di quei rivelatori che risultano rilevanti nello sviluppo delle analisi presentate nei prossimi capitoli.

3.1 Il LEP.

Il LEP [31] (*Large Electron Positron collider*) del CERN (*Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire*) è attualmente l'acceleratore di elettroni e positroni che raggiunge la più alta energia nel centro di massa (circa 200 GeV)

È situato al confine tra la Francia e la Svizzera (figura 3.1). Il LEP ha una struttura ad unico anello circolare con circonferenza pari a circa 27 Km. Le enormi dimensioni dell'anello rispondono all'esigenza di ridurre la potenza emessa dai fasci per radiazione di sincrotrone (circa 260 MeV per rivoluzione a 91 GeV per fascio).

Dalla relazione seguente:

$$W \propto \frac{(E/m)^4}{R} \quad (3.1)$$

dove E è l'energia della particella, m la massa ed R il raggio di curvatura della traiettoria, si evince, infatti, che al fine di ridurre la potenza emessa per radiazione di sincrotrone è indispensabile aumentare il valore del raggio dell'orbita delle particelle.

La produzione ed accelerazione dei fasci di elettroni e positroni avviene attraverso una catena di iniezione dedicata (figura 3.2) che consiste di due acceleratori lineari (LIL) da 200 e 600 MeV, seguiti da un accumulatore di elettroni e positroni (EPA) necessario al fine di aumentare l'intensità dei fasci.

Le particelle accumulate vengono iniettate nel protosincrotrone (PS) che porta l'energia degli elettroni e dei positroni fino a 3.5 GeV. Successivamente i fasci vengono introdotti nell'SPS (Superprotosincrotrone) che li accelera fino a 20 GeV prima di iniettarli nell'anello del LEP.

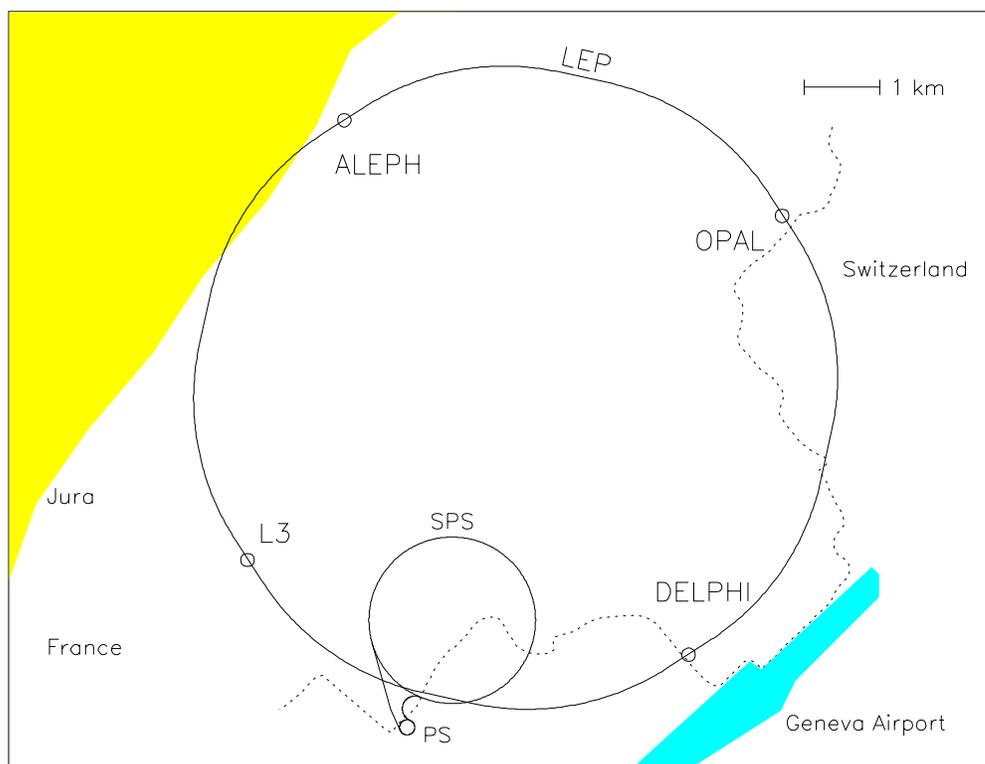


Figura 3.1: *Rappresentazione schematica della regione nella quale è situato il LEP*

Come già detto in precedenza, l'attività del LEP ha conosciuto 2 fasi: una prima fase denominata LEP1 (1989,1995) che ha realizzato una scansione di pochi GeV intorno alla massa del bosone Z (circa 91 GeV), ed una seconda denominata LEP2 durante la quale l'energia del LEP è stata progressivamente incrementata a partire dal novembre 1995 fino a raggiungere nel periodo di raccolta dati del 1997 l'energia di 183 GeV, corrispondente alla soglia di produzione di coppie di bosoni Z.

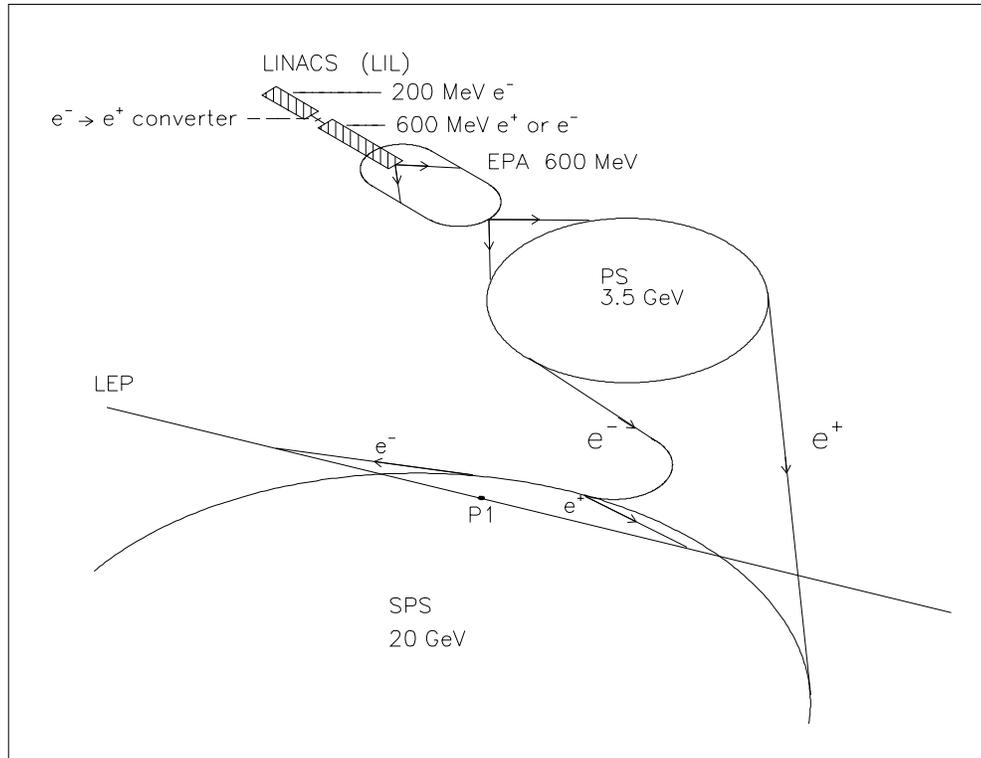


Figura 3.2: Schema della catena di iniezione del LEP

3.1.1 Caratteristiche del LEP e calibrazione dell'energia.

L'anello del LEP è composto di otto archi di circonferenza connessi da otto sezioni rettilinee. Le particelle percorrono un'orbita circolare mediante l'impiego di dipoli magnetici, mentre la collimazione dei fasci è ottenuta utilizzando dei quadrupoli magnetici. Inoltre lungo l'anello sono situate della cavità a radiofrequenza per accelerare i fasci ed inoltre per compensare l'energia persa per emissione di radiazione di sincrotrone.

La misura del momento degli elettroni e dei positroni può essere effettuata seguendo diverse tecniche. Il metodo più preciso è quello della depolarizzazione risonante. Esso consiste nella misura della frequenza alla quale gli spin degli elettroni polarizzati trasversalmente precedono intorno al campo magnetico verticale. La parziale polarizzazione degli elettroni può essere ottenuta in particolari condizioni di lavoro della macchina. Questo metodo ha consentito, ad esempio, di ridurre l'errore sulla determinazione della massa della Z da 20 MeV a circa 7 MeV.

Uno dei parametri fondamentali della macchina è la luminosità, che esprime il numero di interazioni per unità di tempo e per unità di sezione d'urto:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma. \quad (3.2)$$

Nell'ipotesi di 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:

$$\mathcal{L} = \frac{n_+ n_- b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}, \quad (3.3)$$

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

Il valore massimo di progetto, tenuto conto dei valori assunti dai parametri che compaiono nella (3.3), è $\mathcal{L} = 1.6 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

3.2 L'apparato sperimentale L3

3.2.1 Caratteristiche generali

L'apparato L3 [32] è, insieme ad ALEPH, DELPHI ed OPAL, uno dei quattro apparati sperimentali installati al LEP.

La struttura dell'apparato riflette l'intento di ottenere la migliore risoluzione possibile in energia ed impulso per elettroni, fotoni e muoni.

La risoluzione per gli elettroni ed i fotoni è essenzialmente legata alle caratteristiche del calorimetro elettromagnetico, in particolare alla sua granularità ed al suo contenimento, mentre la risoluzione per i muoni è ottenuta mediante uno spettrometro con grandi camere a drift che fornisce una misura dell'impulso con una risoluzione $\Delta p/p \approx 2.5\%$ a 45 GeV. L'intero apparato è, a tal fine, contenuto all'interno di un grosso magnete avente sezione ottagonale di 16 metri di altezza e 14 metri di lunghezza (dimensioni esterne) costituito da spire in alluminio percorse da una corrente pari a 30 kA e capace di generare un campo solenoidale di 0.51 T.

L'apparato (figura 3.3 e 3.4) è caratterizzato dai seguenti componenti, le prestazioni dei quali saranno descritte nei paragrafi seguenti:

- Il sistema centrale di tracciamento costituito da un rivelatore di vertici a *microstrip* di silicio **SMD** (Silicon Micro-Vertex Detector), che consente

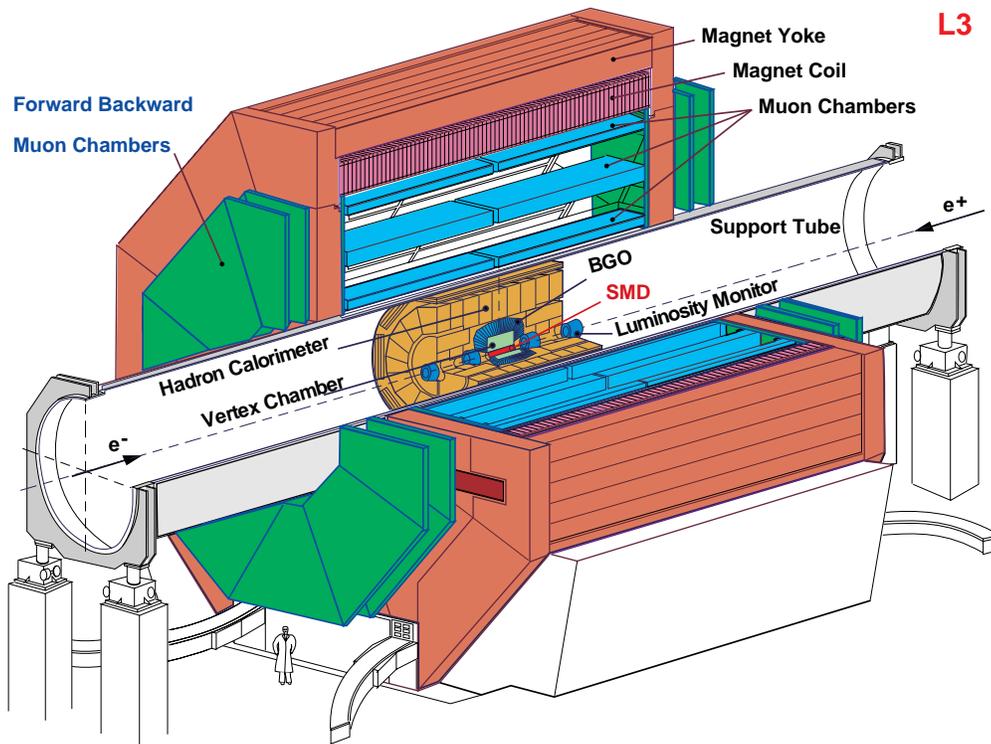


Figura 3.3: Spaccato dell'apparato L3

un'individuazione dei vertici secondari di decadimento e una misura dell'impulso di particelle cariche e da una speciale camera a drift **TEC** (Time Expansion Chamber) che consente, nel caso di particelle cariche, la misura dell'impulso e della carica.

- Il calorimetro elettromagnetico costituito da un sistema di cristalli di **BGO** che permette una misura precisa dell'energia rilasciata dagli sciami elettromagnetici.
- Un sistema di **scintillatori** che consente di discriminare le particelle prodotte all'interno dell'apparato dal fondo costituito dalla radiazione cosmica.
- Il calorimetro adronico **HCAL** costituito da camere proporzionali che effettua una misura dell'energia della componente adronica non assorbita all'interno del calorimetro elettromagnetico. L'intera struttura è circondata da un filtro muonico che assolve alla funzione di impedire

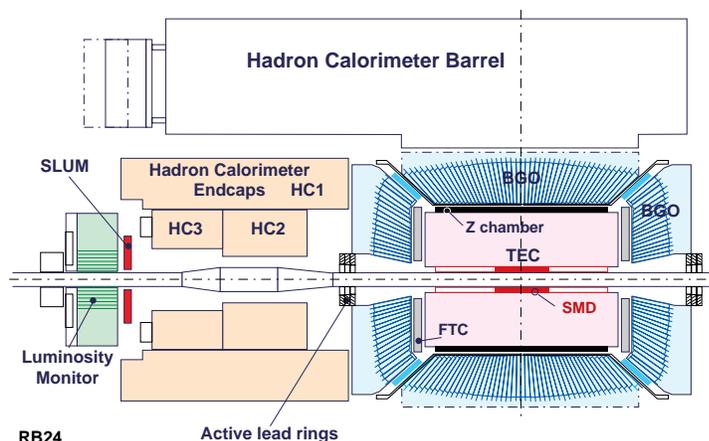


Figura 3.4: *I rivelatori contenuti all'interno del tubo di supporto*

che la componente più penetrante degli sciami adronici raggiunga lo spettrometro per i muoni.

- lo **spettrometro per muoni** costituito da grandi camere a deriva ed RPC (Resistive Plate Chambers) capace di misurare con elevata precisione l'impulso dei μ .
- Il **monitor di luminosità** costituito da due rivelatori in BGO posto nella regione a piccolo angolo, che consente una misura della frequenza di eventi Bhabha e la conseguente determinazione della luminosità.

Tutti i rivelatori, tranne lo spettrometro per i muoni, sono alloggiati all'interno di un tubo di supporto coassiale con i fasci collidenti, di lunghezza pari a 32 m e diametro pari a 4.45 m.

Il sistema di riferimento utilizzato in L3 ed in seguito presenta l'asse z lungo la direzione del fascio di elettroni e convenzionalmente viene posto l'asse y rivolto verso l'alto mentre l'asse delle x punta verso il centro del LEP. Data la simmetria cilindrica dell'apparato intorno all'asse costituito dalla direzione dei fasci collidenti, risulta conveniente utilizzare un sistema di coordinate sferiche (r, θ, ϕ) , dove θ rappresenta l'angolo polare formato con l'asse z mentre ϕ è l'angolo azimutale nel piano x-y.

3.2.2 Il rivelatore di vertice al silicio (SMD).

L'SMD, mostrato in figura 3.5, è essenziale per completare il sistema di tracciamento delle particelle a piccolo angolo in quanto in questa regione l'efficienza di ricostruzione delle tracce nella TEC cala bruscamente. Inoltre, permette la determinazione della coordinata z nella regione in cui manca il segnale fornito dalle camere z .

Esso consiste di una struttura cilindrica di supporto in fibra di carbonio su cui sono stati montati due strati di *strip* al silicio a doppia faccia lunghe 70 mm e larghe 40 mm. Il silicio è di tipo n ad alta purezza ed è spesso 300 μm .

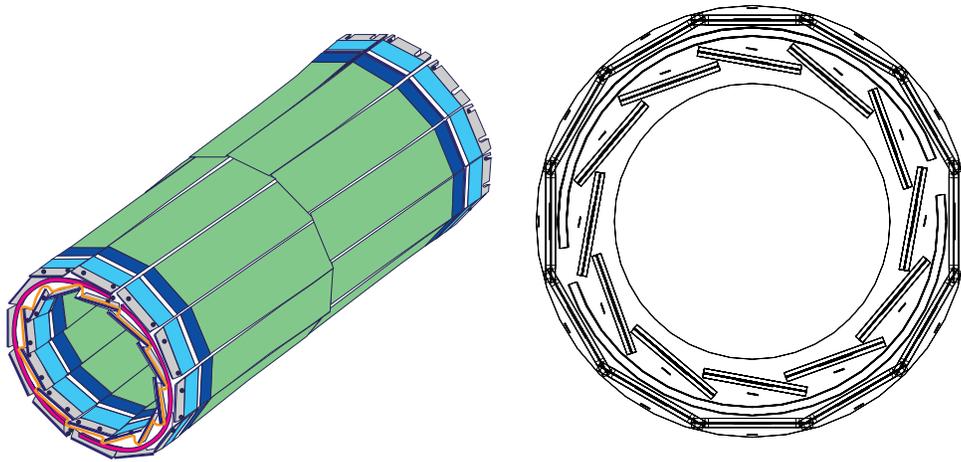


Figura 3.5: Vista prospettica e frontale dell'SMD.

3.2.3 La TEC.

La camera centrale di L3 è stata progettata per misurare l'impulso trasverso delle particelle cariche ed il segno della carica fino ad energie di 50 GeV, ricercando il compromesso tra la migliore risoluzione possibile e la riduzione del braccio di leva della camera, al fine di limitare il volume e quindi il costo del calorimetro elettromagnetico.

Il rivelatore, mostrato in figura 3.6, ha forma cilindrica, con raggio esterno di 49 cm e un raggio interno di 9 cm, e risulta diviso in tre parti: due camere a deriva concentriche, divise in settori nell'angolo ϕ (12 per la camera più interna e 24 per quella più esterna), che funzionano in regime detto di espansione temporale (da cui l'acronimo TEC, *Time Expansion Chamber*) e

camere per la misura della coordinata z , che circondano la camera a deriva esterna.

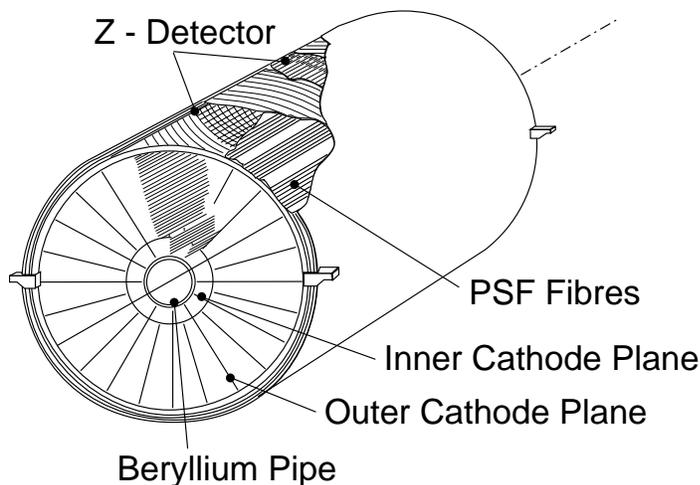


Figura 3.6: Vista generale della TEC

Le camere sono riempite con una miscela di 80% CO_2 e 20 % C_4H_{10} alla pressione di 1.2 atm, cui corrisponde una velocità di drift pari a $\sim 6 \mu\text{m/ns}$.

Per raggiungere la risoluzione di progetto sul singolo filo ($50 \mu\text{m}$) occorre controllare che la velocità di drift sia stabile entro lo 0.1% (cfr. fig. 3.7). La risoluzione effettiva è pari a $58 \mu\text{m}$ per i settori interni e $49 \mu\text{m}$ per quelli esterni.

Sulla parte esterna della TEC sono collocate le camere z che consistono in due sottili camere multifilo a lettura catodica.

Le *strip* che compongono i 4 piani di catodi costituenti le camere hanno un'inclinazione rispetto all'asse z rispettivamente di $69^\circ, 90^\circ, -69^\circ, 90^\circ$. La risoluzione sulla coordinata z è pari a circa $320 \mu\text{m}$.

3.2.4 Il calorimetro elettromagnetico.

Il calorimetro elettromagnetico di L3 (fig. 3.8), collocato nella regione immediatamente esterna alla TEC, presenta una struttura molto compatta.

Il materiale prescelto Ortogermanato di Bismuto ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) caratterizzato da una piccola lunghezza di radiazione (1.12 cm) e da un piccolo raggio di Molière (2.3 cm) consente di ottenere una buona risoluzione anche a bassa energia.

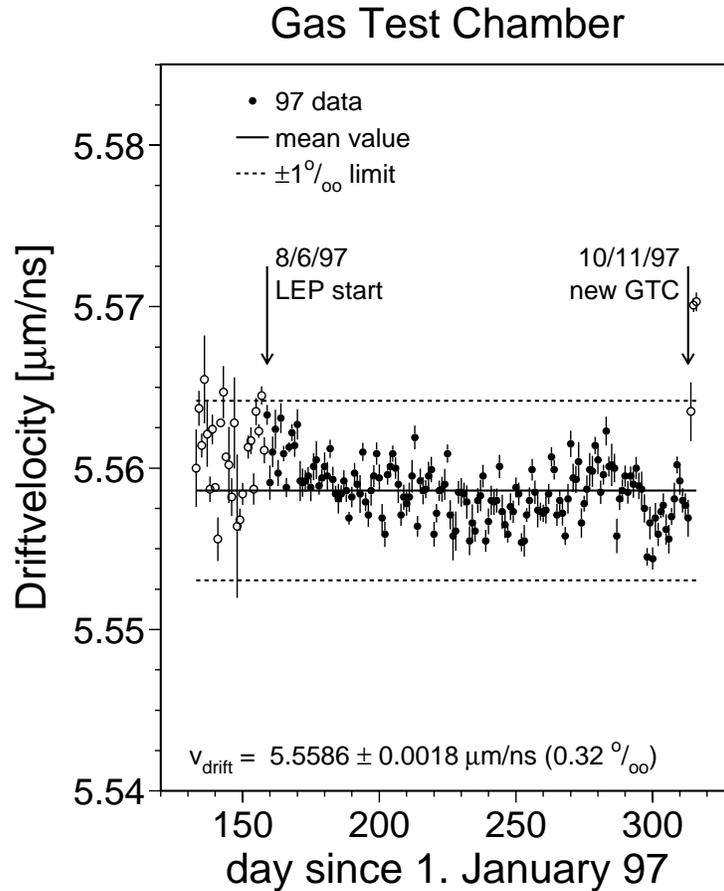


Figura 3.7: Oscillazione della velocità di drift nella TEC relativa al periodo di presa dati del 1997

La parte centrale (*barrel*) del calorimetro è costituita da due semicilindri (*half-barrel*), ciascuno composto da una matrice di 160 cristalli nella direzione ϕ e da 24 nella direzione polare θ .

In totale nei due semicilindri che costituiscono il corpo centrale e che coprono la regione angolare $42.3^\circ < \theta < 137.7^\circ$, sono contenuti 7680 cristalli.

Il calorimetro è completato da due tappi (*endcap*) ($11.0^\circ < \theta < 38.0^\circ$, e $142.0^\circ < \theta < 169.0^\circ$) ciascuno dei quali è composto da 1536 cristalli. I cristalli hanno forma a tronchi di piramide che puntano verso il vertice di interazione, di dimensioni tipiche pari a 24 cm di lunghezza e con una superficie di $2 \times 2 \text{ cm}^2$ per la base interna e di $3 \times 3 \text{ cm}^2$ per la base esterna.

In totale il BGO fornisce 21.2 lunghezze di radiazione in soli 24 cm, riuscendo così a contenere completamente gli sciami elettromagnetici fino a 50

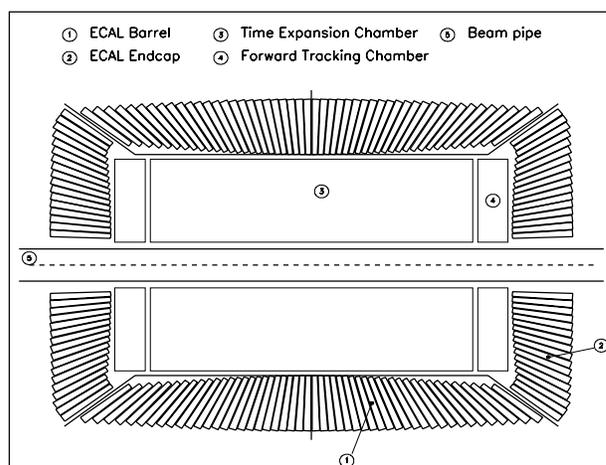


Figura 3.8: Sezione verticale del calorimetro elettromagnetico

GeV.

La luce prodotta nei singoli cristalli viene raccolta da due fotodiodi al silicio incollati sulla faccia posteriore del cristallo i quali sono stati preferiti ai fotomoltiplicatori in quanto poco sensibili al campo magnetico nel quale il calorimetro è immerso.

L'efficienza di raccolta della luce per ogni cristallo e la risposta della sua catena di lettura, sono tenute sotto controllo mediante un sistema di impulsi di lampade allo Xenon corrispondenti alla luce prodotta da una certa quantità di energia depositata nel singolo cristallo.

Un sistema di fibre ottiche porta gli impulsi delle lampade ad ogni cristallo.

Ulteriori calibrazioni vengono effettuate grazie agli elettroni Bhabha di energia uguale a quella del fascio.

La figura 3.9 mostra le risoluzioni del barrel del calorimetro misurate al LEP e, per confronto, quelle misurate nel 1987-88 a 2,10 e 50 GeV con gli elettroni estratti dal fascio X3 dell'SPS, prima della installazione al LEP.

Come si può osservare dalla figura, per energie superiori ad 1 GeV, la risoluzione in energia è migliore del 2.5%.

Gli *endcap* del calorimetro hanno una risoluzione dell' 1.6% a 45 GeV, misurata dall'analisi degli eventi Bhabha.

Al fine di coprire il buco esistente tra il barrel e gli endcap del calorimetro elettromagnetico nel 1996 è stato inserito un rivelatore, l'EGAP, costituito da un sistema a simmetria circolare di 24 blocchi di piombo e fibre scintillanti (fig. 3.10).

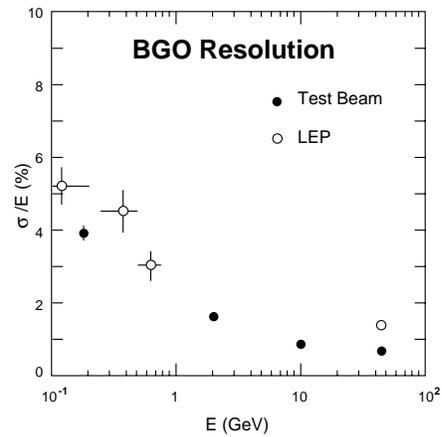


Figura 3.9: Risoluzione del barrel del calorimetro elettromagnetico misurata al fascio di test e “in situ”, dopo l’installazione al LEP

La raccolta della luce viene effettuata utilizzando delle guide di luce in plexi-glass che terminano in due fototriodi. La soglia di rivelazione è intorno ai 200 MeV.

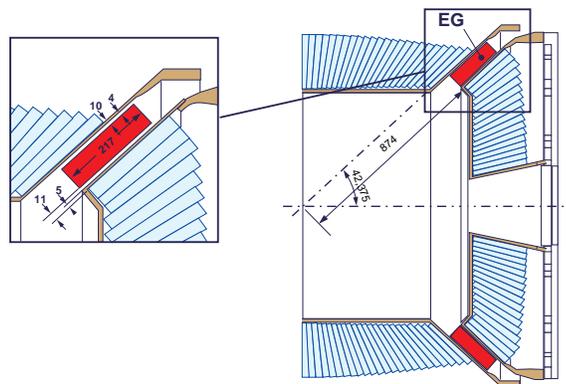


Figura 3.10: Rappresentazione schematica dell’EGAP

3.2.5 Gli scintillatori

Tra il calorimetro elettromagnetico ed il calorimetro adronico è presente uno strato di 30 scintillatori plastici. Essi hanno il compito di effettuare misure

di tempi di volo in modo da identificare gli stati finali con coppie di muoni, segnalare eventi di singolo μ per il trigger e di rigettare raggi cosmici.

Gli scintillatori sono posti con simmetria cilindrica attorno al calorimetro elettromagnetico e coprono la regione angolare in $\cos\vartheta < 0.83$.

In ϕ si ha una copertura di circa il 93%, dovuta al fatto che al posto di due scintillatori a $\phi \sim 185.6^\circ$ e 354.4° , sono stati lasciati due spazi liberi per il passaggio dei cavi dell'elettronica e dei supporti meccanici.

Data la risoluzione temporale di 460 ps degli scintillatori è possibile discriminare tra muoni provenienti da interazioni e^+e^- e muoni cosmici. Infatti per una coppia di muoni provenienti dalla zona d'interazione, la differenza temporale tra due scintillatori opposti è zero, mentre per un singolo muone cosmico tale differenza è 5.8 ns.

Alla fine del 1995 sono stati anche installati due insiemi di 16 scintillatori ciascuno immediatamente davanti agli endcaps del calorimetro adronico con il compito di effettuare misure di tempi volo di particelle a piccolo angolo.

3.2.6 Il calorimetro adronico.

Il calorimetro adronico (fig. 3.11) è composto di una parte barrel e due endcaps ed è costituito da lastre di uranio alternate a camere proporzionali.

Il barrel copre la regione compresa tra 35° e 145° in θ , mentre gli end-caps estendono la copertura totale ad una regione compresa tra 5.5° e 175.5° in θ , risultante in una copertura dell'angolo solido maggiore del 99.5%.

Il barrel è diviso in 9 anelli adiacenti e coassiali al fascio composti di 16 moduli ciascuno.

Gli strati di uranio sono spessi 5 mm, ma nello strato più vicino al calorimetro elettromagnetico l'uranio è sostituito da acciaio per diminuire l'effetto della radioattività naturale sui rivelatori sottostanti. Le camere proporzionali orientate in parte nella direzione z e in parte lungo ϕ sono costituite da celle di ottone spesse 0.3 mm^2 e di sezione $5 \times 10 \text{ mm}^2$ in cui è alloggiato il filo.

Le 7968 camere hanno un totale di circa 370000 fili, paralleli o perpendicolari all'asse del fascio, in modo da consentire la misura di z e di ϕ .

I fili sono organizzati in gruppi che formano delle torri di lettura che puntano verso il centro di interazione, ognuna coprente un settore di $\Delta\theta = 2^\circ$ e $\Delta\phi = 2^\circ$.

Gli end-caps sono costituiti da un cilindro collocato all'interno del barrel e da due cilindri più piccoli, ad esso interni e coassiali. Ciascun endcap è suddiviso in tre anelli indipendenti: un anello esterno (HC1) e due anelli interni (HC2 e HC3). Ogni anello è diviso verticalmente in due parti per consentire

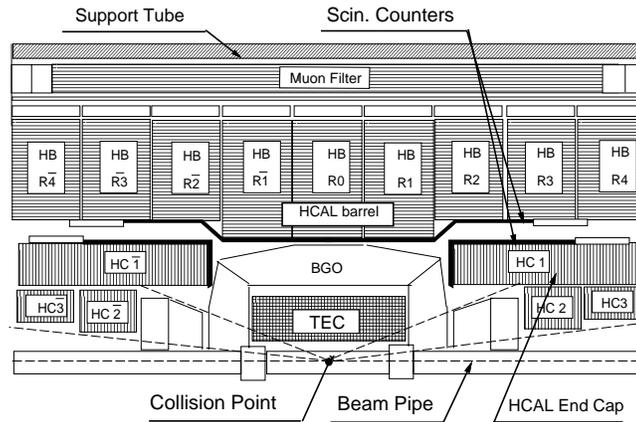


Figura 3.11: Vista nel piano y - z del calorimetro adronico

una più facile e rapida rimozione degli endcap per accedere alla parte interna dell'apparato. Ogni componente è costituito da un involucro di acciaio inossidabile contenente strati di camere proporzionali e uranio alternati come nel barrel.

La risoluzione del calorimetro per pioni nell'intervallo 1-50 GeV ed è parametrizzabile attraverso la relazione:

$$\sigma/E = 55\% / \sqrt{E(\text{GeV})} + 5\%.$$

All'esterno del calorimetro adronico è installato il filtro muonico composto da un complesso di otto ottanti ciascuno costituito da una struttura di sei piani di ottone spessi 1 cm intervallati da cinque piani di camere proporzionali a cui sono aggiunti altri cinque piani di ottone spessi 1.5 cm che si adattano al profilo circolare interno del tubo di supporto.

La funzione del filtro muonico consiste nell'assorbire le code degli sciami adronici al fine di permettere solo ai muoni di raggiungere lo spettrometro, in virtù delle sue 1.03 lunghezze di assorbimento a cui fanno seguito le 0.52 del tubo di supporto, ottenendo un totale di 6 lunghezze di assorbimento se aggiungiamo quelle relative ai due calorimetri.

3.2.7 Lo spettrometro per muoni a grande angolo.

Lo spettrometro per muoni, mostrato in figura 3.13, è costituito da 80 grandi camere a drift multifilo, divise in 16 ottanti.

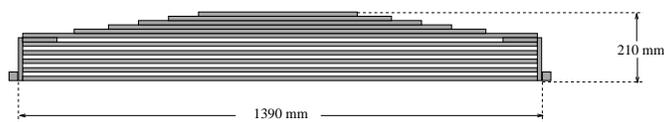


Figura 3.12: Sezione del filtro muonico.

Muoni di energia maggiore di 2 GeV oltrepassano il calorimetro adronico e penetrano nello spettrometro per muoni che ne misura l'impulso grazie alla curvatura delle tracce nel campo magnetico prodotto dal solenoide.

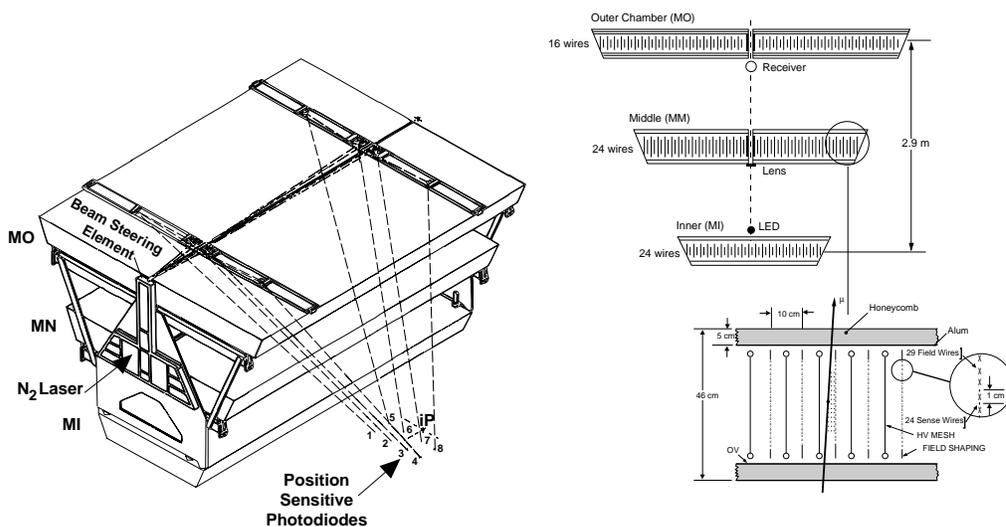


Figura 3.13: Vista prospettica e frontale di un ottante dello spettrometro per i muoni a grande angolo.

La componente dell'impulso trasverso rispetto all'asse z dei muoni (p_{\perp}) è legata al raggio di curvatura r dalla relazione:

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

dove e rappresenta la carica elettrica. Il raggio di curvatura della traiettoria è a sua volta determinato con il metodo della sagitta (cfr. fig. 3.14). Sono sufficienti, infatti, tre punti della traiettoria per la determinazione del raggio di curvatura e, nell'approssimazione che la sagitta s sia molto più piccola del raggio di curvatura, vale la relazione:

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

dove ℓ è la distanza tra i due punti più distanti della traiettoria.

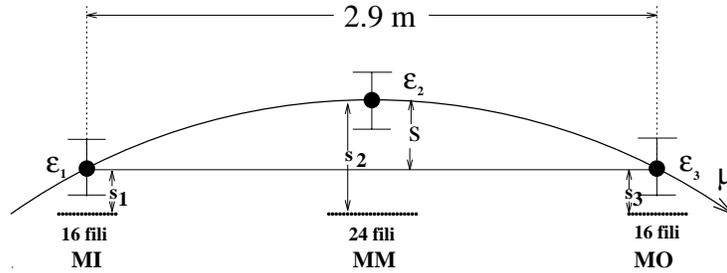


Figura 3.14: Metodo della sagitta.

Sostituendo la 3.4 nella 3.5 si ottiene la:

$$s = \frac{e\ell^2 B}{8p_{\perp}} \quad (3.6)$$

Dalla 3.6 possiamo ricavare due importanti conseguenze:

- Al fine di rendere la sagitta quanto più grande possibile e quindi lo spettrometro quanto più sensibile possibile, occorre che la quantità $\ell^2 B$ sia grande. Questa condizione motiva le dimensioni del rivelatore e l'intensità del campo magnetico.
- Dalle relazioni precedenti si ottiene $\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta p_{\perp}}{p_{\perp}} = \frac{\Delta s}{s}$, essendo l'errore sulla determinazione dell'angolo θ , che risulta necessario per trasformare la misura di p_{\perp} in una misura di p , trascurabile rispetto all'errore su p_{\perp} . È stato perciò necessario progettare camere con elevata risoluzione spaziale.

In L3, con un campo magnetico di 0.51 T ed un braccio di leva minimo ℓ di 2.9 metri, quando un muone da 45 GeV viaggia quasi perpendicolarmente ai piani delle camere produce una sagitta di soli 3.4 mm. Per misurare l'impulso con un errore $\Delta p/p \approx 2\%$ bisogna, pertanto, contenere l'errore sulla sagitta Δs entro i $70\mu\text{m}$.

Per ottenere queste risoluzioni spaziali si ricorre a delle camere a drift organizzate in tanti ognuno dei quali consta di tre diversi piani di camere.

Uno strato esterno (MO) di due camere con i fili diretti lungo l'asse z , definite di tipo P, uno strato centrale (MM) di due camere ed uno strato interno (MI) costituito da una sola camera. Il gruppo di Napoli ha avuto la responsabilità della costruzione e dei tests delle sedici camere MI.

La risoluzione dello spettrometro misurata nello studio di eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dove ciascuno dei muoni dispone dell'energia del fascio, risulta pari a $2.50 \pm 0.04\%$ (figura 3.15).

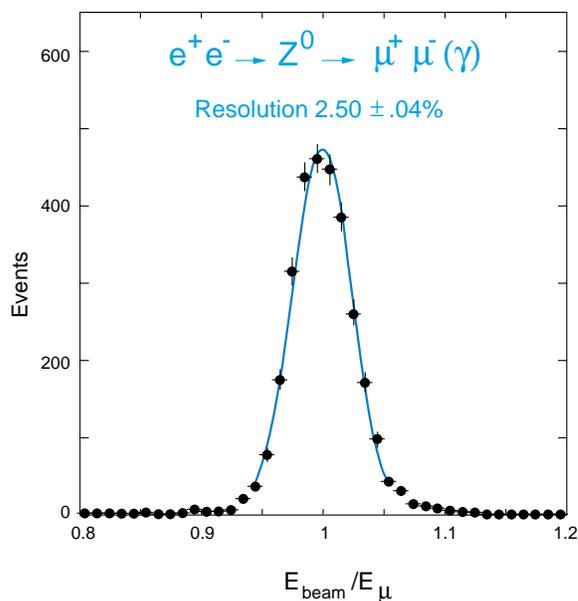


Figura 3.15: Risoluzione delle camere per μ .

3.2.8 Lo spettrometro per muoni emessi nella direzione in avanti.

Alla fine del 1994 la copertura dello spettrometro per muoni è stata aumentata fino ad un angolo di 22° dai fasci. Questa estensione è stata realizzata con uno spettrometro basato su tre piani di camere a deriva che misurano la curvatura dei muoni che attraversano il campo magnetico toroidale (1.1 T), anch'esso aggiunto nel 1994, presente nelle porte del magnete solenoidale.

Lo spettrometro a piccolo angolo è diviso in sedici ottanti (fig. 3.16), come il *barrel*, ciascuno dei quali ha tre piani di camere a deriva di cui la più interna (FI) si trova all'interno della porta del magnete solenoidale e le due più esterne (FM e FO), montate in un unico modulo, si trovano all'esterno.

Ci sono tre piani di celle in ogni camera; due misurano la coordinata x , quella che viene utilizzata per la misura del momento, e sono traslati di mezza cella per risolvere l'ambiguità destra-sinistra, e uno misura la coordinata y .

La miscela di gas è composta di argon (86%), CO_2 (10%) e isobutano (4%) e la risoluzione sul singolo filo è minore di $250 \mu\text{m}$.

La regione angolare coperta dallo spettrometro, come mostra la figura 3.17, viene divisa in due sottoregioni che si differenziano per le diverse procedure con le quali viene misurato l'impulso dei muoni:

- Regione S (Solenoidale): $36^\circ \leq \theta \leq 44^\circ$. La traiettoria dei muoni viene

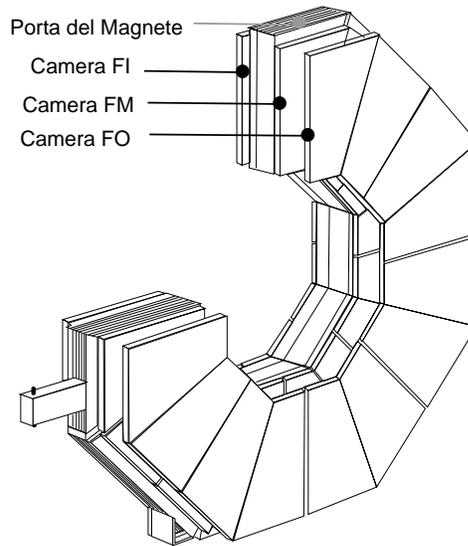


Figura 3.16: *Disposizione delle camere dello spettrometro a piccolo angolo (F/B) sulla porta del magnete*

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 1.1 T. Le tracce sono ricostruite unicamente dalle camere FI, FM e FO del nuovo spettrometro.

Un sistema di trigger dedicato è stato realizzato con due piani di RPC (*Resistive Plate Counters*). Gli RPC sono rivelatori ad altissima efficienza ($\varepsilon_{RPC} = 99.5 \pm 0.06 \%$). Sono costituiti da due *gap* di 2 mm riempite con una miscela di gas e racchiuse tra due piani di bachelite (resistività $\rho \simeq 10^{11} \Omega\text{cm}$) a cui viene applicata una tensione di 7500–8000 V. L'intenso campo elettrico produce una rapida scarica che induce un segnale elettrico sulle *strip* di *pickup* larghe 3 cm e con un passo di 3.1 cm. La miscela di gas contribuisce a moderare la valanga, ma il meccanismo di moderazione che caratterizza maggiormente gli RPC è legato all'alta resistività degli elettrodi grazie alla quale, attorno alla regione in cui si è prodotta la scarica, il campo elettrico si spegne impedendone la crescita. Il valore della risoluzione spaziale del centro del *cluster* di *strip* contigue è $\sigma_x = 7.7 \pm 0.1$ mm.

Oltre alla misura di posizione gli RPC forniscono anche una misura del

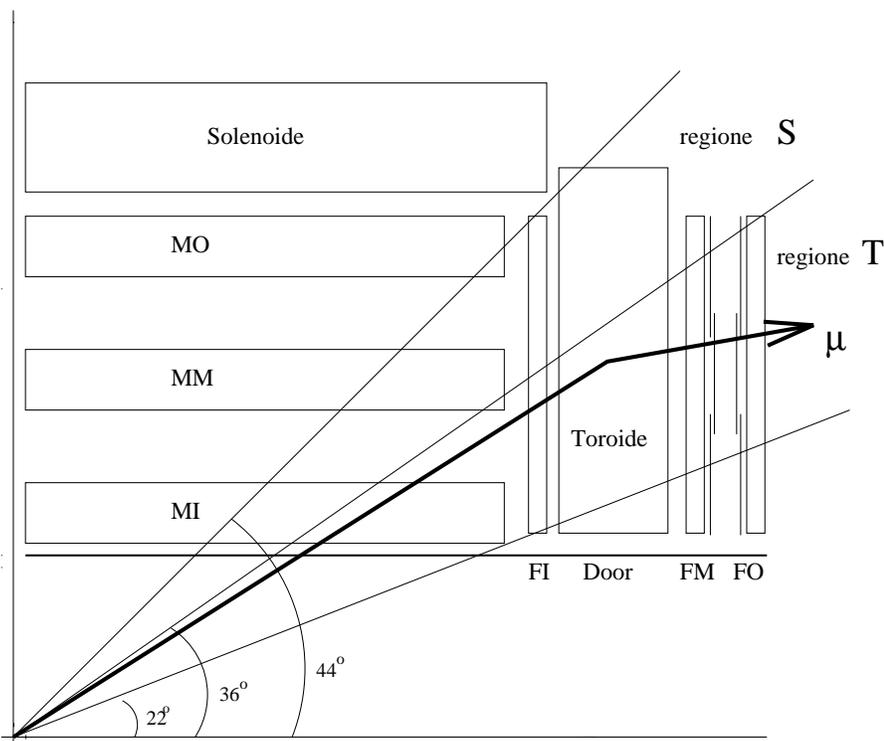


Figura 3.17: Schema dello spettrometro per muoni e definizione delle regioni solenoidale (S) e toroidale (T).

tempo in cui avviene il passaggio della particella rivelata. La risoluzione nella misura temporale dipende dalla tensione applicata agli elettrodi e, alla tensione di lavoro, vale $\sigma_t = 2.19 \pm 0.05$ ns.

3.2.9 Il monitor di luminosità

Il monitor di luminosità è collocato a 2.56 m dal vertice di interazione, immediatamente intorno al tubo a vuoto, e consta di due calorimetri elettromagnetici per la misura dell'energia degli sciami elettromagnetici e da un sistema di rivelatori al silicio.

Mediante il conteggio delle coppie e^+e^- provenienti dallo scattering Bhabha, e tenuto conto del valore della sezione d'urto calcolabile in QED, nonché dei fattori di correzione per le efficienze geometriche e di rivelazione, è possibile risalire alla luminosità raccolta dall'apparato L3.

Il rivelatore copre una regione angolare in θ compresa tra 30 e 62 mrad con un'efficienza prossima al 100%.

I calorimetri elettromagnetici sono formati da una matrice cilindrica di 304 cristalli di BGO, nella zona angolare $24.93 < \vartheta < 69.94 \text{ mrad}$ e simmetricamente a 180° . La risoluzione angolare è di 0.4 mrad in ϑ e 0.5 mrad in ϕ .

Nella regione a piccolo angolo, tra il calorimetro elettromagnetico e quello adronico, sono stati installati dei rivelatori a scintillazione detti ALR (*Active Lead Rings*). Gli anelli costituiti di vetro-piombo consentono una misura dell'energia persa per interazione elettromagnetica da parte delle particelle prodotte a piccolo angolo.

3.3 Il sistema di trigger.

La frequenza di incrocio dei fasci al LEP è di circa 45 KHz, cioè un'interazione ogni $22.2 \mu\text{s}$.

Il tempo necessario affinché l'insieme degli impulsi elettrici generati da un *evento*, vengano raccolti, digitalizzati e poi trasferiti su nastro è pari a circa 500 ms. D'altra parte solo una piccola parte degli eventi prodotti costituisce un processo fisico di interesse. Ad esempio, se facciamo riferimento all'energia al *picco della Z* si può verificare che per una luminosità pari a $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ la frequenza di eventi fisici è di circa 1 Hz, pari cioè ad un evento al secondo.

Il *trigger* è un sistema di filtro che riconosce, seleziona e separa gli eventi fisici di interesse da acquisire da quelli di *fondo*, indicando con questo termine tutti i segnali privi di interesse ai fini dell'acquisizione dati dovuti ad effetti di "rumore" dell'elettronica o a processi fisici come l'interazione *beam-gas* degli elettroni (positroni) con le residue molecole del gas presenti nel tubo a vuoto o il passaggio di raggi cosmici attraverso l'apparato sperimentale.

Il trigger dell'apparato L3 [33] è organizzato in tre livelli di complessità crescente.

3.3.1 Il trigger di primo livello

Il primo livello decide prima del successivo incrocio dei fasci, se l'evento prodotto possiede dei requisiti minimi per rappresentare un evento di fisica di interesse. Esso risulta composto da 5 sub-trigger veloci che processano dei dati specificatamente prodotti per le operazioni di trigger e che individuano le diverse strutture del rivelatore L3 (TEC, calorimetri, muoni e scintillatori):

- Il trigger di energia che utilizza delle informazioni provenienti dai calorimetri. Un evento è selezionato se l'energia totale raccolta all'interno dei calorimetri supera un certo valore di soglia o anche se è presente un unico deposito in un settore del rivelatore.

- Il trigger di luminosità seleziona eventi Bhabha.
- Il trigger della TEC ricostruisce a partire dai segnali provenienti dai fili del rivelatore una traccia confrontandola con una topologia di traccia predefinita.
- Il trigger degli scintillatori utilizza i contatori di tempo di volo posti tra il calorimetro elettromagnetico e quello adronico richiedendo che un numero minimo di scintillatori adiacenti diano un segnale in un'opportuna finestra temporale relazionata al momento dell'interazione dei fasci.
- Il trigger dei muoni richiede che almeno una particella attraversi lo spettrometro per i muoni.

Sui sub-trigger è imposta una condizione di OR logico. Il rate di acquisizione inizialmente di 45 KHz scende dopo le operazioni del trigger di primo livello a 10-20 Hz.

3.3.2 Il trigger di secondo livello

Il trigger di secondo livello fa uso di processori programmabili ed utilizza gli stessi dati prodotti per il trigger di primo livello con l'aggiunta di alcuni dati inerenti la TEC non disponibili nel trigger di primo livello. Il trigger di secondo livello assolve al compito di rigettare eventi di *fondo* selezionati dal primo livello di trigger, per tale motivo vengono analizzati solo gli eventi per i quali dalla condizione di OR del primo livello si è avuta un'unica condizione positiva tra le cinque possibili. Il maggior tempo a disposizione consente di correlare le informazioni ottenute dai vari componenti del rivelatore e quindi, eventualmente di scartare degli eventi che erano stati selezionati dal primo livello.

La frequenza di acquisizione scende in questo modo a circa 6 Hz.

3.3.3 Il trigger di terzo livello

Il trigger di terzo livello dispone di dati completamente riprocessati e digitalizzati. Le energie depositate vengono ricalcolate con maggior precisione così come la soglia limite per il rumore degli apparati elettronici.

Ad esempio, per il trigger della TEC, ad ogni traccia si deve poter associare un deposito di almeno 100 MeV nel calorimetro elettromagnetico e dall'insieme delle tracce si deve poter risalire ad un vertice comune di interazione.

La frequenza del terzo livello è compresa tra i 2 ed i 3 Hz.

3.4 Misura dell'energia e identificazione dei leptoni.

Nei due paragrafi che seguono verrà descritto in dettaglio come i differenti leptoni vengono identificati in L3, ciò è rilevante per l'analisi di cui è oggetto il presente lavoro di tesi.

3.4.1 Elettroni e fotoni.

La misura dell'energia di elettroni e fotoni si basa sulla quantità di energia depositata in una matrice di 9 cristalli del calorimetro elettromagnetico attorno a quello con il deposito di energia maggiore.

La frazione di energia della particella contenuta nella matrice 3x3 dipende dal punto di impatto della particella stessa sul cristallo di BGO.

È possibile verificare che la migliore stima dell'energia depositata dagli sciami elettromagnetici è data da:

$$\Sigma_9^{corr} = \frac{\Sigma_9}{0.1231 \cdot E_1 / \Sigma_9 + 0.8222} \quad (3.7)$$

Σ_9 rappresenta la somma delle energie rilasciate nei nove cristalli componenti la matrice ed E_1 l'energia rilasciata nel cristallo centrale.

Il riconoscimento degli sciami elettromagnetici da quelli generati dall'interazione di particelle di natura adronica (fig. 3.19) è basato sull'utilizzo di 2 variabili: Σ_9/Σ_{25} e χ_{em}^2 .

Σ_9/Σ_{25} rappresenta il rapporto tra Σ_9^{corr} e l'analoga quantità definita, stavolta, rispetto ad una matrice 5x5.

Nel caso di elettroni o di fotoni questa quantità è centrata intorno al valore 1 (fig. 3.18) con un'ampiezza pari a 0.01, mentre assume valori minori di 1 nel caso di particelle adroniche.

Attraverso la variabile χ_{em}^2 , la forma del deposito di energia viene confrontata con i dati raccolti durante la calibrazione del calorimetro sul fascio di test a 2 e a 10 GeV.

Grazie ai dati raccolti durante il *test-beam* si sono potute definire le quantità ξ_i e σ_i cioè il valore medio e la deviazione standard della frazione di energia depositata nel i-esimo cristallo attorno a quello centrale, in funzione della loro posizione θ e ϕ .

Partendo da queste quantità si può definire:

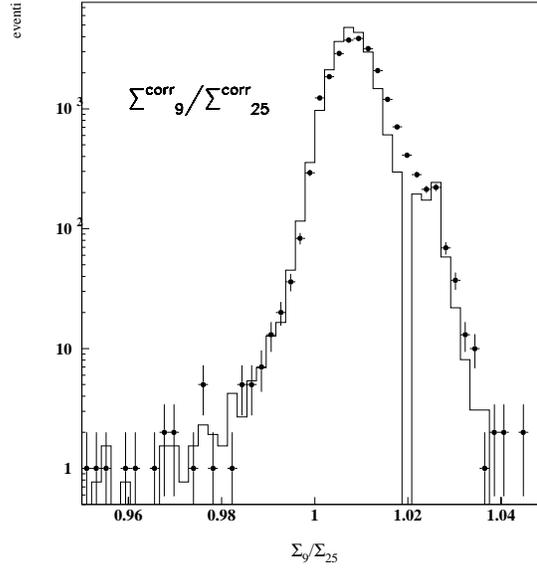


Figura 3.18: Il rapporto tra la somma corretta dell'energia in 9 cristalli e l'energia in 25 cristalli, per eventi Bhabha. In ordinata è riportato il numero di eventi. L'istogramma rappresenta la simulazione MonteCarlo, mentre i punti si riferiscono ai dati sperimentali.

$$\chi_{em}^2 = \sum_i \left(\frac{E_i / \Sigma_9 - \langle \xi_i(\vartheta, \phi) \rangle}{\sigma_i(\vartheta, \phi)} \right)^2 \quad (3.8)$$

dove la sommatoria è estesa a tutti gli N cristalli di energia maggiore di 2 MeV contenuti nella matrice 3×3 intorno al cristallo centrale.

Tenendo conto della normalizzazione all'energia vista nella matrice 3×3 , la 3.8 definisce un χ^2 con $N - 1$ gradi di libertà. La distribuzione di χ_{em}^2 per elettroni isolati in eventi Bhabha è mostrata in figura 3.20. Le piccole differenze tra i dati e il Monte Carlo comportano un errore massimo sull'accettazione di elettroni o fotoni isolati dell'1% variando il taglio su χ_{em}^2 nella regione $0.75 < \chi_{em}^2 < 5.0$.

3.4.2 Muoni

L'identificazione dei muoni nello spettrometro si basa su un algoritmo di ricostruzione delle tracce a partire dai segmenti individuati all'interno delle

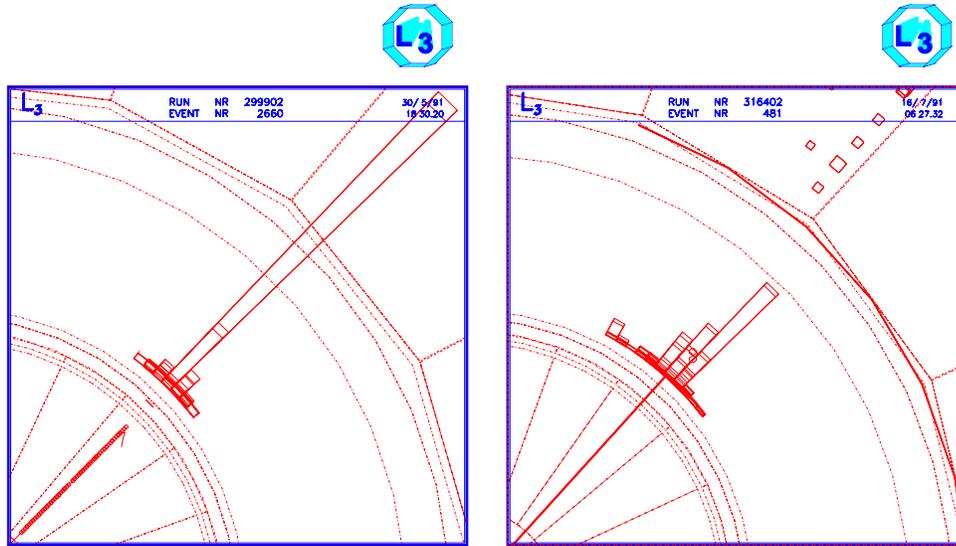


Figura 3.19: Ricostruzione di un deposito elettromagnetico generato dal passaggio di un elettrone (a sinistra) e da un adrone (a destra). L'altezza della colonna è proporzionale all'energia depositata.

camere P e Z di ciascuna camera.

Una volta identificate ed associate tracce nelle camere P e Z appartenenti allo stesso ottante, si procede nel tentativo nell'associazione delle tracce appartenenti a diversi ottanti, basandosi su un test del χ^2 . Alle tracce ricostruite viene attribuita una diversa qualità, a seconda del numero di segmenti P individuati. Una traccia viene considerata *buona* quando vengono individuati almeno due segmenti P.

Inoltre l'identificazione dei muoni richiede che vengano soddisfatte alcuni criteri di qualità, come ad esempio, sull'impulso del muone, sulla distanza della traccia dal vertice di interazione, sulla ricostruzione del tempo di volo rispetto all'istante di interazione dei fasci (cfr. Capitolo 4, paragrafo 7).

3.4.3 Ricostruzione dei jet adronici

La descrizione teorica dei processi che originano particelle adroniche nell'interazione e^+e^- risulta notevolmente più complicata di quella necessaria per descrivere processi puramente leptonici.

Il processo di produzione di coppie di quark è, ad esempio, accompagnato da possibili radiazioni di gluoni, cioè dei bosoni mediatori dell'interazione forte, nello stato finale ($q \rightarrow qg$) o di fotoni sia nello stato finale che iniziale.

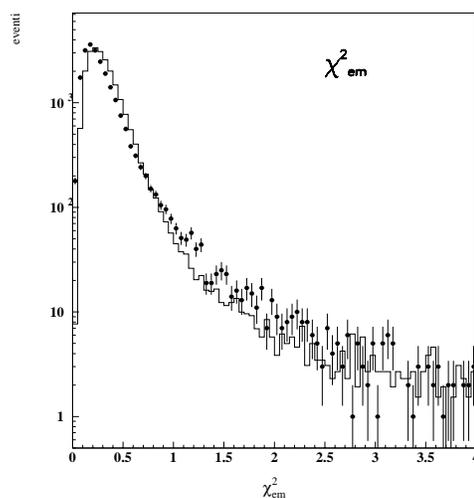


Figura 3.20: Il χ^2 normalizzato al numero di gradi di libertà, per elettroni in eventi Bhabha. Dati (punti), MonteCarlo(istogramma).

Il contributo di questi processi non è sempre ottenibile attraverso calcoli di teoria perturbativa.

Un aspetto particolarmente importante dei processi di produzione delle particelle adroniche sul quale non si ha una completa comprensione teorica è legato al *confinamento* dei quark e dei gluoni per il quale, dopo essere stati prodotti, danno luogo ad un processo di *adronizzazione* con la formazione dei cosiddetti jet adronici, cioè di uno sciame di quark e gluoni.

La possibilità di ricostruire i jet adronici (fig. 3.21) partendo dai depositi di energia nei calorimetri e dalle tracce nella camera centrale si basa su due passi sequenziali: l'individuazione e la ricostruzione dei più piccoli gruppi di informazioni risolvibili dall'apparato, detti SRC (*Smallest Resolvable Clusters*) e la loro associazione in jet.

Gli SRC sono ottenuti mediante l'associazione geometrica delle tracce nella TEC, dei depositi nel BGO e nel calorimetro adronico.

L'energia associata ad un SRC viene calcolata nel modo seguente:

$$E^c = \sum_i G_i E_i^c,$$

La sommatoria è estesa a tutte le regioni dell'apparato interessate con dei fattori di peso G_i (*G-factors*). Il valore numerico dei G_i è determinato dalla

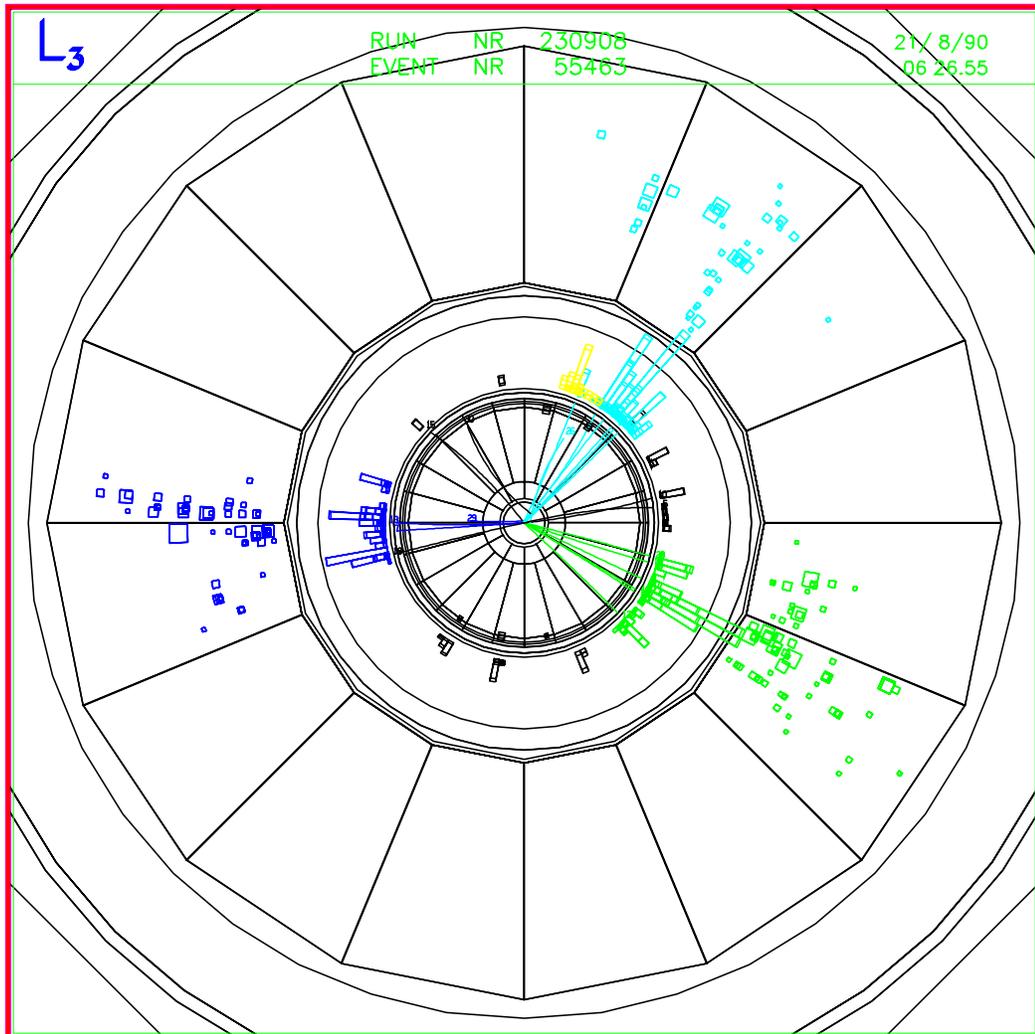


Figura 3.21: *Evento ricostruito con 3 jet nella TEC e nei calorimetri elettromagnetico ed adronico. Le dimensioni dei quadratini sono proporzionali all'energia rilasciata nel calorimetro adronico.*

minimizzazione della risoluzione sulla energia totale di eventi adronici, avendone fissato il valore medio all'energia nel centro di massa, e fa parte delle procedure di calibrazione dell'apparato.

Esistono diversi algoritmi di associazione degli SRC, generalmente basati su metodi iterativi.

Generalmente, per ogni coppia i e j di SRC di cui è misurato il quadrimpulso p_i si definisce la funzione $Y_{ij} = f(p_i, p_j)$ e si associano i due SRC che portano ad un valore minimo di Y_{ij} .

Successivamente, partendo da questo mini-jet così definito, si itera la stessa operazione definendo un nuovo mini-jet a tre componenti. Il processo termina quando un'ulteriore associazione porterebbe il valore della funzione Y_{ij} oltre una certa soglia, detta Y_{cut} .

Due possibili definizioni della funzione Y_{ij} sono date da:

$$Y_{ij} = \frac{1}{E_{vis}^2} (p_i^\mu + p_j^\mu)(p_{i\mu} + p_{j\mu}) \quad \text{Jade [34]}$$

$$Y_{ij} = \frac{\min(E_i^2, E_j^2)}{E_{vis}^2} (1 - \cos \vartheta_{ij}) \quad \text{Durham [35]}$$

dove E_{vis} è l'energia visibile dell'evento, θ_{ij} rappresenta l'angolo tra gli SRC.

Capitolo 4

Selezione degli eventi

$e^+e^- \rightarrow ZZ$ a $\sqrt{s} = 183$ GeV.

In questo capitolo verranno esaminate le topologie sperimentali originate dai diversi canali di decadimento del processo ZZ . A partire da ciò verranno descritte le tecniche di selezione utilizzate nelle analisi con particolare attenzione ai canali di decadimento $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ed $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$, all'analisi dei quali è stato principalmente dedicato il lavoro di tesi. L'energia nel centro di massa considerata è 183 GeV, pari alla soglia di produzione di coppie ZZ .

4.1 Topologie sperimentali e signature del segnale $e^+e^- \rightarrow ZZ$.

Il Modello Standard prevede per il bosone Z tre possibili modalità di decadimento :

- $Z \rightarrow q\bar{q}$
- $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$
- $Z \rightarrow \nu_\ell\bar{\nu}_\ell$

Il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ doppio risonante può dar luogo, pertanto, ai seguenti stati finali: $q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}\ell^+\ell^-$, $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$, $\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$, $\nu\bar{\nu}\nu\bar{\nu}$ (invisibile). Procediamo, ora, ad analizzare in qualche dettaglio le diverse signature corrispondenti ai diversi stati finali:

- **Topologia completamente adronica $ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$:**

Il modo di decadimento totalmente adronico è caratterizzato dall'alta

molteplicità di particelle derivante dal processo di adronizzazione dei quark, dall'alta energia visibile e dall'assenza di leptoni isolati.

- **Topologia semileptonica: i canali $q\bar{q}\ell^+\ell^-$, $q\bar{q}\nu\nu$**

Gli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\ell^+\ell^-$ sono caratterizzati dalla presenza di due jets adronici e da una coppia di leptoni isolati dal sistema adronico.

Quando il leptone del decadimento è il τ la segnatura dello stato finale può presentare altri due jet di ampiezza minore derivanti dal decadimento del τ .

Il canale $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ è caratterizzato dalla presenza di due jet adronici e dall'energia mancante dovuta ai due neutrini non rivelabili.

La topologia dei due jet è “back-to-back” dal momento che il bosone Z viene prodotto a riposo all'energia considerata (soglia di produzione).

- **Topologia completamente leptonica: i canali $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ e $\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$**

La modalità di decadimento $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ è caratterizzata dalla presenza di due leptoni dello stesso tipo e da una grossa quantità di energia mancante. I leptoni sono disposti “back-to-back” per conservazione del quadrimpulso. La segnatura sperimentale del canale $\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$ è, invece, alquanto varia, specialmente nel caso in cui sia presente un τ nel decadimento della Z .

4.2 Processi di fondo

L'analisi del processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ è resa particolarmente difficile dal fatto che altri processi presentano delle segnature sperimentali che sono, intrinsecamente o a causa di effetti del rivelatore, simili a quelle del processo in esame.

Inoltre, tra questi, alcuni sono largamente favoriti presentando un valore della sezione d'urto anche di due o tre ordini di grandezza maggiore di quella del segnale.

In tabella 4.1 sono riportate le sezioni d'urto previste dal Modello Standard per il segnale e per i fondi di maggiore interesse.

4.2.1 Processo di fondo $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$

La produzione di coppie di fermioni (quark e leptoni) a LEP1 ha consentito di effettuare uno dei più validi test del Modello Standard delle interazioni elettrodeboli.

Processo	Sezione d'urto (pb)
$ZZ \rightarrow f\bar{f}f'f'$	0.250
$Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$	107.5
$WW \rightarrow all$	12.7
$We\nu$	2.9
$\gamma\gamma \rightarrow adroni$	15300

Tabella 4.1: Sezioni d'urto per il segnale e per i principali processi di fondo calcolate ad una energia nel centro di massa pari a 183 GeV.

Benché la sezione d'urto presenti un caratteristico andamento decrescente, alle energie raggiunte da LEP2 questo tipo di processo rimane ancora largamente favorito rispetto agli altri processi possibili, come ad esempio la produzione di coppie WW ed, ovviamente, del segnale ZZ.

Un aspetto fondamentale di questi processi è costituito dalla correzione dovuta all'emissione di radiazione nello stato iniziale (ISR), schematizzata nel diagramma di Feynman riportato in figura 4.1.

Difatti, mentre sul picco della Z si ha prevalentemente emissione di fotoni di bassa energia, a LEP2 risulta favorita la produzione di fotoni radiativi molto energetici emessi con maggiore probabilità a piccolo angolo, che forzano l'energia effettiva disponibile nel centro massa al valore della massa della Z: abbiamo il cosiddetto ritorno radiativo alla Z.

In particolare il processo $Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, dove spesso il γ radiativo viene perso nel tubo a vuoto dell'acceleratore, rappresenta un fondo difficilmente riducibile per il processo con energia mancante $q\bar{q}\nu_l\bar{\nu}_l$.

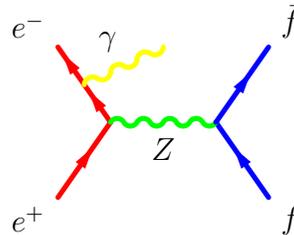


Figura 4.1: Uno dei possibili diagrammi per il processo $Z/\gamma \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$

4.2.2 Processo di fondo $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}'$

Con questo termine indichiamo i processi descritti dai diagrammi definiti CC03 (figura 4.2)

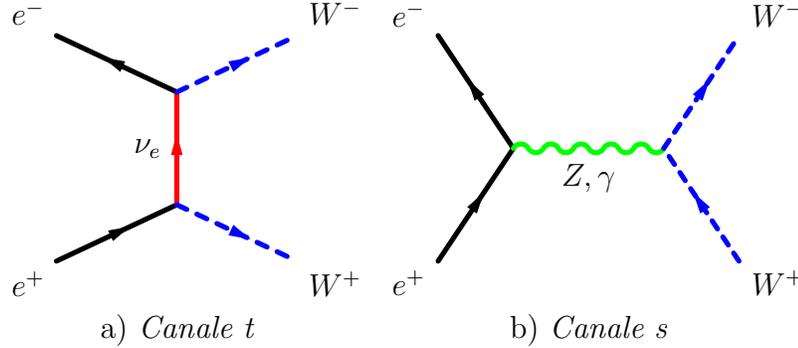


Figura 4.2: Diagrammi CC03 per la produzione di coppie di W doppio risonante

Lo stato finale è caratterizzato dalla presenza di quattro fermioni. Ciascuno dei bosoni W può decadere in una coppia $q\bar{q}$ oppure in una coppia $\ell\nu_\ell$. I possibili stati finali possono essere, dunque, raggruppati in tre classi:

- Stati finali puramente adronici $W^+W^- \rightarrow qq'\bar{q}\bar{q}'$
- Stati finali semileptonici $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'\ell\nu_\ell$
- Stati finali puramente leptonici $W^+W^- \rightarrow \ell\nu_\ell\ell\nu_\ell$

Gli eventi WW presentano delle segnature sperimentali per molti versi confondibile con quella del segnale ZZ . La separazione dei processi di questo tipo da quelli di segnale è possibile, almeno in linea di principio, sulla base della differenza di massa esistente tra il bosone Z e la W , in virtù della quale, ad un'energia nel centro di massa pari a 183 GeV, le coppie di Z sono prodotte a riposo, mentre le W hanno un *boost* non nullo e sulla base del “sapore” dei quark nel caso di decadimento adronico delle W , essendo fortemente soppressi per quest'ultima i decadimenti in quark b che costituiscono, invece, circa il 21% di quelli adronici dello Z .

4.2.3 Il processo di fondo W -singolo risonante

Un'altra importante classe di processi che conduce a stati finali con 4 fermioni è costituito dal cosiddetto processo W -singolo risonante: $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$ descrivibile in termini di ben 20 diagrammi di Feynman.

Tuttavia, gran parte della sezione d'urto è dovuta ai diagrammi di bremsstrahlung e di fusione (figura 4.3), nei quali un fotone quasi reale è scambiato in canale t .

Un aspetto caratteristico di questi diagrammi consiste nell'emissione a piccolo angolo polare dell'elettrone (positrone) che pertanto non viene rivelato.

La segnatura sperimentale è rappresentata da un solo leptone, nel caso in cui la W decada semileptonicamente, o da una coppia di jet qualora la W decada adronicamente. Questo secondo decadimento, in particolare, costituisce uno dei fondi irriducibili per il canale $q\bar{q}\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$.

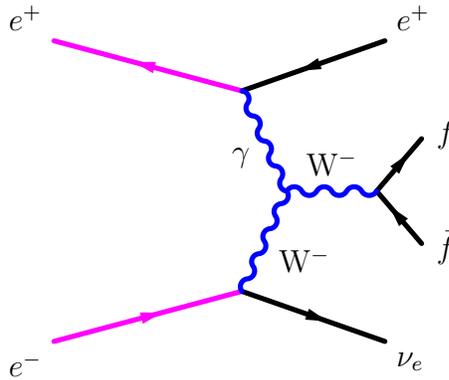


Figura 4.3: Diagramma di fusione per il processo W singolo risonante

4.2.4 Processo di fondo $\gamma\gamma$

L'interazione di due fotoni può avvenire attraverso vari processi tra i quali quello riportato in figura 4.4 risulta dominante alle energie del LEP prese in considerazione.

Lo stato finale, indicato in figura con la lettera X , può essere costituito sia da una coppia leptone-antileptone sia da particelle di natura adronica. Poichè l'elettrone (ed il positrone) diffusi conservano gran parte dell'energia iniziale la loro direzione di volo forma un piccolo angolo θ con l'asse dei fasci. Per tale motivo sovente la coppia elettrone-positrone non viene rivelata e la segnatura sperimentale è dovuta ai soli prodotti dell'interazione $\gamma\gamma$. La sezione d'urto per questo tipo di processo è di 5 ordini di grandezza superiore a quella prevista per il segnale ZZ , tuttavia, a dispetto di ciò, le collisioni $\gamma\gamma$ non rappresentano un fondo irriducibile in quanto presentano delle caratteristiche cinematiche ben identificabili (bassa massa invariante della coppia $\gamma\gamma$ e direzione del momento mancante) e diverse da quelle del segnale che consentono di ridurre sensibilmente il contributo di questo fondo.

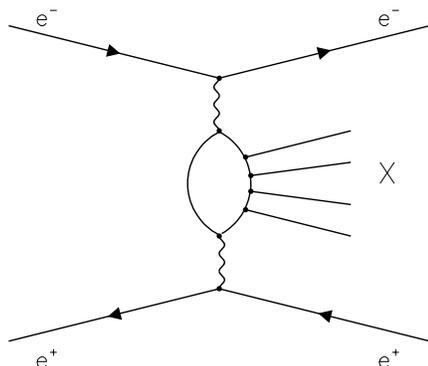


Figura 4.4: Uno dei possibili diagrammi di Feynman per il processo di collisione $\gamma\gamma$

4.3 Analisi del processo $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

I principali fondi alla segnatura sperimentale di questo canale di decadimento sono costituiti da produzione radiativa di coppie di quark ($e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^+ \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$), decadimenti semileptonici di coppie di W doppio risonante, processi W singolo risonanti e produzione adronica derivante da collisioni $\gamma\gamma$.

Sull'intero campione MonteCarlo (tab. 4.2) è stata inizialmente applicata una preselezione, basata su tagli cinematici di massima, al fine di ridurre il contributo dei fondi preservando nella quasi totalità il contenuto di segnale, ma anche di snellire il campione MonteCarlo da analizzare in modo da consentire una più rapida utilizzazione dei programmi di simulazione e di analisi

Processo	Nr. di eventi	Generatori
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	190.000	KORALW [41]
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	700.000	PYTHIA [36]
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\tau^+\tau^-$	180.000	KORALZ [37]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	100.000	BHAGENE [38]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$	2.000.000	PHOJET [39]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\ell^+\ell^-$	400.000	DIAG36 [40]

Tabella 4.2: Processi simulati e generatori utilizzati

dei dati.

4.3.1 Preselezione di eventi di decadimento $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

Descriviamo i tagli di preselezione i cui valori numerici sono riassunti sinteticamente in tabella 4.3.

- **Taglio sul numero dei cluster (N_{cl}) e delle tracce (N_{tr})**

L'alta molteplicità è una delle caratteristiche principali connesse all'adronizzazione dei quark.

Un taglio inferiore su N_{cl} e su N_{tr} seleziona eventi adronici, rigettando processi fisici a bassa molteplicità quali sono gli eventi Bhabha, eventi con coppie di muoni, decadimenti leptonici derivanti da collisioni $\gamma\gamma$, ed, in certi limiti, produzione di coppie di τ .

Variabile	Preselezione
N_{tk}	≥ 2
N_{cl}	≥ 14
$\sin\theta_{mis}$	≥ 0.25
$E_{lum} + E_{atr}$	$\leq 3 GeV$
E_{vis}	$(62, 113.5) GeV$
M_{vis}	$(50, 110) GeV$

Tabella 4.3: Tagli di preselezione per il canale $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu_l\bar{\nu}_l$

- **Taglio sull'energia visibile (E_{vis}) e sulla massa invariante delle particelle rivelate (M_{vis}).**

Questi tagli sono finalizzati alla selezione di eventi caratterizzati da abbondante energia mancante e da massa invariante visibile più bassa di quella attesa degli eventi adronici $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, ma più alta di quella dovuta a collisioni $\gamma\gamma$.

- **Taglio sulla direzione dell'impulso mancante ($\sin\theta_{miss}$)**

Il ritorno radiativo alla Z soddisfa i tagli di preselezione descritti in precedenza nel caso in cui il fotone emesso non sia rivelato in virtù del piccolo angolo di emissione.

Applicando la conservazione dell' impulso è possibile determinare la direzione dell'impulso mancante ($\sin \theta_{miss}$), che risulta assumere valori molto bassi per il fondo in questione.

Questo taglio risulta essere efficace anche nei confronti del processo in un cui si ha produzione adronica derivante da collisioni $\gamma\gamma$.

- **Taglio sull'energia depositata nel monitor di luminosità (E_{lum}) e nel calorimetro ALR (E_{alr})**

Il taglio sull'ammontare dell'energia depositata nei calorimetri ALR e nel monitor di luminosità riduce ulteriormente il contributo proveniente da processi di produzione di due fotoni o del ritorno radiativo alla Z , per cui un fotone oppure un elettrone/positrone siano rivolti a piccolo angolo.

I risultati dopo i tagli di preselezione sono riportati in tabella 4.5 e, relativamente a due variabili di interesse per la selezione, in figura 4.5.

4.4 Strategia di analisi del canale di decadimento $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

Il canale di decadimento $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ presenta delle caratteristiche sperimentali per molti versi simili a quelle presentate dai processi $W^+W^- \rightarrow all$ e $Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$.

È stato, pertanto, indispensabile un attento studio delle caratteristiche cinematiche degli eventi di segnale confrontandole con quelle previste dagli eventi di fondo, in modo da poter selezionare delle variabili cinematiche discriminanti.

Obiettivo della selezione è stato, chiaramente, l'individuazione di un insieme di variabili cinematiche che consentissero di ottenere la migliore separazione possibile tra il segnale ed i processi di fondo. La scelta delle variabili cinematiche sulle quali applicare i tagli riflette, in buona sostanza, l'idea di base di utilizzare al massimo le caratteristiche peculiari di questo processo in queste condizioni cinematiche, cioè quando ci troviamo sulla soglia di produzione.

Gli eventi di segnale, come già anticipato, presentano una segnatura sperimentale caratterizzata da due jet che emergono "back-to-back", in virtù del fatto che le Z sono prodotte a riposo.

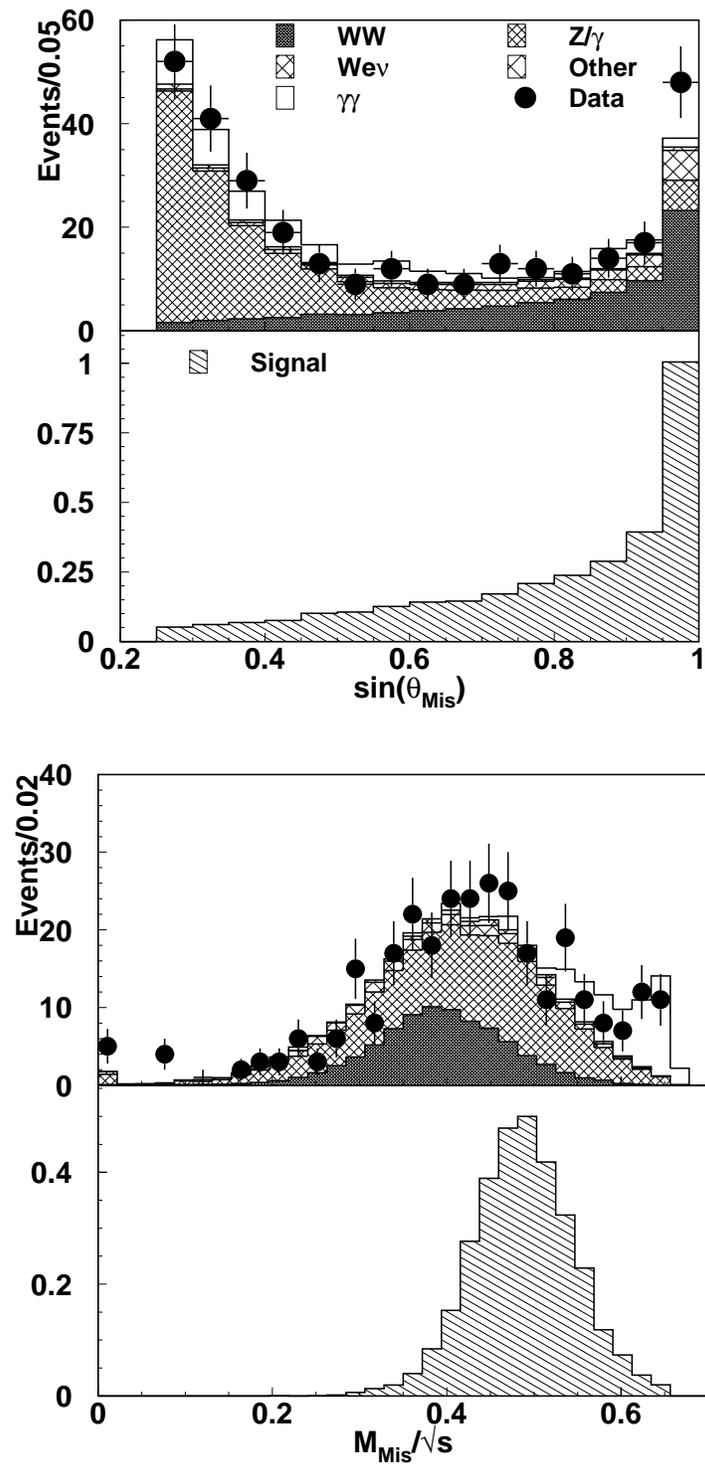


Figura 4.5: Distribuzione Montecarlo e dati delle variabili $\sin\theta_{\text{miss}}$ ed M_{miss} dopo i tagli di preselezione.

Una prima caratteristica risiede, dunque, nella **collinearità e coplanarità** dell'evento.¹

È stato, pertanto, applicato un taglio inferiore sulle variabili acollinearità ed acoplanarità, che valutano il grado di collinearità e coplanarità dell'evento, su entrambe le variabili, rigettando in questo modo gli eventi che non presentavano tale tipo di topologia, in particolare eventi $Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$, WW e $W\nu_e$.

Un ulteriore taglio nella regione estremamente collineare ed acoplanare si è reso necessario per ridurre sensibilmente il contributo derivante da processi $\gamma\gamma$ (fig. 4.6).

Un'altra caratteristica fondamentale consiste nella forte correlazione esistente, per il segnale, tra lo spettro di **massa invariante** delle particelle rivelate e quello, ricostruito sulla base della conservazione del quadrimpulso, del sistema di particelle non rivelato.

Se, ad esempio, consideriamo un diagramma bidimensionale, riportando sui 2 assi le suddette variabili, è naturale attendere, per il segnale, un addensamento di eventi in una regione abbastanza delimitata centrata intorno al punto individuato dal valore della massa del bosone Z (figura 4.7). Questa correlazione non è presente nei processi di fondo, in particolare il taglio bidimensionale è risultato particolarmente efficace nel ridurre il fondo derivante da decadimenti semileptonici delle W .

Inoltre è stato inasprito il taglio sul $\sin\theta_{mis}$ ed applicato un taglio sulla proiezione P_\perp dell'impulso sul piano ortogonale alla direzione individuata dai fasci collidenti (fig. 4.8); tali tagli contribuiscono a ridurre ulteriormente il fondo costituito da collisioni $\gamma\gamma$ e dal ritorno radiativo al picco della Z .

Il taglio sulla massa invariante *mancante* (fig. 4.9) seleziona, tenendo conto della risoluzione sperimentale, un intervallo di valori compatibile con il decadimento di un bosone Z .

In ultimo, il taglio sul massimo tra i due valori delle **masse invarianti dei due jet** ricostruiti (fig. 4.9), contribuisce a ridurre il contributo proveniente dal fondo WW .

La procedura di selezione è stata la seguente:

Utilizzando esclusivamente le distribuzioni MonteCarlo del fondo e del segnale si sono applicati dei tagli di massima sulle variabili descritte in precedenza.

¹Chiamiamo eventi collineari quegli eventi in cui le direzioni individuate dai prodotti del decadimento di una Z si trovano su un unico asse nello spazio ed puntano in direzioni opposte.

Con il termine 'coplanare' intendiamo dire che le proiezioni delle direzioni sul piano ortogonale alla direzione dei fasci individuano un'unica retta.

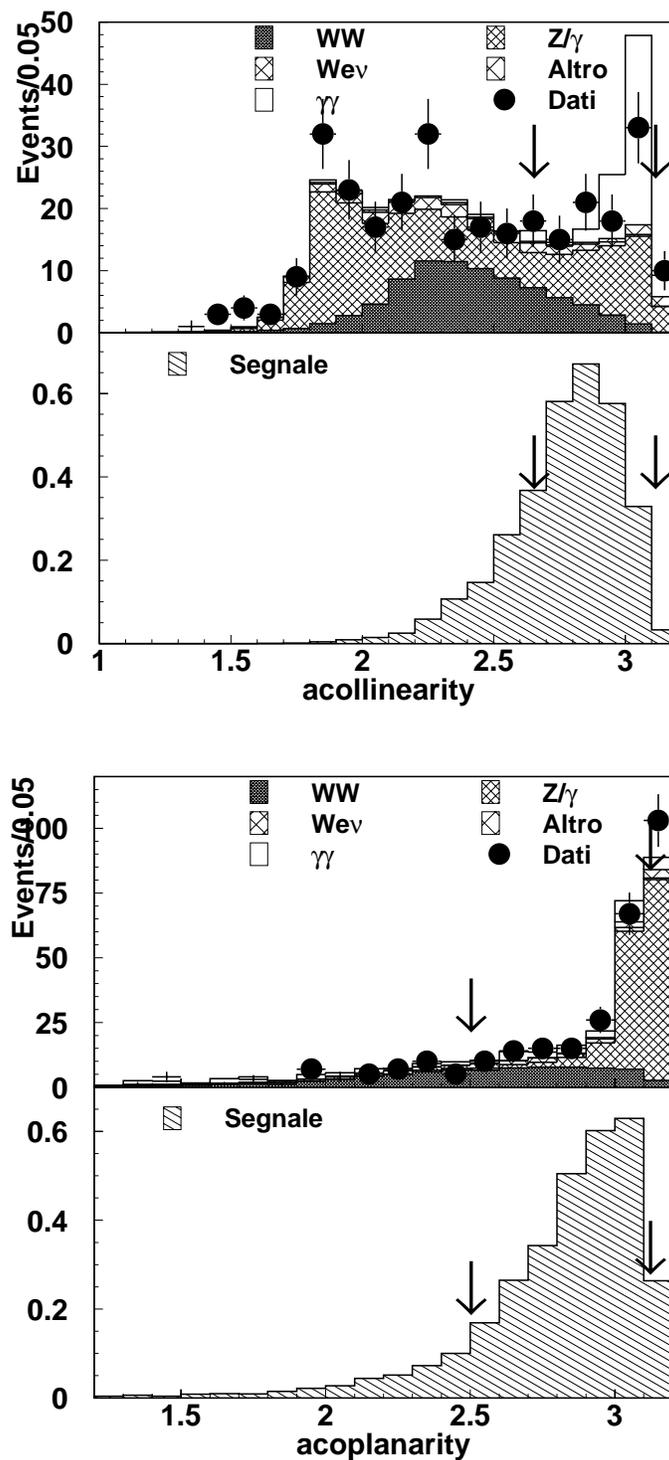


Figura 4.6: Distribuzioni MonteCarlo e dati per le variabili 'Acollinearità' ed 'Acoplanarità' dopo i tagli di preselezione.

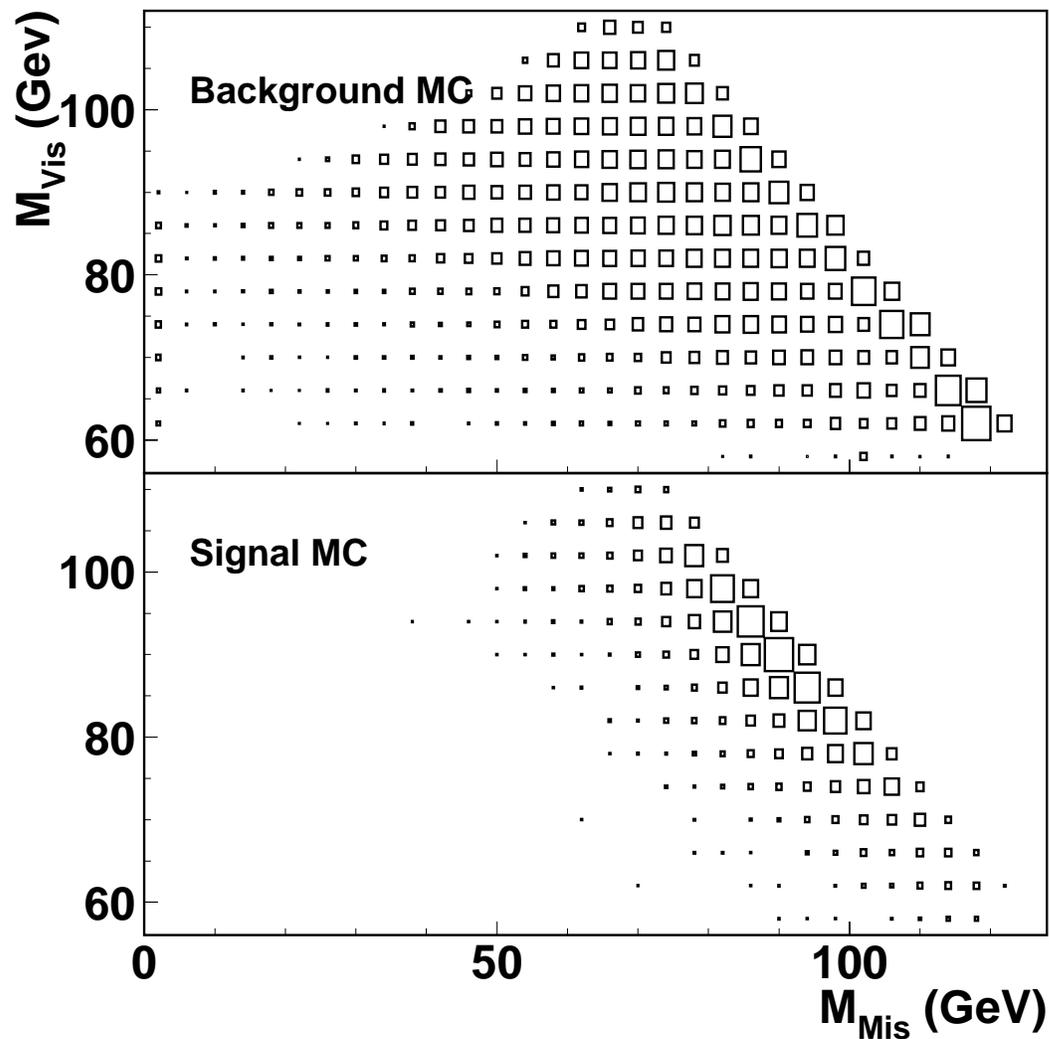
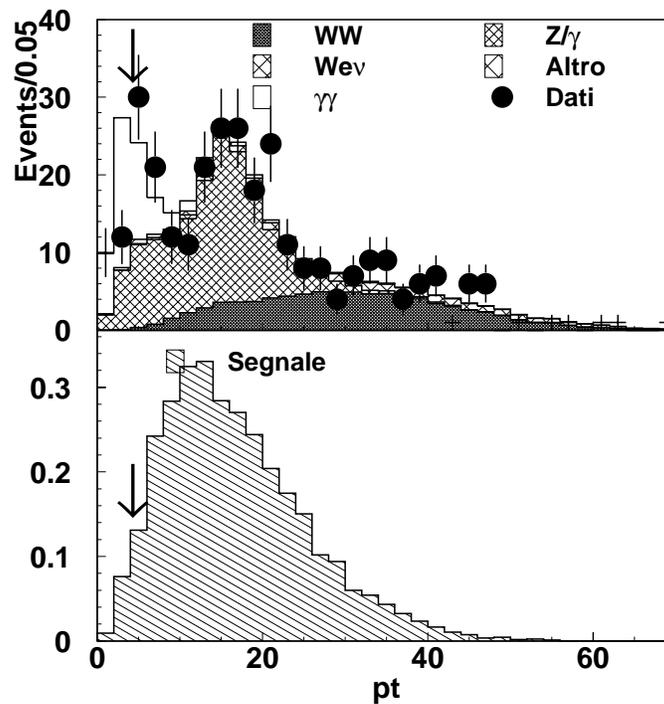


Figura 4.7: Distribuzione bidimensionale per due variabili che esibiscono una correlazione particolarmente favorevole. La dimensione dei quadratini è proporzionale al numero di eventi. Il termine background indica tutti i processi di fondo al processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$

Variabile	Selezione
$\sin\theta_{mis}$	≥ 0.5
N_{tk}	≥ 5
A_{col}	(2.64, 3.13)
A_{cop}	(2.52, 3.13)
P_{\perp}	≥ 4.5
M_{mis}	(71.5, 109) GeV
M_{jet}	≤ 40 GeV
M_{vis}	≥ 172 GeV - $.99 * M_{mis}$

 Tabella 4.4: Tagli di selezione per il canale $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

 Figura 4.8: Distribuzioni MonteCarlo e dati per la variabile ' P_{\perp} ' dopo i tagli di preselezione.

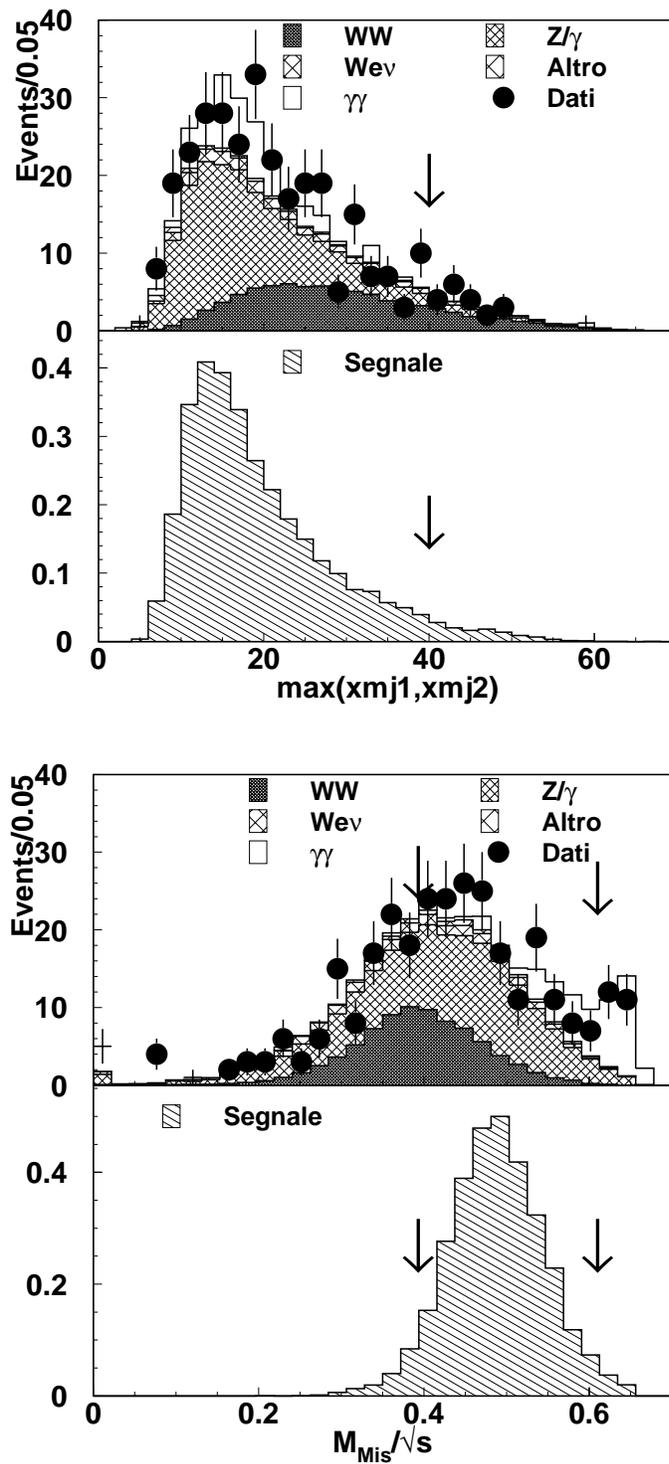


Figura 4.9: Distribuzioni MonteCarlo e dati per la massa invariante mancante (M_{mis}) e per la massa dei jet (M_{jet}) dopo i tagli di preselezione.

	<i>Preselezione</i>	<i>Selezione</i>
Dati	308	22
Fondo	313.5 ± 4.9	$18.4 \pm .4$
Efficienza	91%	47%
Segnale atteso	3.2	1.7
Esame dei fondi	313.5 ± 4.9	$18.4 \pm .4$
<i>Z/γ*</i>	48%	60%
<i>WW</i>	27%	28%
<i>W singolo</i>	7%	10%
<i>γγ</i>	16%	--
Altri fondi	2%	2%

Tabella 4.5: Risultati della selezione per gli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu_l\bar{\nu}_l$

Successivamente si è proceduto all’ottimizzazione dei tagli attraverso una procedura iterativa che consiste nel rimuovere, per ogni variabile utilizzata nella selezione, il taglio applicato, lasciando gli altri inalterati.

Questo metodo, definito “metodo degli N-1 plots”, consente l’ottimizzazione dei tagli e soprattutto lo studio di eventuali correlazioni esistenti tra i diversi tagli portando alla definizione di un insieme minimo di variabili da utilizzare riportate in tabella 4.4.

Nel seguito questa analisi verrà individuata con l’uso della lettera α .

4.5 Altri metodi di analisi: Procedura automatica ad un parametro.

Al fine di migliorare quanto più possibile il rapporto tra il segnale ed il fondo è stato studiato un approccio di analisi diverso da quello (analisi α) descritto nel paragrafo precedente.

Questa diversa tecnica di analisi, pur partendo dallo stesso insieme di variabili cinematiche individuate in precedenza per l’analisi manuale, differisce per quel che concerne la fase di ottimizzazione dei tagli.

La nuova procedura ha richiesto l’utilizzo del “pacchetto” software MINUIT [42].

L’idea fondamentale consiste nell’individuare un estimatore, funzione parametrica delle variabili cinematiche scelte, del quale si cerca un punto estrema-
le. Il valore dei tagli viene variato, applicandolo su un campione rappresentativo del segnale e del fondo, fin quando il valore dell’estimatore non converge

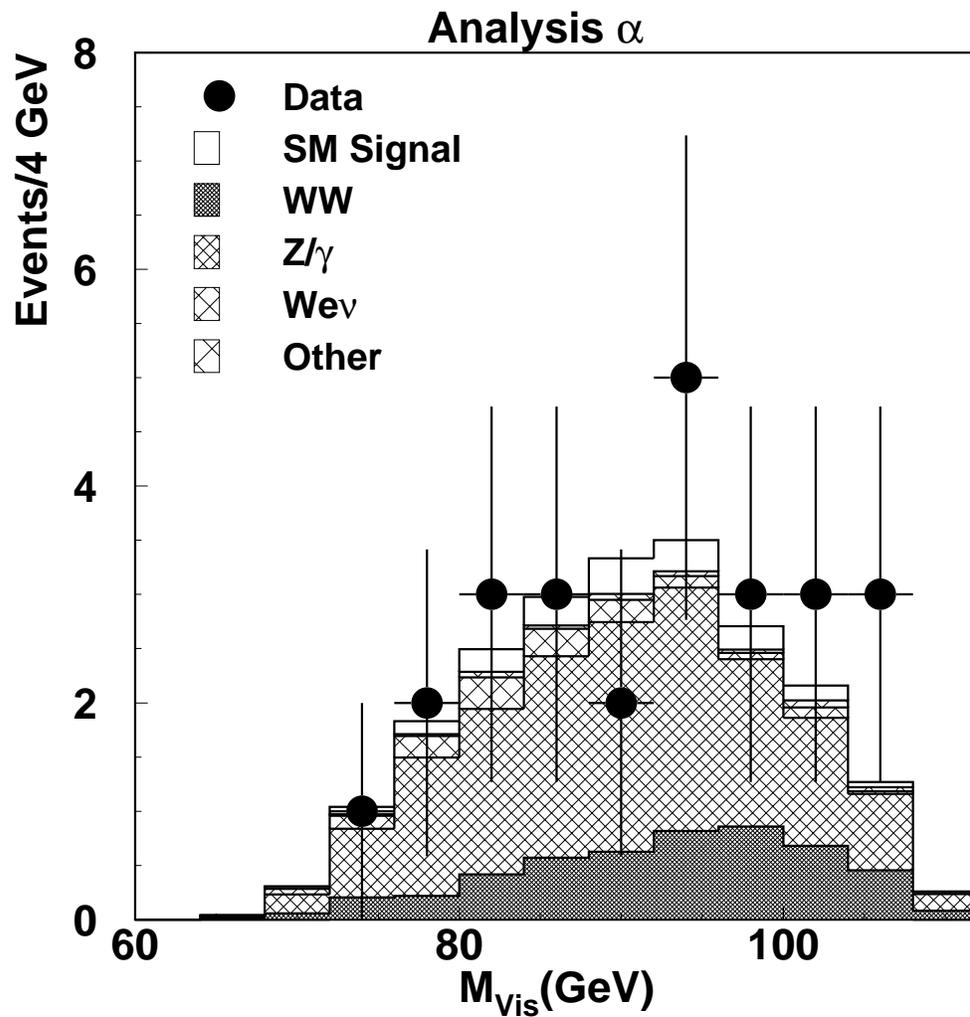


Figura 4.10: Spettro di massa invariante dopo i tagli di selezione per l'analisi (denominata α) del canale $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. Il segnale ZZ è individuato in figura con il nome "SM signal".

	<i>Analisi</i> β	<i>Analisi</i> γ
$\sin \theta_{mis}$	≥ 0.6	≥ 0.49
Nr. di tracce cariche	≥ 5	≥ 5
Acollinearità	(2.50, 3.13)	(2.64, 3.13)
Acoplanarità	≥ 2.52	≥ 2.55
Pt	$\geq 7.0 GeV$	$\geq 3.3 GeV$
M_{mis}	(74.1, 102) <i>GeV</i>	(71.4, 108.8) <i>GeV</i>
M_{jet}	$\leq 40.3 GeV$	$\leq 40.3 GeV$
M_{vis}	$175 - 1.03 * M_{mis}$	$181.2 - 0.99 * M_{mis}$

Tabella 4.6: Valori ottimizzati dei tagli secondo le procedure automatiche.

ad un punto di minimo. Per la simulazione del segnale è stato utilizzato un campione MonteCarlo PYTHIA [36] soddisfacente i tagli di definizione descritti nel paragrafo 2.3, mentre per la simulazione dei processi di fondo è stata utilizzata la metà del campione MonteCarlo disponibile.

Un primo estimatore individuato è stato il rapporto tra il numero di eventi di segnale atteso s e la radice del numero di eventi di fondo previsti:

$$\epsilon_1 = s/\sqrt{b} \text{ (analisi } \beta \text{)}$$

Un secondo estimatore individuato è stato l'errore relativo sulla sezione d'urto misurata:

$$\epsilon_2 = \Delta_\sigma/\sigma \text{ (analisi } \gamma \text{)}$$

Il segnale ed i processi di fondo sono stati simulati come nel caso precedente. Al fine di ottenere una stima della misura della sezione d'urto il numero di eventi atteso nei dati è stato simulato con una distribuzione poissoniana a partire da un altro campione MonteCarlo del segnale e del fondo.

Questa procedura è stata ripetuta per ogni intervallo della distribuzione in esame. È stato così possibile ottenere una stima della sezione d'urto per ogni valore dei tagli secondo la procedura descritta nel paragrafo 5.1 e di seguito calcolare l'errore relativo su questo valore, ovvero l'estimatore voluto (cfr. tab. 4.6, 4.7 e fig. 4.11).

4.6 Determinazione della sezione d'urto

Per ognuno dei tre spettri di massa invariante (figura 4.10 e 4.11) è stato possibile determinare il valore di X definito come il rapporto tra la sezione d'urto

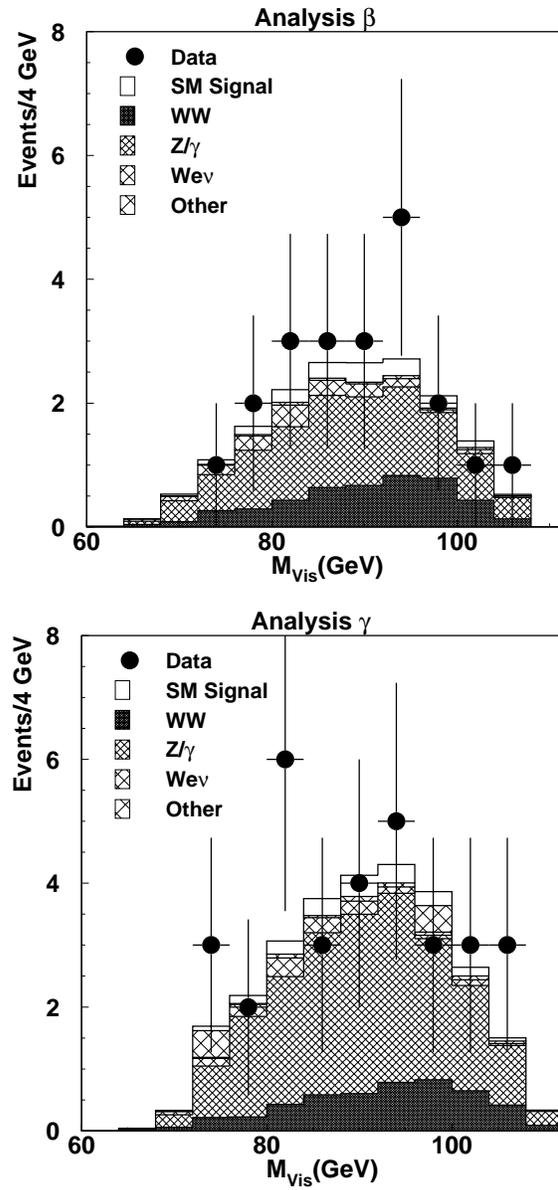


Figura 4.11: Spettro di massa invariante visibile dopo i tagli di selezione per le due analisi alternative denominate β e γ .

	<i>Analisi</i> β	<i>Analisi</i> γ
Dati	21	32
Fondo	$16.2 \pm .3$	$30. \pm 1.4$
Efficienza	46%	53%
Segnale MS (n. eventi)	1.6	1.9
Esame dei fondi		
Z/γ^*	60%	70%
WW	28%	18%
W singolo	10%	6%
$\gamma\gamma$	--	--
Altri fondi	2%	6%

Tabella 4.7: Risultati delle due selezioni automatiche.

misurata e quella attesa (σ_{mis}/σ_{MS}), attraverso un fit Poissoniano binnato di massima verosimiglianza, seguendo la procedura descritta, in seguito, nel paragrafo 5.1.

Tutti i risultati sono largamente compatibili tra loro (tab. 4.8). Ad eccezione dell'analisi β , tutti i risultati sono compatibili con zero entro il 68% di livello di confidenza. Come è infatti evidente dallo spettro riportato in figura 4.11, per quanto concerne l'analisi denominata β è presente un lieve eccesso di dati proprio nella regione in cui è atteso un maggior numero di eventi di segnale. Questo lieve disaccordo "spinge" più in alto il valore centrale del fit, conservando sostanzialmente inalterato l'errore assoluto.

Conseguenza di ciò è il fatto che entro "una sigma" si ha un valore atteso della sezione d'urto misurata non compatibile con zero.

L'analisi denominata γ presenta un'efficienza di selezione per il segnale più elevata, se confrontata con quelle delle analisi α e β (tab. 4.9), come è naturale attendere dalla definizione dell'estimatore ϵ_2 .

Tuttavia, una più alta efficienza di segnale è stata ottenuta solo a discapito della purezza, comportando la selezione di un maggior numero di eventi di fondo. Questo fattore ha inciso pesantemente sulla larghezza dell'intervallo di incertezza ed in ultima analisi sull'efficacia di questo tipo di selezione (tab. 4.9).

4.6.1 Stima dell'errore sistematico

Una stima dell'errore sistematico nella misura della sezione d'urto è stata ottenuta combinando in quadratura diversi contributi:

	<i>Analisi</i> α	<i>Analisi</i> β	<i>Analisi</i> γ
X	$1.8^{+2.6}_{-2.8}+0.8$	$3.2^{+2.7}_{-2.8}+1.0$	$2.9^{+3.1}_{-3.2}+0.9$

Tabella 4.8: Valori di X determinati per le 3 analisi α, β, γ . Gli errori riportati sono rispettivamente statistici e sistematici

	Analisi α	Analisi β	Analisi γ
Efficienza	47%	46%	53%
Purezza	8.5%	9%	6%
Δ_σ/σ	1.5	0.9	1.1

Tabella 4.9: Valori di Efficienza, Purezza e dell'errore relativo sulla determinazione della sezione d'urto per le tre analisi α, β, γ .

- Errore derivante dalla statistica finita del campione MonteCarlo e dall'incertezza sui valori delle sezioni d'urto.

Questo fattore è stato preso in considerazione effettuando 1000 esperimenti ideali (*gedanken experiment*), per ognuno dei quali è stata ottenuta una nuova stima della sezione d'urto variando il numero di eventi MonteCarlo secondo una gaussiana la cui larghezza è determinata dalle incertezze sopra citate.

Come stima di questo contributo è stata scelta la RMS della distribuzione dei valori della sezione d'urto così ottenuta.

- Errore derivante dall'incertezza sul valore della sezione d'urto per il processo W singolo risonante.

In questo caso è stato variato il valore di suddetta sezione del 30% ricalcolando il valore della sezione d'urto. La differenza tra i due diversi valori fornisce una stima dell'errore sistematico legato a questa incertezza.

- Errore sistematico dovuto all'accordo Dati-MonteCarlo.

Questo contributo è stato studiato rimuovendo un taglio per volta dalla selezione e ricalcolando il valore della sezione d'urto. È stata così ottenuta una distribuzione di valori e la distanza tra il valore minimo e quello massimo è stata scelta come stima di questo contributo.

	Elettroni		Muoni
1.1	$\Sigma_9/\Sigma_{25} \geq .985$	2.1	$RDCA \leq 300mm$
1.2	$\chi_{em}^2 \leq 10$	2.2	$ZDCA \leq 400mm$
1.3	$N.dicristalli \geq 22$	2.3	$RDCA/\sigma_{dca} \leq 4$
		2.4	$N^{ro}scintillatori \geq 1$

Tabella 4.10: Criteri di selezione applicati per la definizione di un “buon” leptone.

4.7 Analisi del processo $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$

Gli eventi prodotti dal decadimento $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ e $ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu \bar{\nu}$ presentano la segnatura sperimentale di due leptoni dello stesso tipo rivelati nell’apparato e risultano caratterizzati da una grossa quantità di energia mancante.

I principali processi di fondo sono costituiti da eventi con 4 fermioni (non ZZ) nello stato finale e dalla produzione radiativa di coppie leptoniche ($e^+ e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \ell^+ \ell^-$).

Come primo passo della procedura di selezione sono richiesti due leptoni dello stesso tipo identificati nell’apparato.

Come già esposto nella sezione dedicata all’ apparato, precisamnete nei paragrafi 3.4.1 e 3.4.2, la ricostruzione di eventi leptonici richiede l’identificazione dei leptoni stessi nell’evento mediante l’applicazione di tagli su opportune variabili, diverse, a seconda che il leptone sia un elettrone o un muone.

I tagli 1.1, 1.2 riportati in tabella 4.10 sulle variabili Σ_9/Σ_{25} e χ_{em}^2 definite nel paragrafo 3.4.1 insieme con il taglio 1.3 sul numero di cristalli di BGO con un deposito significativo di energia, identificano una particella di natura elettromagnetica con le caratteristiche richieste per un elettrone.

Per quanto concerne i tagli di selezione dei muoni, richiediamo che un muone, identificato ricostruendo la traccia nello spettrometro, soddisfi le ulteriori condizioni seguenti:

- La distanza dal vertice di interazione nel piano $r\phi$ (**RDCA**) sia minore di 300 mm.
- La distanza dal vertice di interazione riferita all’asse z (**ZDCA**) sia minore di 400 mm.
- $RDCA/\sigma_{RDCA}$ sia minore o uguale a 4.

σ_{RDCA} rappresenta la deviazione standard della distribuzione della RDCA.

La contaminazione proveniente dai raggi cosmici viene soppressa richiedendo almeno uno scintillatore in tempo (cfr. par. 3.2.5).

4.7.1 Strategia di analisi

Anche nell'analisi di questo canale l'idea di base per quel che concerne la selezione consiste nell'utilizzare al meglio le caratteristiche cinematiche della produzione in soglia.

In tabella 4.11 riportiamo i tagli cinematici applicati per la selezione degli eventi $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu_l\bar{\nu}_l$:

Variabile	Selezione
$\cos\theta_{mis}$	≤ 0.7
N_{tk}	≤ 3
N_{cl}	≤ 6
ϕ_l	(2.25, 3.10)
M_{mis}	(70, 100) GeV
M_{vis}	(70, 105) GeV

Tabella 4.11: Tagli di selezione per il canale $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu_l\bar{\nu}_l$

- **Numero di Tracce (N_{tr}), Numero di cluster calorimetrici (N_{cl}) ed Energia visibile (E_{vis})**

Gli eventi sono selezionati richiedendo che presentino meno di 3 tracce, 6 cluster calorimetrici ed un'energia visibile compresa tra 80 GeV e 100 GeV.

Questo taglio *individua* la topologia completamente leptonica con due soli leptoni rivelabili.

- **Coseno dell'angolo del momento mancante ($\cos\theta_{miss}$) ed angolo tra i leptoni (ϕ_l)**

I tagli applicati sul coseno della direzione del momento mancante (θ_{miss}) (fig. 4.12) e sull'angolo (ϕ_l) formato dai leptoni sono fortemente selettivi nei confronti degli eventi di fondo provenienti da produzione radiativa di coppie di leptoni, per i quali, come già descritto nella sezione dedicata alla selezione del canale $q\bar{q}\nu_l\bar{\nu}_l$, il fotone radiativo emesso viene perso nel tubo a vuoto e quindi punta a piccoli valori del $\cos\theta_{miss}$. Inoltre questi eventi sono caratterizzati da una topologia tipicamente collineare provocata dal ritorno radiativo al picco della Z .

- **Massa visibile (M_{vis}) e Massa mancante (M_{mis})**

Richiedendo che la massa invariante dei due leptoni sia compresa tra 70 GeV e 105 GeV e la massa di rinculo al sistema dei due leptoni sia compresa tra 70 GeV e 100 GeV (fig. 4.12), richiediamo che l'evento sia “compatibile” con il decadimento di due Z , riducendo sensibilmente il contributo proveniente dai processi WW .

Dopo i tagli di selezione sono attesi **1.23** eventi di fondo e **0.18** eventi di segnale, con **2** eventi selezionati (fig. 4.13).

L'efficienza di selezione per il segnale è del 36.9% per il canale elettronico e del 32.7% per quello muonico. L'errore sistematico dovuto alla statistica finita del campione MC ed alla procedura di identificazione dei leptoni è stato stimato, in maniera conservativa, al 10%.

4.8 Altri canali di decadimento

Nell'ambito della collaborazione L3 sono stati studiati attentamente anche gli altri canali di decadimento coinvolti nel processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ [43], al fine di poter verificare sperimentalmente la presenza del segnale ed ottenere la migliore misura possibile della sezione d'urto. Per completezza riportiamo qui i risultati delle selezioni degli altri canali di decadimento.

I risultati completi delle selezioni sono riportati in tabella 4.12.

4.8.1 $ZZ \rightarrow q\bar{q}\ell^+\ell^-$

Tre diverse selezioni sono state approntate per i canali di decadimento $q\bar{q}e^+e^-$, $q\bar{q}\mu^+\mu^-$ e $q\bar{q}\tau^+\tau^-$.

Il principale processo di fondo è costituito dal decadimento semileptonico di una coppia W^+W^- ; altre fonti di contaminazione sono costituite dalla produzione radiativa di coppie di quark e da stati finali a quattro fermioni non derivanti da produzione risonante di coppie ZZ .

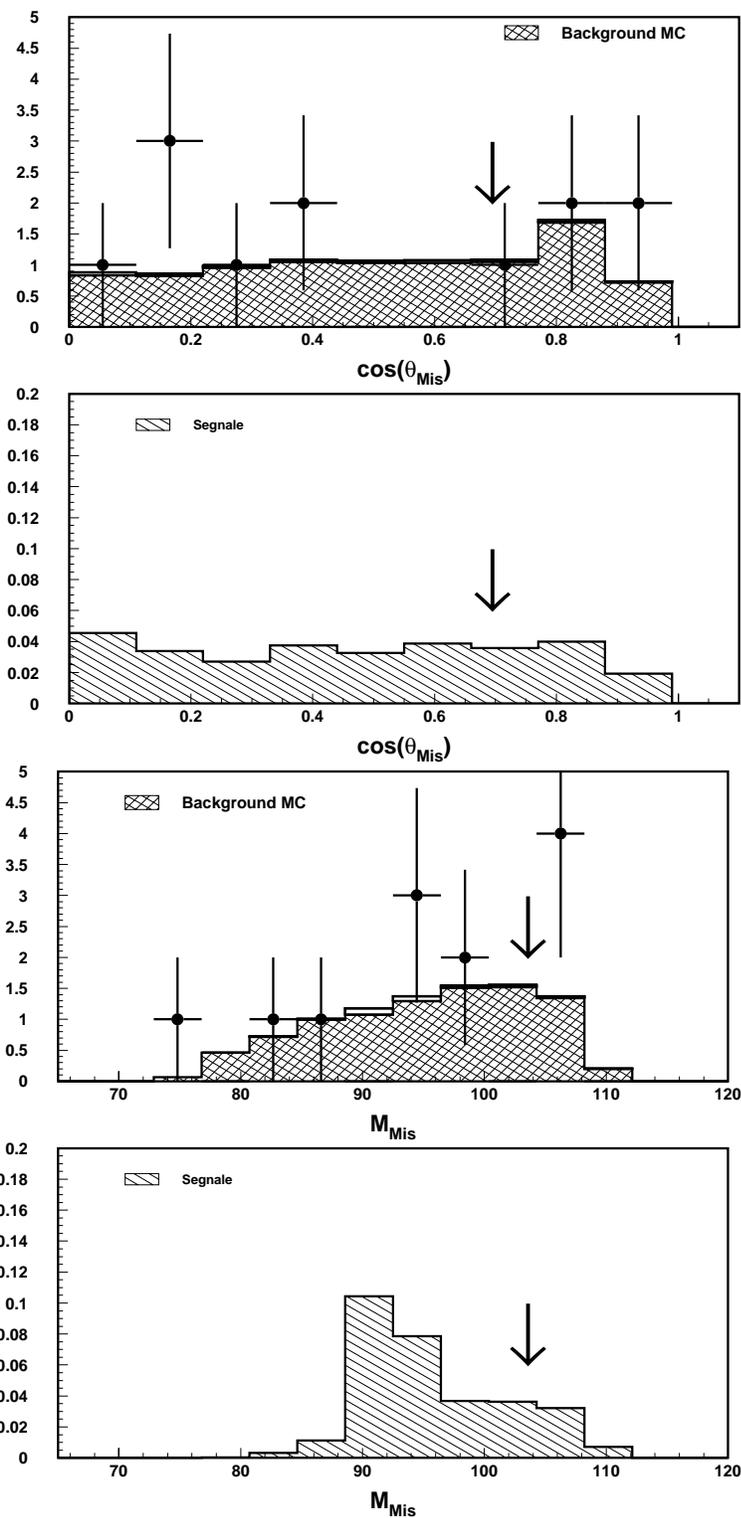


Figura 4.12: Distribuzioni MC per le variabili $\cos(\theta_{\text{mis}})$ e M_{mis} relative al canale di decadimento $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$.

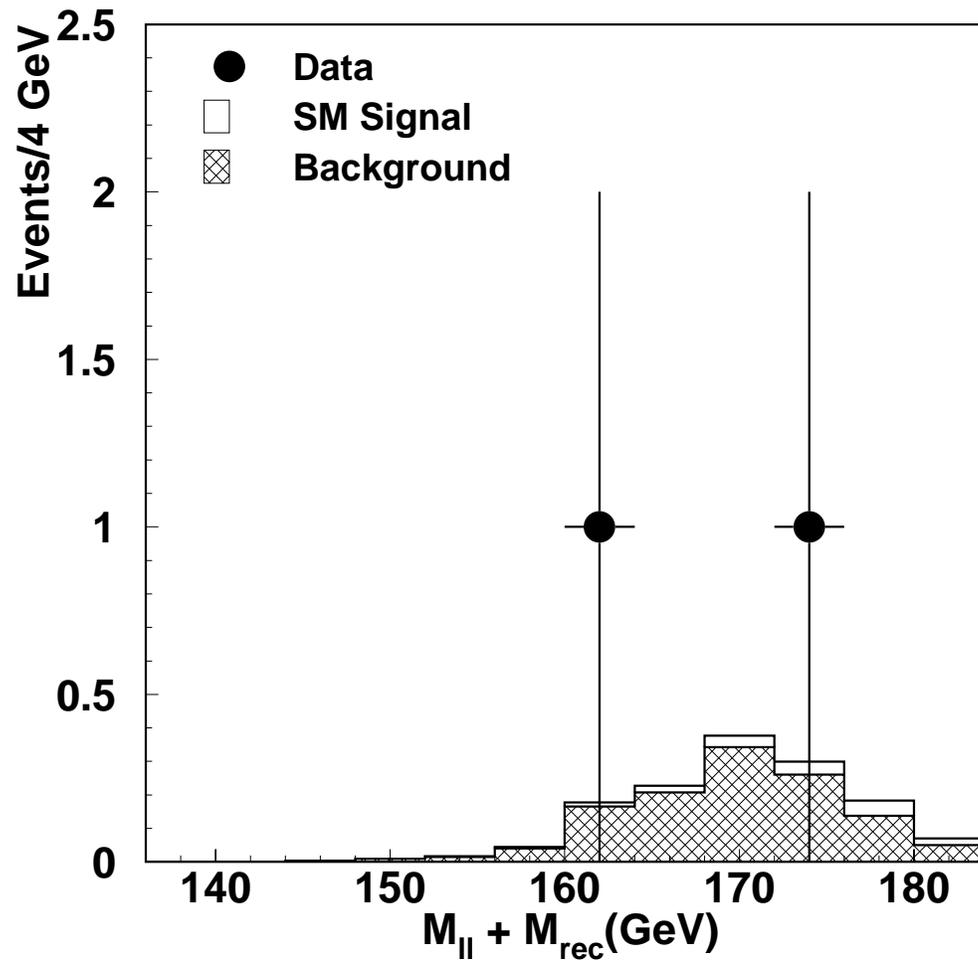


Figura 4.13: Distribuzione MonteCarlo e dati della somma della massa invariante e della massa di rinculo negli stati finali $\ell^+ \ell^- \nu_l \bar{\nu}_l$.

In figura 4.14 riportiamo lo spettro di massa invariante ottenuto dopo aver applicato il fit cinematico imponendo la conservazione del quadrimpulso e l'uguaglianza della massa invariante delle coppie $q\bar{q}$ e l^+l^- .

La figura 4.15 mostra un candidato $ZZ \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$ selezionato.

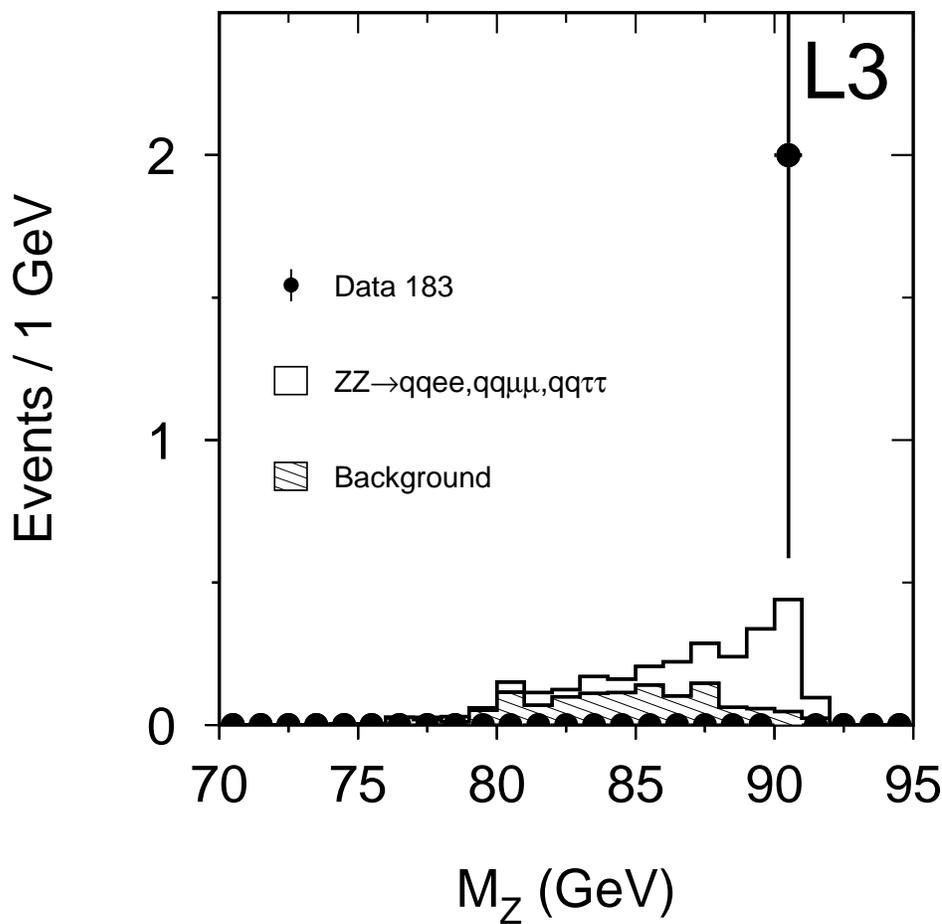


Figura 4.14: Distribuzione di massa invariante dopo il fit cinematico.

4.8.2 $ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$

La selezione per il canale di decadimento totalmente adronico si basa sulla messa a punto di una rete neurale, al fine di ottenere la migliore separazione

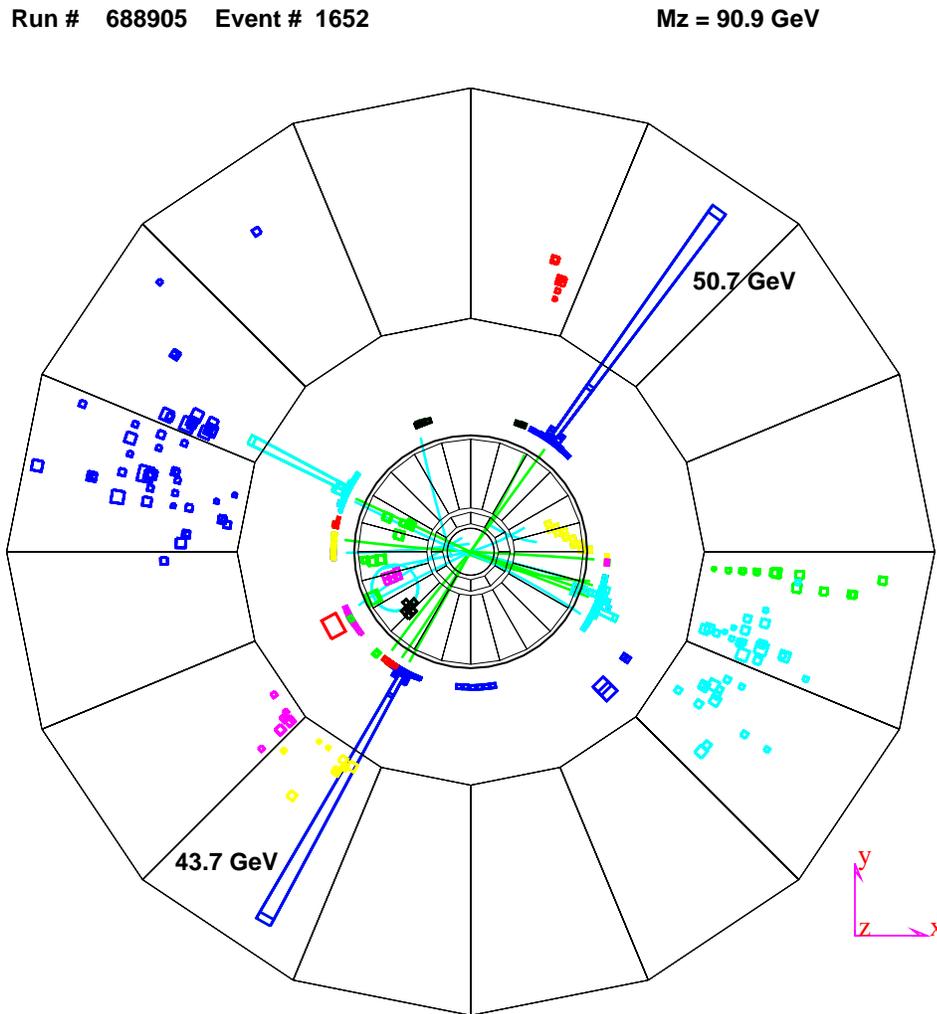


Figura 4.15: Candidato ZZ con due elettroni e due jet selezionato nel canale $q\bar{q}\ell^+\ell^-$. Le energie degli elettroni sono pari a 50.7 GeV e 43.7 GeV. Dopo l'applicazione del fit cinematico imponendo la conservazione del quadrimpulso e l'uguaglianza delle masse invarianti delle coppie elettroniche e dei jet, il valore della massa invariante è pari a 90.9 GeV.

Processo ZZ	Efficienza	Segnale	Background	Selezionati
$e^+e^-q\bar{q}$	79%	0.79 ± 0.03	0.29 ± 0.04	2
$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	58%	0.42 ± 0.02	0.09 ± 0.01	0
$\tau^+\tau^-q\bar{q}$	36%	0.26 ± 0.01	0.85 ± 0.13	0
$\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$	(15, 78)%	0.13 ± 0.01	0.12 ± 0.03	0
$\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}u$	(33, 37)%	0.18 ± 0.02	1.23 ± 0.12	2
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	47%	1.64 ± 0.07	13.0 ± 0.7	12
$q\bar{q}q\bar{q}$	34%	2.26 ± 0.14	46 ± 2	47

Tabella 4.12: Efficienze, numero di eventi di segnale e di fondo, numero di eventi selezionati per tutti i canali di decadimento ZZ studiati.

possibile tra gli eventi di segnale e quelli di fondo, in particolare dai processi $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, e dai decadimenti adronici delle coppie W^+W^- .

In figura 4.16 riportiamo uno degli eventi $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$ selezionati.

4.8.3 $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$

La selezione per questo canale di decadimento è stata approntata per tutti gli stati finali ad eccezione del canale $\tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$. Il principale fondo è costituito dai processi a quattro fermioni (non risonante). L'efficienza della selezione dipende fortemente dalla modalità di decadimento e varia dal 15% per il canale $e^+e^-\tau^+\tau^-$ al 78% per il canale $e^+e^-\mu^+\mu^-$.

Run # 678503 Event # 2133

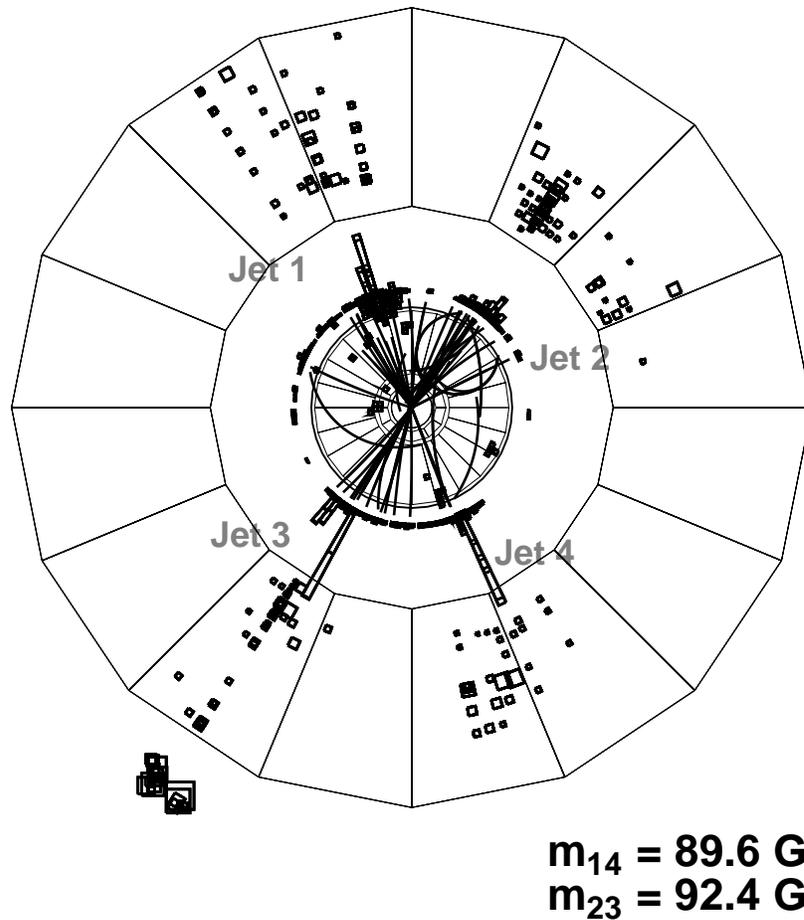


Figura 4.16: *Proiezione nel piano trasverso del candidato più significativo $ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$.*

Capitolo 5

Misura della sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow ZZ$ a $\sqrt{s} = 183$ GeV

In questo capitolo sono riportati i risultati della misura della sezione d'urto σ_{ZZ} ottenuta combinando le analisi dei diversi canali di decadimento descritte nel capitolo precedente. Il risultato così ottenuto viene confrontato e combinato con quelli delle altre collaborazioni LEP.

5.1 Procedimento di misura della sezione d'urto

Al fine di ottenere una misura della sezione d'urto per il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$, i risultati ottenuti dalle analisi dei cinque canali di decadimento presi in esame ($q\bar{q}q'\bar{q}'$, $q\bar{q}\ell^+\ell^-$, $q\bar{q}\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$, $\ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ ed $\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$) sono stati combinati attraverso un fit di massima verosimiglianza ad un parametro.

Per ognuna delle cinque analisi corrispondenti ai singoli canali di decadimento è stata definita una densità di probabilità distribuita poissonianamente data dalla seguente espressione:

$$f_j(X, N_{ij}, b_{ij}, s_{ij}) = \prod_i \frac{e^{(-Xs_{ij}+B_{ij})} (Xs_{ij} + b_{ij})^{N_{ij}}}{N_{ij}!} \quad (5.1)$$

L'indice \mathbf{j} individua l'analisi di riferimento mentre l'indice \mathbf{i} varia, una volta fissato \mathbf{j} , sugli intervalli dell'istogramma che rappresenta la distribuzione in esame.

A tale fine, per ogni canale di decadimento, è stata scelta la distribuzione che risultava maggiormente discriminante una volta inserita nel fit di massima verosimiglianza. Per i canali di decadimento $q\bar{q}\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$, $\ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ ci riferiamo alle distribuzioni riportate in fig. 4.10 e 4.13 riportate nel capitolo 4.

Il parametro X rappresenta il rapporto tra la sezione d'urto misurata e quella prevista dal Modello Standard; N_{ij} , s_{ij} , b_{ij} rappresentano, rispettivamente, il numero di dati osservati, gli eventi di segnale e di fondo attesi secondo le previsioni del Modello Standard. Per ogni canale di decadimento la somma su tutti gli intervalli del numero di eventi di segnale attesi (S_j) verifica la relazione di normalizzazione:

$$S_j = \sum_i s_{ij} = \sigma_j \cdot L \cdot \epsilon_j \quad (5.2)$$

dove σ_j ed ϵ_j rappresentano la sezione d'urto (tabella 2.2) e le efficienze di selezione (tabella 4.11) per il canale j -esimo ed L rappresenta la luminosità raccolta.

Nell'ipotesi (che possiamo ritenere valida) in cui le cinque diverse analisi possano ritenersi indipendenti e che il parametro X sia lo stesso per tutte le analisi, il fit di massima verosimiglianza consiste nella determinazione del parametro X per la quale è massima la probabilità congiunta:

$$P(X) = \prod_j f(X, s_{ij}, b_{ij}, N_{ij}) \quad (5.3)$$

Per maggiore semplicità di calcolo e di definizione degli intervalli di confidenza risulta conveniente riferirsi alla funzione $-\text{Ln}P$.

La migliore stima del parametro X [44] è, pertanto, determinata risolvendo "l'equazione di verosimiglianza" seguente :

$$\frac{\partial \text{Ln}P(X)}{\partial X} = 0 \quad (5.4)$$

5.2 Calcolo dell'errore statistico

È noto che sotto ipotesi molto ampie, al crescere del numero di eventi osservati, una distribuzione poissoniana *tende* ad una distribuzione gaussiana.

Nel caso in esame, le distribuzioni conservano, se considerate intervallo per intervallo, il loro carattere poissoniano, mentre la distribuzione globale

$P(X)$ tenderà al crescere del numero di osservazioni ad una distribuzione gaussiana.

Possiamo, pertanto, considerare la sostituzione seguente:

$$P(X, N_{ij}, s_{ij}, b_{ij}) \rightarrow P_{max} e^{-\frac{Q}{2}} \quad (5.5)$$

con Q dato dall'espressione seguente:

$$Q = \left(\frac{X - X_0}{\sigma}\right)^2 \quad (5.6)$$

X_0 rappresenta il valore di massimo per la funzione di verosimiglianza. P_{max} è il valore assunto dalla distribuzione "gaussiana" quando è calcolata in X_0 e σ rappresenta il parametro di larghezza della distribuzione gaussiana.

Sotto queste ipotesi la funzione $-\ln P$ tende ad un andamento parabolico simmetrico intorno al valore del minimo della funzione. È facilmente dimostrabile [45] che gli intervalli di confidenza possono essere ricavati semplicemente, trovando i punti di intersezione tra la parabola che descrive la funzione $-\ln P$ e la retta individuata dall'equazione:

$$-\ln P(X) = -\ln P(X_0) + a \quad (5.7)$$

dove la scelta di a individua, come riportato in tabella 5.1 diversi livelli di confidenza ed X_0 il valore del parametro X che minimizza la funzione di verosimiglianza.

Questo procedimento di stima dell'errore sistematico risulta, a rigore, corretto nel limite di applicabilità dell'*approssimazione gaussiana* per la funzione di massima verosimiglianza. Tuttavia, risulta *di prassi*, assumere a posteriori come stima dell'incertezza entro, ad esempio, una o due sigma, l'intervallo individuato attraverso la funzione di verosimiglianza nel modo sopra descritto.

a	Livello di confidenza (%)
0.5	68.3
2.0	95.4
4.5	99.7

Tabella 5.1: Livelli di confidenza al variare del parametro **a**

5.3 Errore sistematico

La stima dell'errore sistematico sulla misura della sezione d'urto è stata ottenuta utilizzando la tecnica degli esperimenti ideali (*gedanken experiment*).

Utilizzando questo metodo, sono state ottenute un milione di nuove determinazioni del valore del parametro X che minimizza la funzione di verosimiglianza. Per ognuna di esse il numero di eventi di segnale e di fondo attesi in ogni canale è stato lasciato libero di fluttuare secondo una distribuzione gaussiana di larghezza pari alla stima dell'errore sistematico ottenuta nell'analisi di riferimento.

In questo modo abbiamo ottenuto una distribuzione di valori di X_0 e da questa stimato l'errore sistematico ad una sigma considerando un intervallo centrato intorno al valore misurato di X che contenesse il 34.15% a destra ed il 34.15% a sinistra dell'area sottesa dalla curva (figura 5.1)

5.4 Evidenza del segnale e misura della sezione d'urto

Seguendo la tecnica delineata nei paragrafi 5.1, 5.2 e 5.3, a partire dai risultati ottenuti dalle analisi dei cinque canali di decadimento descritte nel capitolo 4 è stato ottenuto per il rapporto X il risultato finale:

$$X = 1.19_{-0.65}^{+0.87+0.27}_{-0.14}$$

dove il primo errore riportato è statistico ed il secondo sistematico. L'evidente asimmetria degli errori è conseguenza della piccola statistica totale raccolta a causa della quale il comportamento poissoniano della distribuzione $P(X)$ prevale ancora su quello gaussiano.

Questo risultato espresso in termini di sezione d'urto misurata, ottenuto moltiplicando il rapporto X per il valore atteso della sezione d'urto è dato da:

$$\sigma_{ZZ} = 0.30_{-0.16}^{+0.22} (stat.)_{-0.03}^{+0.07} (sist.) \text{ pb}$$

Il valore misurato è in ottimo accordo con quello previsto dal Modello Standard pari a 0.25 pb.

Risulta stabilita la presenza del segnale di produzione di coppie ZZ ad un livello di confidenza maggiore del 95%. L'intervallo di confidenza al 95% è, infatti, dato da:

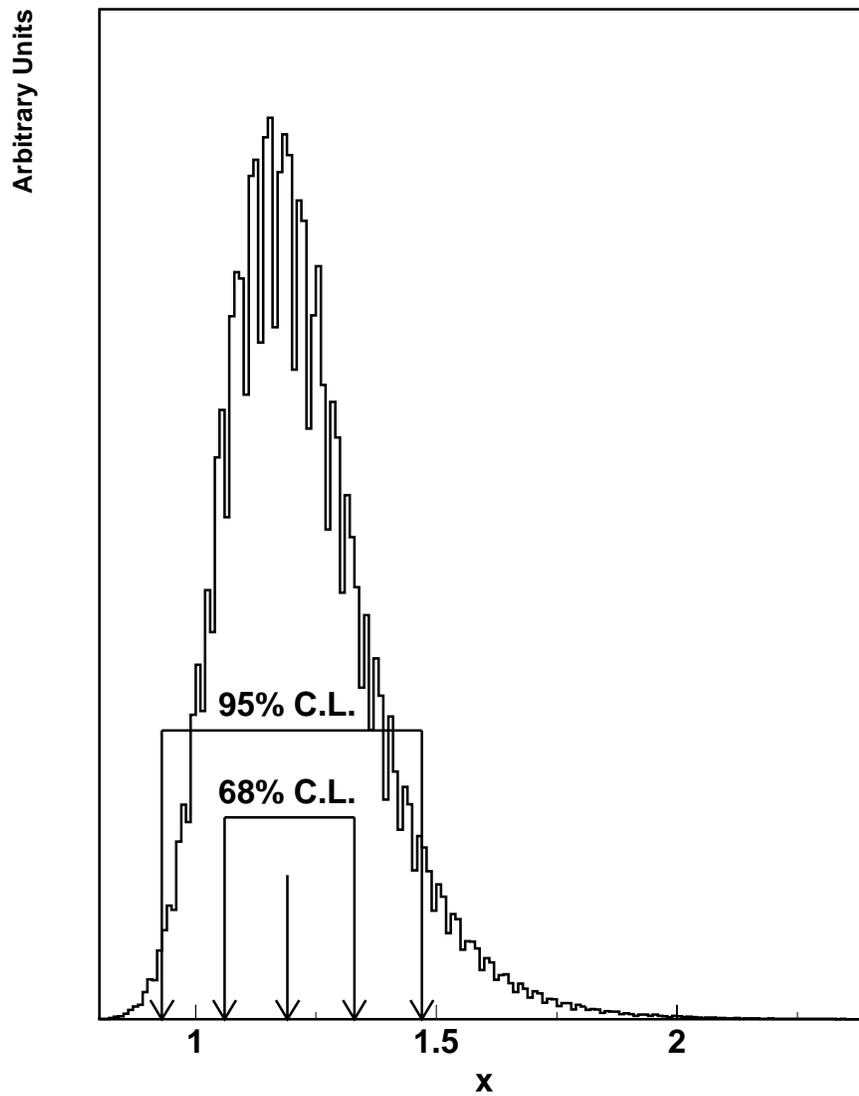


Figura 5.1: Risultato degli esperimenti ideali per la stima dell'errore sistematico sulla determinazione di X . Sono evidenziati gli intervalli al 68% e al 95% di livello di confidenza.

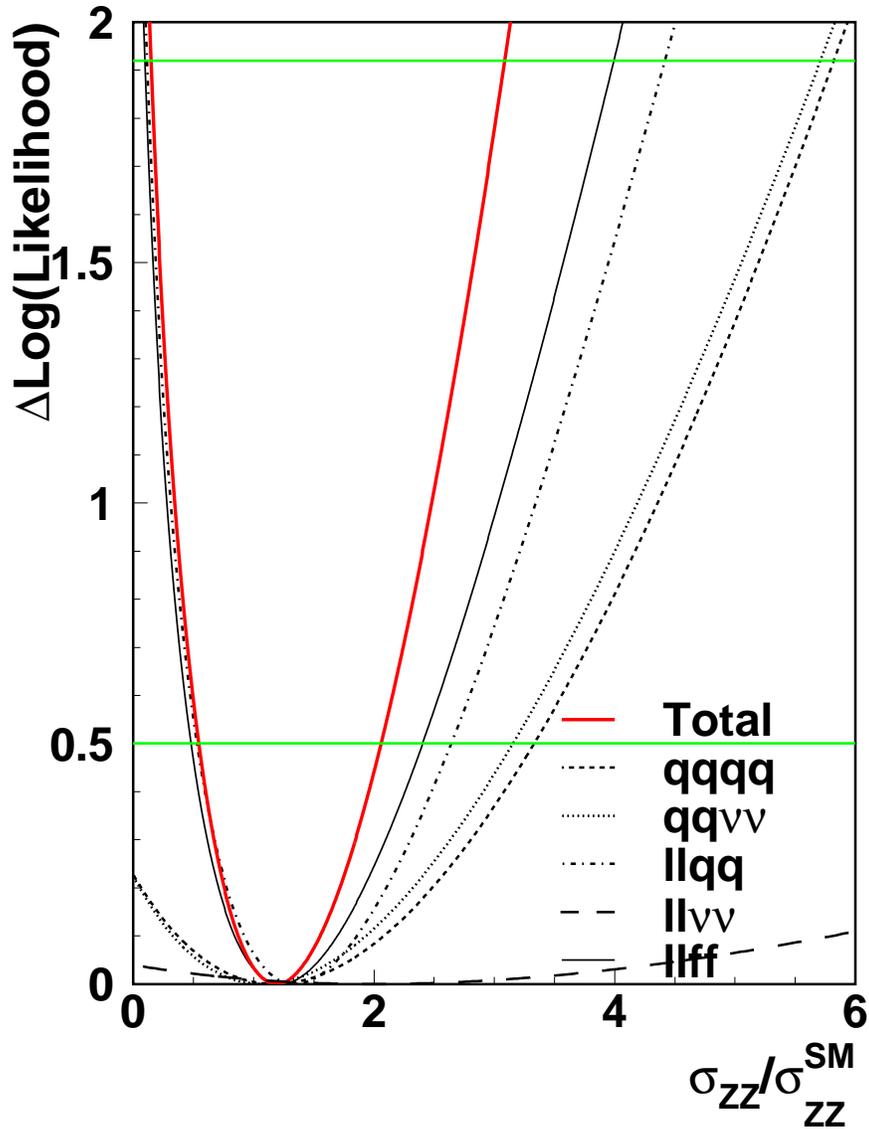


Figura 5.2: *Variazione della funzione di verosimiglianza $\Delta\text{Log}(\text{Likelihood}) = -\text{Ln}P(X) + \text{Ln}P(X_0)$ per la combinazione delle analisi e per le singole analisi. Le linee rette individuano i gli intervalli al 68% ($\Delta = 0.5$) ed al 95% ($\Delta = 2$) di livello di confidenza.*

$$0.03 \leq \sigma_{ZZ} \leq 0.79 \text{ pb}$$

Questo intervallo include l'errore sistematico stimato, stavolta al 95%, secondo la tecnica descritta nel paragrafo 1.3.

In figura 5.2 è stata riportata la funzione di verosimiglianza sia per la combinazione delle analisi sia per i singoli canali di decadimento, nonché i valori di $\Delta \text{Log}(\text{Likelihood})$, definita come $-\text{LnP}(X) + \text{LnP}(X_0)$, corrispondenti agli intervalli di confidenza studiati.

5.5 Risultati degli altri esperimenti LEP

Come la collaborazione L3 anche due delle altre tre collaborazioni LEP, precisamente ALEPH ed OPAL hanno studiato il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ utilizzando i dati raccolti nel 1997 ad un'energia nel centro di massa pari a 183 GeV.

Di seguito riportiamo in breve gli elementi essenziali delle analisi svolte dai diversi esperimenti.

5.5.1 ALEPH

La collaborazione ALEPH [46] ha misurato la sezione d'urto per il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ riferendosi ai soli diagrammi NC02, seguendo un metodo analogo a quello utilizzato nel caso dei diagrammi CC03 nella produzione di coppie W^+W^- .

Le analisi effettuate si riferiscono ai canali di decadimento $q\bar{q}q\bar{q}$, $\ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$, $q\bar{q}\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ ed $\ell^+\ell^-\chi\chi$ dove χ rappresenta una coppia di quarks o di leptoni.

Tutte le selezioni sono basate su una serie di tagli cinematici ed ad eccezione del canale di decadimento $\ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ seguono le strategie utilizzate nelle ricerche di produzione di particelle di Higgs [47]. In figura 5.3 riporta uno degli eventi ZZ selezionati. La misura della sezione d'urto è stata ottenuta combinando le quattro analisi utilizzando un fit di massima verosimiglianza.

La sezione d'urto misurata dall'esperimento ALEPH è data da :

$$\sigma_{NC02} = 0.22_{-0.22}^{+0.18} \pm 0.04 \text{ (sist.) pb} \quad (5.8)$$

5.5.2 OPAL

L'esperimento OPAL definisce il segnale di produzione di coppie ZZ attraverso una serie di tagli cinematici applicati su un campione di eventi Monte Carlo

Made on 22-Oct-1997 15:32:29 by DREVERMANN with DALI_E1.
 Filename: DC044577_009277_971022_1532.PS_ZZ

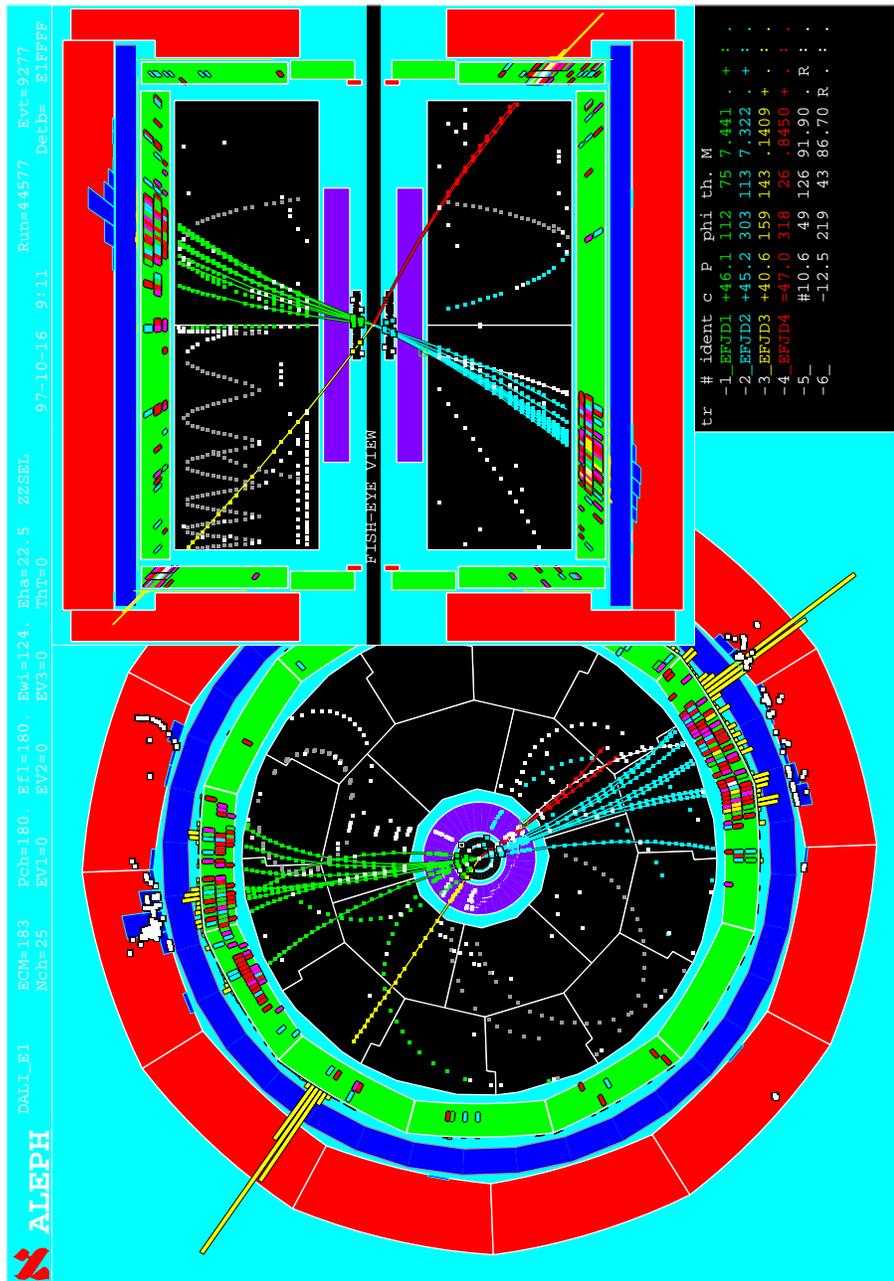


Figura 5.3: Candidato $ZZ \rightarrow q\bar{q}\ell^+\ell^-$ selezionato dalle analisi della collaborazione ALEPH.

con quattro fermioni nello stato finale secondo un metodo analogo a quello descritto nel paragrafo 1.2.

In particolare viene richiesto che :

$$\begin{aligned} m_1 + m_2 &> 170 \text{ GeV} \\ |m_1 - m_2| &< 20 \text{ GeV} \end{aligned}$$

dove m_1 ed m_2 rappresentano le masse invarianti ricostruite dei bosoni Z.

Inoltre nel caso in cui nello stato finale fossero presenti due elettroni (positroni) è stato imposto, per motivi analoghi a quelli descritti nel paragrafo 1.2, che:

$$|\cos \theta_e| < 0.985$$

I canali di decadimento studiati analizzando i dati raccolti nel 1997 sono: $q\bar{q}q'\bar{q}'$, $\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$, $q\bar{q}\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ ed $q\bar{q}\ell^+\ell^-$. In figura 5.4 riportiamo uno dei candidati ZZ selezionati dalle analisi della collaborazione OPAL.

Le informazioni ottenute dai singoli canali di decadimento sono state combinate mediante un fit di massima verosimiglianza al fine di misurare la sezione d'urto per il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$.

La collaborazione OPAL ha, in ultimo, espresso il risultato della misura della sezione d'urto ZZ in termini dei soli diagrammi NC02. Il risultato finale è [48]:

$$\sigma_{ZZ} = 0.16_{-0.12-0.03}^{+0.17+0.04} \text{ pb}$$

dove il primo errore è statistico ed il secondo sistematico.

5.6 Combinazione dei risultati

Come si può evincere dai paragrafi precedenti le tre collaborazioni hanno utilizzato due diversi approcci alla definizione del segnale di produzione di coppie ZZ. L3 ed OPAL definiscono il segnale attraverso una serie di tagli cinematici applicati su eventi che presentano 4 fermioni nello stato finale (tabella 5.2). Diversamente, ALEPH definisce il segnale considerando solo i diagrammi di produzione NC02.

Al fine di poter combinare i risultati dei tre esperimenti è risultato opportuno riferirsi alla sezione d'urto misurata rispetto ai diagrammi di produzione NC02.

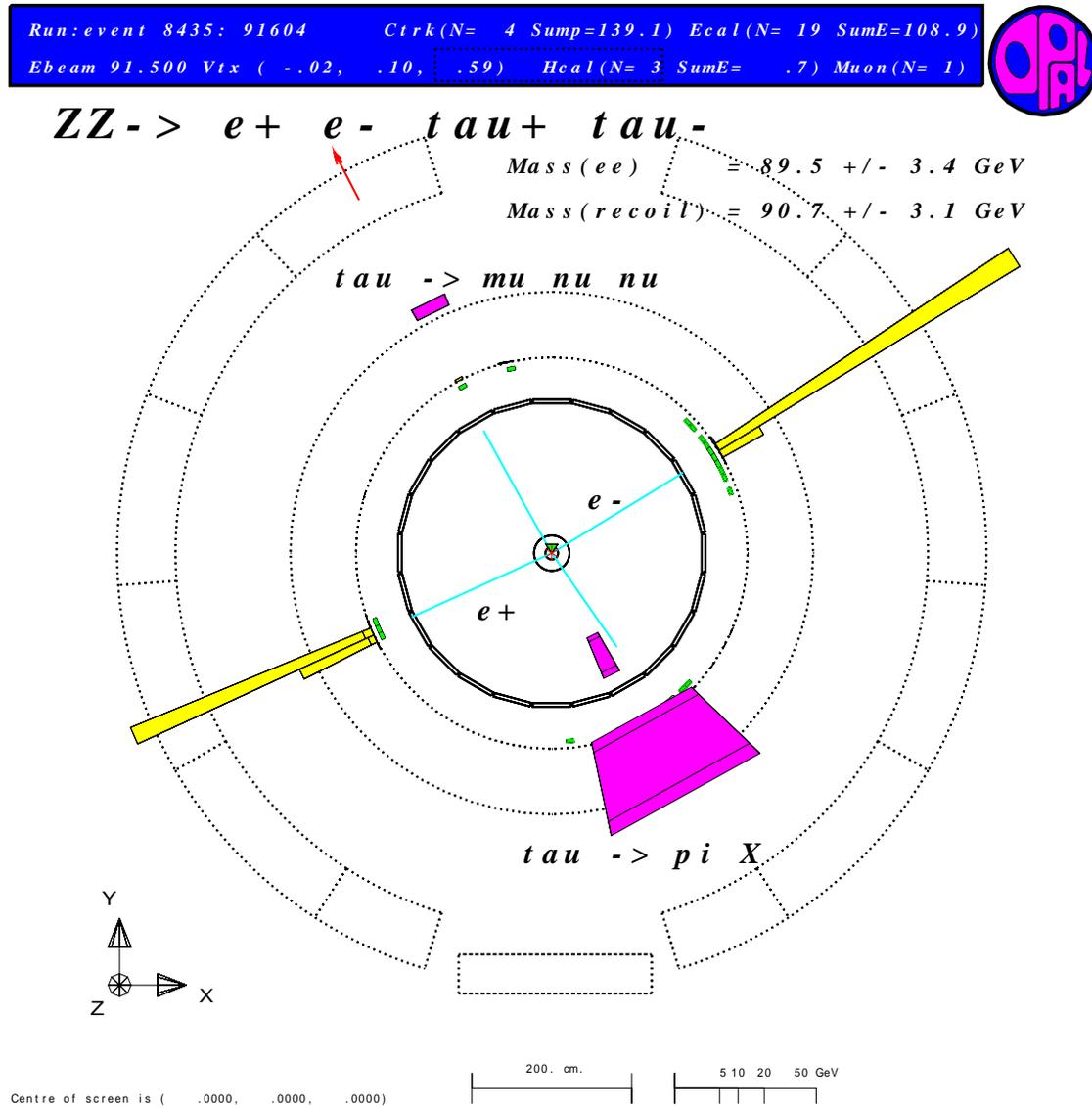


Figura 5.4: Candidato $ZZ \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ selezionato dalle analisi della collaborazione OPAL.

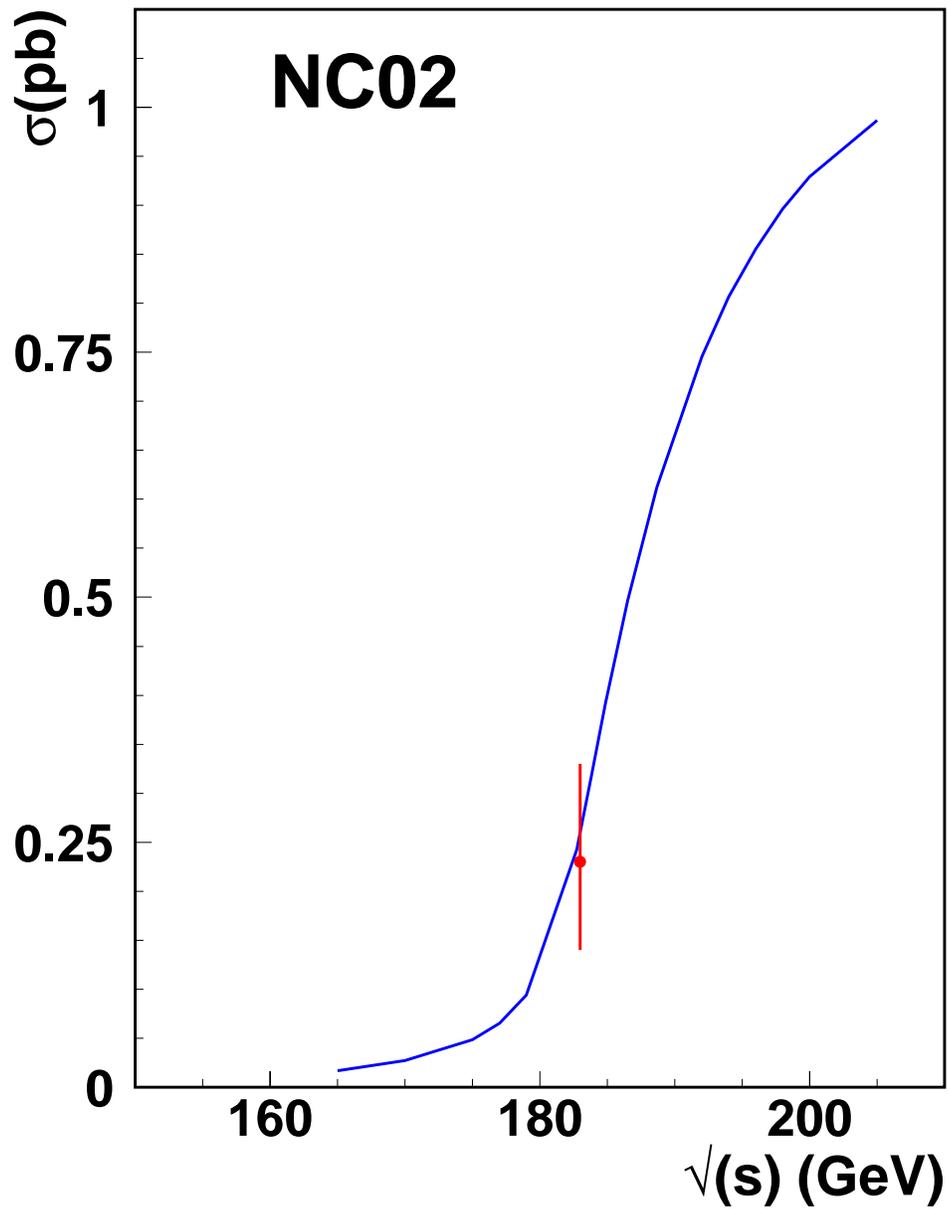


Figura 5.5: Andamento della sezione d'urto calcolata rispetto a $NCO2$ al variare dell'energia nel centro di massa. Il punto sperimentale rappresenta la media pesata dei risultati delle analisi effettuate dalle 3 collaborazioni L3, ALEPH ed OPAL.

L3	$(70 \leq M_{f\bar{f},f'\bar{f}'} \leq 105) \text{ GeV}/c^2$
	$ \cos \theta_e < 0.95$
	$M_{f\bar{f},f'\bar{f}'} \leq 75 \text{ GeV}/c^2$ $M_{f\bar{f},f'\bar{f}'} \geq 85 \text{ GeV}/c^2$
OPAL	$M_{Z_1} + M_{Z_2} > 170 \text{ GeV}/c^2$ $ M_{Z_1} - M_{Z_2} < 20 \text{ GeV}/c^2$
	$ \cos \theta_e < 0.985$

Tabella 5.2: Tagli cinematici applicati dagli esperimenti L3 ed OPAL per la definizione del segnale ZZ

I risultati delle collaborazioni L3 ed OPAL possono essere riespressi in termini di sezione d'urto calcolata rispetto a NC02. Ciò è fatto nell'ipotesi che le efficienze di selezione per ogni canale di decadimento risultino le stesse di quelle ottenute utilizzando la definizione del segnale descritta, nel caso di L3 nel paragrafo 2.3 e quindi tenendo conto dei nuovi branching ratios nel calcolo del rapporto X e nella successiva estrazione del valore della sezione d'urto misurata.

In particolare per l'esperimento L3 abbiamo ottenuto:

$$\sigma_{NC02} = 0.31^{+0.16+0.07}_{-0.15-0.03} \text{ pb}$$

I risultati delle tre collaborazioni sono stati combinati attraverso una media pesata rispetto agli errori statistico e sistematico sommati in quadratura, avendo supposto i secondi completamente scorrelati tra i tre esperimenti.

Il risultato finale è :

$$\sigma_{NC02} = 0.23^{+0.10}_{-0.09}$$

Questo risultato è in buon accordo con il valore calcolato rispetto ai diagrammi di produzione NC02 che prevedono un valore della sezione d'urto pari a 0.25 pb (fig. 5.6).

È interessante notare che, come risulta evidente della figura 5.6, L3, avendo sviluppato delle analisi dedicate in maniera specifica alla produzione a soglia di coppie di bosoni Z, risulta essere l'unica collaborazione che è riuscita a stabilire la presenza del segnale ad un livello di confidenza molto elevato, laddove le altre collaborazioni utilizzano delle tecniche di analisi preparate per valori dell'energia del centro di massa più elevati.

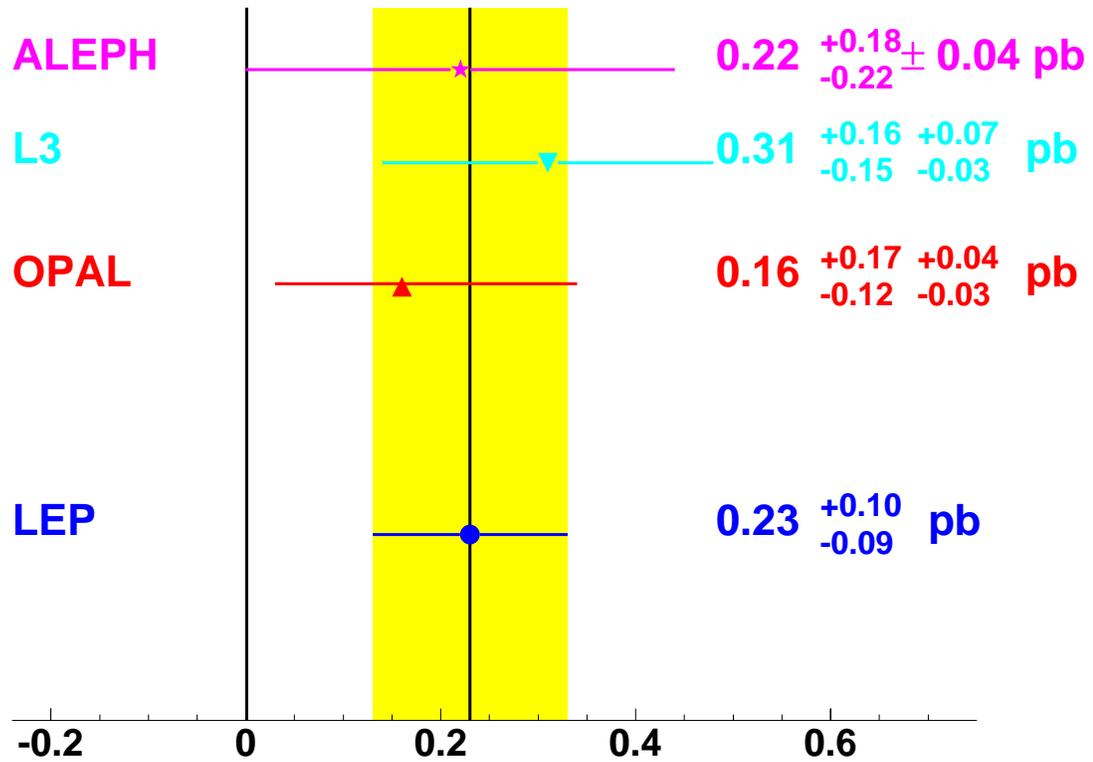


Figura 5.6: Valori della sezione d'urto misurata rispetto a $NC02$ dalle singole collaborazioni e la media LEP. La banda evidenzia l'intervallo di incertezza al 68%.

Conclusioni

Nel 1997 è stata superata al LEP2 la soglia di produzione di coppie di bosoni Z permettendo per la prima volta in assoluto lo studio di tale processo.

In questo lavoro di tesi è stata descritta la ricerca del segnale di produzione risonante di coppie di Z al LEP attraverso l'analisi dei dati raccolti dall'esperimento L3 nel 1997 in processi di collisione e^+e^- ad un'energia nel centro di massa pari a 183 GeV.

Al LEP la produzione risonante di coppie di Z avviene tramite il processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$; i bosoni prodotti decadono in coppie di quark ($Z \rightarrow q\bar{q}$) o di leptoni ($Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ oppure $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ per le coppie di neutrini).

La selezione degli eventi ZZ ha presentato notevoli difficoltà a causa, innanzitutto, del basso valore della sezione d'urto previsto dal Modello Standard, ed inoltre della presenza di eventi di fondo che presentano delle signature sperimentali estremamente simili a quelle del processo ZZ .

La necessità di approntare delle analisi che potessero evidenziare l'eventuale presenza di un segnale ZZ tra le migliaia di eventi di fondo, ha richiesto un profondo studio delle caratteristiche presentate dal segnale in queste particolari condizioni cinematiche, cioè alla soglia di produzione.

Combinando i risultati ottenuti dalle analisi, condotte da me personalmente, dei canali di decadimento $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ e $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ con quelle degli altri canali di decadimento previsti per il processo ZZ studiate all'interno della collaborazione L3, è stata ottenuta una misura della sezione d'urto per il processo in esame pari a :

$$\sigma_{ZZ} = 0.30_{-0.16}^{+0.22} (stat.)_{-0.03}^{+0.07} (sist.) \text{ pb}$$

Tale misura è in ottimo accordo con il valore previsto dal Modello Standard pari a 0.25 pb.

Vale la pena sottolineare che questo valore rappresenta la più piccola sezione d'urto misurata al LEP. Allo stesso tempo risulta stabilita, in modo non ambiguo, la presenza del segnale ad un livello di confidenza superiore al 95%.

I risultati così ottenuti sono stati combinati attraverso una media pesata con quelli riportati da due (ALEPH ed OPAL) delle altre tre collaborazioni presenti al LEP ottenendo il risultato seguente:

$$\sigma_{ZZ} = 0.23_{-0.09}^{+0.10} \text{ pb}$$

Anch'esso in ottimo accordo con le previsioni del Modello Standard.

Dal confronto con i risultati delle altre collaborazioni emerge che solo L3 è riuscita, grazie allo sviluppo di tecniche di selezione specifiche per la produzione a soglia, a stabilire la presenza del segnale di produzione di coppie di bosoni Z ad un livello di confidenza estremamente significativo.

Bibliografia

Bibliografia

- [1] E. Fermi, *Z. Phys.* **88** (1934) 161; E. Fermi, *Nuovo Cimento* **11** (1934).
- [2] Lee T.D., Yang C.N. *Phys. Rev. Lett.* **104** (1956) 254.
- [3] C.S. Wu *et al.* *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957)
- [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, (Stockholm);
Almquist and Wiksall (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; **B126**
(1983) 398.
- [11] UA2 Collab. P. Bagnaia *et al.*, *Phys. Lett.* **B129** (1983) 130.
- [12] E. Leader, E. Predazzi, *An Introduction To Gauge Theories and Modern
Particle Physics*, Cambridge University Press (1991).
- [13] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531; M.Kobayashi, T. Maskawa,
Prog. Theo. Phys. **49** (1973) 652
- [14] Goldstone J., *Nuovo Cimento* **19** (1961) 15
- [15] G. Altarelli, R. Kleiss e C. Verzegnassi, *Z Physics at LEP1*, **CERN
89-08**.

- [16] LEP Electroweak Working Group *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraint on the Standard Model*; CERN-EP 99-15
- [17] 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.*
- [18] NuTeV Collaboration K.McFarland hep-ex/9806013.
- [19] 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.
- [20] . DØ Collaboration, S. Abachi *et al. Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 3309.
- [21] CCFR-NuTeV Collaboration, K. McFarland *et al. Eur. Phys. J.C1* (1998) 509.
- [22] Jochen Biebel *Phys. Lett.* **B448** (1999).
- [23] 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; *Phys. Lett.* **B 335** (1994) 490;
R. Kleiss and R. Pittau, *Comp. Phys. Comm.* **83** (1994) 14.
- [24] K.Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld and K. Hikasa *Nucl. Phys.* **B282** (1987) 253.
- [25] J. Alcaraz, M.A. Falagan, E. Sanchez hep-pe/9812435;
- [26] Aleph, Delphi, L3 and OPAL Collaborations *Limits on Higgs Boson Masses from combining the data of four LEP Experiments at $\sqrt{s} = 183$ GeV*; CERN-EP/99-60.
- [27] G. Altarelli, T. Sjöstrand e F.Zwirner, CERN 96-01 (1996).
- [28] H.E. Haber, G.L.Kane, *Phys. Rep.* **117** (1985) 75; R. Barbieri *Riv. Nuovo Cimento* **11** 4 (1988) 1.
- [29] Arkani-Hamed, Dimopoulos a G. Dvali *Phenomenology, Astropysics and Cosmology of Therioes with Sub-Millimeter Dimensions and TeV scale Quantum Gravity* SLAC-PUB-7864
- [30] K. Agashe, N.G. Deshpande preprint hep-ph/9902263.

- [31] *LEP Design Report*, CERN-LEP/84-01 (1989)
- [32] L3 collaboration, B. Adeva *et al.*, *Nuclear instruments and methods in physics research* **A289** (1990) 35-102; *Physics Reports* **236** (1991); *Nuclear instruments and methods in physics research* **A351** (1994) 300.
- [33] R. Bizzarri *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A283** (1989) 799; M. Bourquin *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A306** (1991) 151; C. Dionisi *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A336** (1993) 78
- [34] JADE Coll., W. Bartel *et al.*, *Z. Phys.* C33 (1986) 23.
- [35] S. Catani, Y.L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock, B.R. Webber, *Phys. Lett.* B269 (1991) 432; S. Catani, Yu.L. Dokshitzer, B.R. Webber, *Phys. Lett.* B285 (1992) 291.
- [36] T. Sjöstrand, CERN-TH/7112/93 (1993), revised August 1995; T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **82** (1994) 74;
- [37] S. Jadach, B. F. L. Ward and Z. Wąs, *Comp. Phys. Comm.* **79** (1994) 503.
- [38] J. H. Field, *Phys. Lett.* **B 323** (1994) 432; J. H. Field and T. Riemann, *Comp. Phys. Comm.* **94** (1996) 53.
- [39] R. Engel, *Z. Phys.* **C 66** (1995) 203; R. Engel and J. Ranft, *Phys. Rev.* **D 54** (1996) 4244.
- [40] F. A. Berends, P. H. Daverfeldt and R. Kleiss *Nucl. Phys.* **B 253** (1985) 441;
- [41] M. Skrzypek *et al.*, *Comp. Phys. Comm.* **94** (1996) 216; M. Skrzypek *et al.*, *Phys. Lett.* **B 372** (1996) 289.
- [42] F. James *Minuit Reference Manual Version 94.1*
http://wwwcn.cern.ch/asdoc/minuit_html3/minmain.html.
- [43] M. Acciarri *et al.*, *Phys. Lett.* **B 450** (1999) 281.
- [44] A. Stuart, A.K. Ord *Kendall's Advanced Theory of Statistics, Vol.2, Classical Inference and Relationship 5 ed.* Oxford University Press (1991).
- [45] A.G. Frodesen, O. Skjeggstad e H.Töfte *Probability and Statistics in particle Physics*.

- [46] ALEPH collaboration *ALEPH/99-009*.
- [47] ALEPH colaboration *Search for the Standard Model Higgs Boson at the LEP2 collider near $\sqrt{s} = 183$ GeV* *Phys. Lett. B* **447** (1999) 336.
- [48] OPAL Collaboration, OPAL Physics Note PN363 (1998).

Ringraziamenti

Alla fine di questo lavoro di tesi desidero ringraziare il prof. Leonardo Mero-la, per avermi dato l'opportunità di svolgere questo lavoro nell'ambito della collaborazione internazionale L3. È stato per me un compito stimolante ed un momento di grande crescita professionale. Lo ringrazio, inoltre, per le importanti indicazioni ed i preziosi consigli ricevuti nel corso di tutto il periodo di lavoro.

Ringrazio, il dott. Salvatore Mele per il costante impegno, la piena disponibilità che ha sempre mostrato nei miei confronti; il continuo confronto scientifico ha reso possibile la completa realizzazione di questo lavoro.

Ringrazio il prof. Paolo Strolin, per i preziosi consigli e suggerimenti avuti e per la disponibilità mostrata in diverse occasioni.

Ringrazio l'intero gruppo di Napoli che collabora in L3 per la disponibilità mostrata e la semplicità con la quale mi hanno accolto.

Desidero ringraziare, in modo particolare, il dott. Domenico Della Volpe per la continua e paziente disponibilità mostrata nei miei confronti, ma soprattutto per l'amicizia mostrata nel corso di questi mesi.

Grazie a tutti i ragazzi conosciuti al CERN, in particolare ringrazio il dott. Tommaso Chiarusi per la profonda, sincera e divertente amicizia.

Ringrazio di cuore, ed ognuna per un motivo particolare, tutte le persone che mi sono state vicine in questo periodo.

Ringrazio la mia famiglia che mi ha sostenuto sempre, durante tutti questi anni.

Ringrazio, in particolare, Irene per la pazienza e la pronta comprensione mostrata in tutti questi mesi.

Grazie, al mio amico Massimo, che mi è sempre stato vicino in questo periodo.

Ringrazio, in ultimo, i giovanissimi, i ragazzi della Gi.Fra. e del convento di Liveri per la fraterna amicizia che costituisce per me fonte di continua gioia e fiducia.