Indice

Capitolo 1

Introduzione

In questa tesi viene descritto un lavoro di analisi di dati raccolti dall'esperimento DELPHI al LEP durante la cosiddetta "fase di alta energia" (184-200 *GeV*). Lo studio si inserisce in modo naturale nell'attività di ricerca del gruppo DELPHI della Sezione di Roma3 che da circa due anni studia reazioni del tipo

$$e^+e^- \rightarrow 4\ fermioni$$

provenienti da processi con correnti neutre.

L'analisi di questa classe di eventi è motivata dalla ricerca di nuove informazioni sperimentali sulla struttura delle interazioni elettrodeboli, permettendo in tal modo nuovi test sulle predizioni del *Modello Standard* relative alle collisioni e^+e^- ad alte energie. Eventuali discrepanze tra i risultati ottenuti in misure di distribuzioni e sezioni d'urto di questi processi e le aspettazioni del *Modello Standard* potrebbero segnalare l'esistenza di nuova fisica.

Il *Modello Standard* predice una sezione d'urto di produzione di questi stati, molti dei quali non ancora misurati, pari a ~ 1 *pb* corrispondente, data la statistica già raccolta al LEP dall'esperimento DELPHI, a ~ 400 eventi.

In questa tesi viene studiata la reazione

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- q\bar{q}$$

particolare frazione dei processi con stati finali a 4 fermioni.

La sezione d'urto di produzione di questo processo, misurata per la prima volta in questa analisi, è fortemente caratterizzata dalla presenza nello stato finale di due muoni di alta energia e da un'intensa attività adronica che si manifesta con la presenza di due jets. Il processo in analisi è spesso indicato equivalentemente

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- jetjet$$

indicando così l'adronizzazione dei quarks in aggregati di particelle identificati come jets.

Nel corso della tesi

- sono state ottimizzate le procedure di selezione che meglio mettono in evidenza questa topologia filtrando reazioni di fondo. Per questo motivo si è reso necessario lo studio delle caratteristiche cinematiche del processo in analisi e delle distribuzioni di variabili fisiche che caratterizzano fondo e segnale;

- è stato calcolato il valore della sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- jetjet$ interpretato come processo mediato da correnti neutre ZV con $V = Z, \gamma^*$. Utilizzando due metodi alternativi sono stati separati i contributi $\sigma_{ZZ\rightarrow\ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$ e $\sigma_{Z\gamma^*\rightarrow\ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$ alla sezione d'urto totale. In particolare è stato per la prima volta calcolato il valore della sezione d'urto di produzione $e^+e^- \rightarrow Z\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^- q\bar{q}$;

- la sezione d'urto misurata è stata confrontata con le predizioni del *Modello Standard*. Poichè modelli fenomenologici suggeriscono l'aumento del valore della sezione d'urto in presenza di accoppiamenti trilineari neutri esclusi dalla teoria tra bosoni di gauge tipo $ZZ\gamma$ e $Z\gamma\gamma$, le eventuali deviazioni della sezione d'urto sperimentale $\sigma_{\mu\mu qq}$ dalle previsioni del *Modello Standard* sono state usate per la determinazione della possibile esistenza di questi accoppiamenti o per la determinazione di un limite superiore.

La tesi è così strutturata: il secondo capitolo dà una breve descrizione del *Modello Standard* ed introduce la topologia di eventi con 4 fermioni nello stato finale. Nel terzo capitolo sono descritti la macchina acceleratrice LEP e l'esperimento DELPHI; il quarto capitolo è dedicato all'ambiente di analisi dei dati: sono trattati in sintesi il sistema di simulazione e ricostruzione degli eventi. Il quinto capitolo consiste nella descrizione della procedura di filtro dei dati per la ricerca di eventi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- jetjet$ basata su una sequenza di tagli ottimizzati usando campioni di eventi simulati. Nel sesto capitolo sono riportati i risultati ottenuti, in particolare il valore della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- jetjet$ è confrontato con le predizioni del *Modello Standard* che interpreta lo stato finale $\mu^+\mu^- q\bar{q}$ come conversione di una coppia di bosoni neutri ZZ o $Z\gamma^*$ nel canale *t*. Nel settimo capitolo la sezione d'urto $\sigma_{e^+e^-\rightarrow\ \mu^+\mu^- jetjet}$ è interpretata in termini di accoppiamenti anomali trilineari tra bosoni neutri di gauge, tipo $ZZ\gamma$ e $Z\gamma\gamma$ detti *Neutral Trilinear Gauge Couplings*, non previsti dal *Modello Standard*. Infine l'ultimo capitolo è dedicato alle conclusioni sui risultati ottenuti.

La tesi è stata preparata presso la Sezione di Roma3 con un breve periodo di soggiorno al CERN.

Capitolo 2

Fenomenologia

In questo capitolo è presentata una breve descrizione delle proprietà del *Modello Standard* [1] [2] e dei processi fisici caratterizzati dalla presenza di 4 fermioni nello stato finale [3].

2.1 Il Modello Standard

Il *Modello Standard* è una teoria che sembra spiegare tutte le interazioni elementari note. In particolare l'osservazione sperimentale delle interazioni deboli ha portato ad una classificazione di particelle in doppietti e singoletti di una rappresentazione di simmetria di gruppo $SU(2)$:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \tag{2.1}$$

$$e_R \qquad \mu_R \qquad \tau_R$$

per leptoni, e

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \tag{2.2}$$

$$u_R, d'_R \quad c_R, s'_R \quad t_R, b'_R$$

per quarks. Gli indici L ed R si riferiscono all'elicità sinistra (Left) e destra (Right). La stessa classificazione è applicata alle antiparticelle con lo scambio di L con R.

Questa classificazione riflette l'esistenza di un'altra simmetria: la simmetria dell'isospin debole. L'isospin debole è un numero quantico conservato nelle interazioni deboli ed $SU(2)$ è una rappresentazione della simmetria di isospin. L'indice $'$ (primo) indica gli autostati delle interazioni deboli, essi sono connessi agli autostati di massa attraverso la matrice di mixing Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

Ci sono diverse parametrizzazioni della matrice CKM: la parametrizzazione *standard* utilizza 3 angoli reali e 1 fase complessa ($V_{ij} = f(\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta)$), diretta conseguenza della condizione di unitarietà e dell'arbitrarietà nella definizione dei campi del quark.

I numeri quantici delle particelle elementari sono riassunte in Tab. 2.1 e in Tab. 2.2.

leptone	T	T_3	Q	Y
ν_e	1/2	1/2	0	-1
e_L^-	1/2	-1/2	-1	-1
e_R^-	0	0	-1	-2

Tabella 2.1: *Numeri quantici dei leptoni.*

quark	T	T_3	Q	Y
u_L	1/2	1/2	2/3	1/3
d_L	1/2	-1/2	-1/3	1/3
u_R	0	0	2/3	4/3
d_R	0	0	-1/3	-2/3

Tabella 2.2: *Numeri quantici dei quarks.*

L'ipercarica Y è collegata alla carica elettrica Q e all'isospin debole T dalla relazione:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{2.4}$$

L'operatore di ipercarica è il generatore della simmetria di gruppo $U(1)_Y$ e gli operatori di isospin sono i generatori della simmetria di gruppo $SU(2)_L$.

L'Interazione Elettrodebole è una teoria di gauge basata sulla simmetria di gruppo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Per avere una invarianza di gauge locale un tripletto $W^a_{a=1,2,3}$ è associato all'isospin debole e un campo singolo B è associato all'ipercarica.

I quarks hanno un ulteriore numero quantico: il colore. Questo può avere tre differenti valori: rosso, giallo, blu. La carica di colore non può essere osservata: solo stati di singoletto di colore possono esistere.

La lagrangiana del *Modello Standard* (SM) è data da:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{fermioni} + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{massa} \tag{2.5}$$

I vari contributi alla lagrangiana del *Modello Standard* non sono stati oggetto di studio di questa tesi: una descrizione più dettagliata a riguardo può essere trovata nei riferimenti indicati precedentemente.

2.2 La fisica a 4 fermioni

Alle energie del centro di massa di LEP2 vengono prodotti stati finali a 4 fermioni con sezioni d'urto dell'ordine del pb di cui è possibile fare una misura considerando la luminosità disponibile. Queste sezioni d'urto non sono solo dovute a produzione di coppie di ZZ e W^+W^- reali, i quali successivamente decadono in $W \to \bar{f}f'$ e $Z \to \bar{f}f$, ma derivano anche da diversi meccanismi di produzione, ognuno dei quali dà un contributo misurabile alla sezione d'urto caratterizzata da 4 fermioni nello stato finale. In Fig. 2.1 sono mostrate tutte le possibili classi di diagrammi di produzione di 4 fermioni previste dal *Modello Standard*: si può vedere come nei diagrammi di Bremsstrahlung e Multiperiferico delle Classi Abeliane e in quello di Fusione delle Classi non Abeliane siano necessariamente presenti nello stato finale gli elettroni.

Questi processi diventano sempre più importanti nelle interazioni e^+e^- al crescere dell'energia del centro di massa. LEP fornisce, in questo senso, un'opportunità unica per verificare le predizioni del *Modello Standard* sulle interazioni a 4 fermioni: una deviazione dalle aspettazioni del modello in questi canali sarebbe interpretata come un segnale di nuova fisica.

Inoltre tali processi costituiscono un fondo irriducibile per la ricerca di nuove particelle a LEP2 di cui condividono la topologia, come per esempio i processi che coinvolgono il bosone di Higgs.

In questa tesi, in particolare, sono stati studiati stati finali $\mu^+\mu^- q\bar{q}$ che originano da processi con correnti neutre ZZ e $Z\gamma^*$ nel campione di dati raccolti da DELPHI alle energie del centro di massa da $183\ GeV$ a $200\ GeV$.

La sezione d'urto di produzione di questi processi è predetta dal *Modello Standard* essere pari a $\sim 0.26\ pb$.

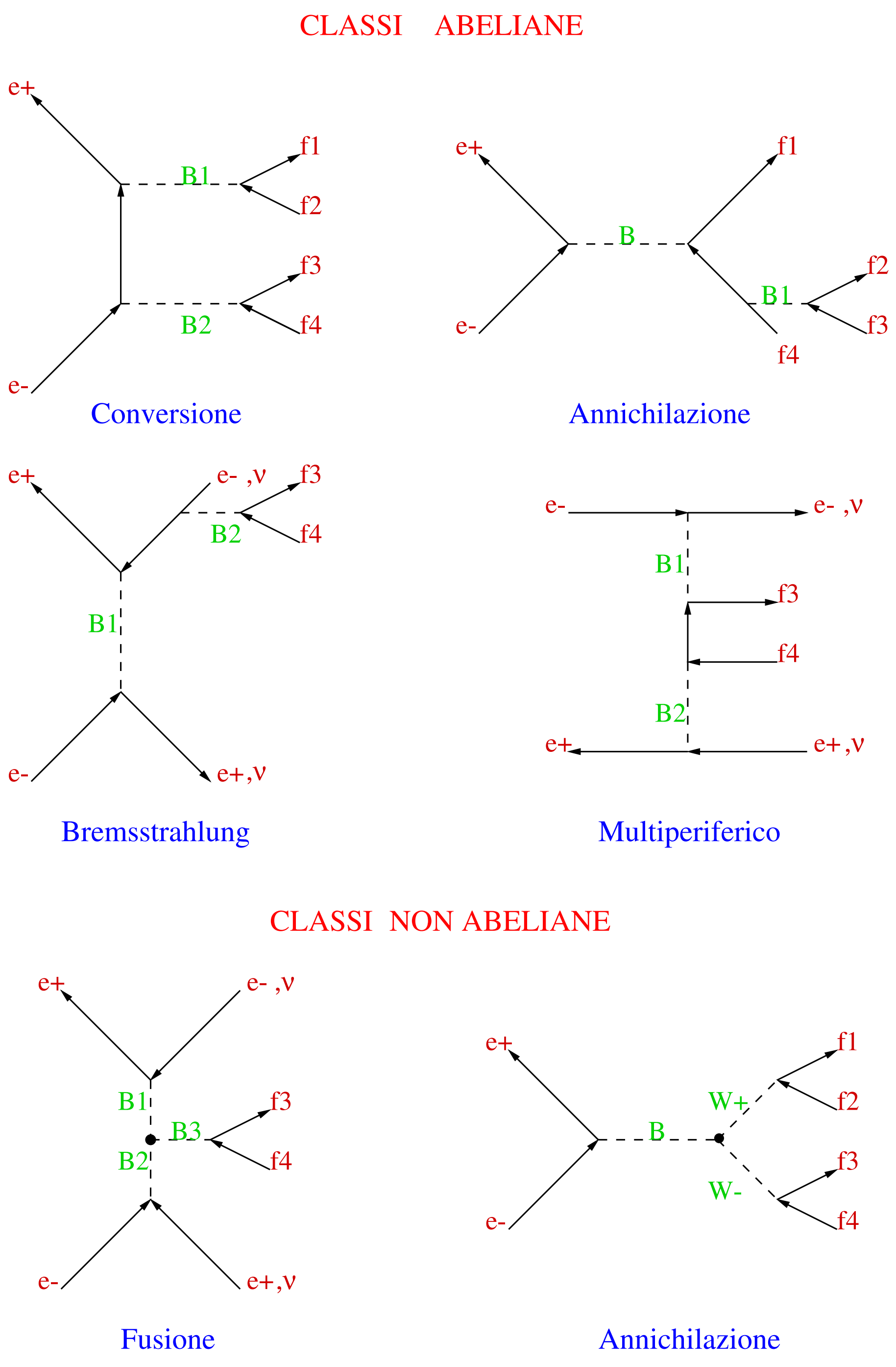

Figura 2.1: *Classi di diagrammi di produzione di 4 fermioni del Modello Standard ($B = Z, \gamma$; $B1, B2, B3 = Z, \gamma, W^{\pm}$).*

Capitolo 3

LEP e l'esperimento DELPHI

In questo capitolo saranno descritti la macchina acceleratrice LEP e l'esperimento DELPHI. Per ulteriori dettagli si vedano [4] [5] [6].

3.1 LEP: la macchina acceleratrice

L'anello di collisione LEP (Large Electron Positron) è entrato in funzione nell'Agosto del 1989 al laboratorio *C.E.R.N.* di Ginevra (Svizzera). Con una circonferenza di 27 Km, LEP è il più grande acceleratore circolare costruito nel mondo. I principali parametri della macchina sono elencati in Tab. 3.1.

LEP produce ed accelera in direzione opposta elettroni e le loro antiparticelle, positroni, attraverso un sistema piuttosto complesso il cui schema è mostrato in Fig. 3.1. I positroni sono prodotti attraverso la collisione di elettroni di 200 MeV contro un bersaglio di tungsteno. Elettroni e positroni sono poi accelerati a 600 MeV nel LIL (Linear Injector-LEP) e accumulati nell'anello di accumulazione EPA (Electron-Positron Accumulator). Quando le correnti raggiungono un determinato valore, i fasci sono iniettati nel PS (Proton Synchrotron) dove vengono accelerati ad una energia massima di 3.5 GeV e poi nell'SPS (Super Proton Synchrotron) dove raggiungono un'energia di circa 20 GeV. Infine i fasci sono iniettati nel LEP ed accelerati all'energia desiderata.

Inizialmente l'energia del centro di massa fu scelta attorno a 91 GeV così da produrre nella collisione una particella Z reale ma alla fine del 1996 l'energia è gradatamente aumentata per raggiungere la soglia di produzione di coppie di bosoni W^+W^- e ZZ.

LEP ha 8 regioni di intersezione, quattro delle quali sono equipaggiate con rivelatori che misurano le proprietà delle particelle provenienti dalla collisione. Ognuno dei 4 rivelatori - ALEPH, DELPHI, L3 e OPAL -, le cui principali caratteristiche sono riassunte in Tab. 3.2, è stato ottimizzato differentemente per lo studio di vari aspetti fisici ma la struttura generale è piuttosto simile: dotati di una simmetria cilindrica, circondano completamente il punto di interazione, in modo da rivelare tutte le particelle dello stato finale. Un campo magnetico, avente l'asse parallelo alla linea dei fasci, di

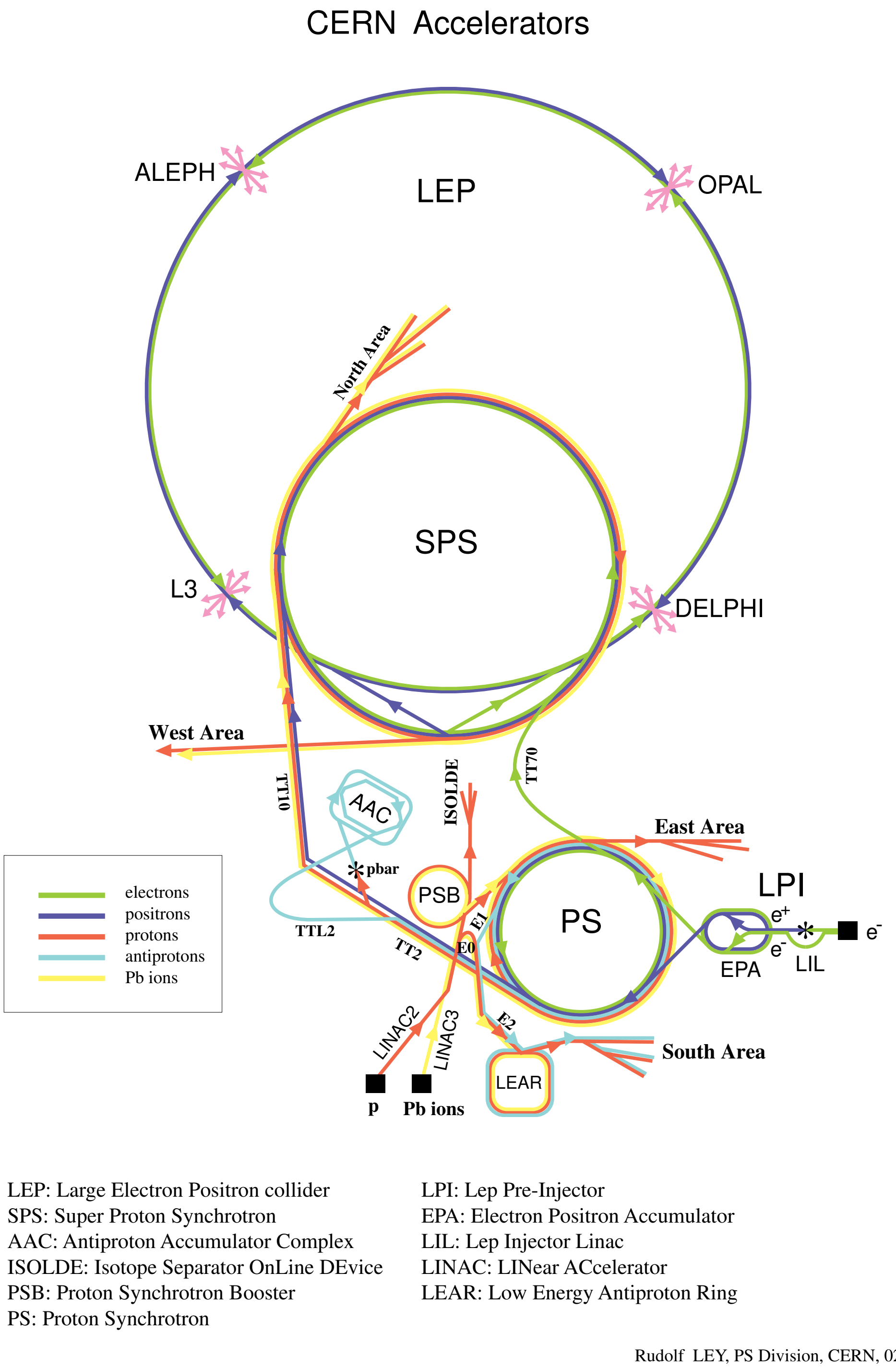

Figura 3.1: *Schema del sistema di produzione ed accelerazione di e^+e^- a LEP.*

	LEP
Anno di inizio	1989
Lunghezza dei pacchetti (cm)	1.0
Dimensione orizzontale dei fasci (μm)	200
Dimensione verticale dei fasci (μm)	8
$Vita\ media$ della luminosità (ore)	20 allo Z
Tempo di accelerazione (s)	550
Energia di iniezione per ogni fascio (GeV)	22
Frequenza della cavità RF (MHz)	352.2
Numero di particelle per pacchetto (10^{10})	30 nella collisione
Numero di pacchetti per tipo (e^+e^-)	4
Corrente media per fascio (mA)	4 allo Z
Circonferenza (Km)	26.66
Numero delle aree sperimentali	4
Numero dei magneti (dipoli)	3280
Numero dei magneti (quadripoli)	816
Campo magnetico massimo nei dipoli (T)	0.135

Tabella 3.1: *Parametri di LEP.*

intensità che varia da 0.4 T a 1.5 T a seconda del rivelatore, consente di misurare l'impulso delle particelle cariche in una o più camere centrali a drift: i quattro esperimenti di LEP sono dotati di rivelatori di vertice di grande precisione. L'energia delle particelle (cariche e neutre) è misurata nei calorimetri. Questi ultimi sono segmentati in tutte le direzioni: in quella perpendicolare alla linea di volo delle particelle per misurare il punto di impatto, ricostruire due sciami distinti e rivelare il profilo trasverso dello sciame, e nella direzione parallela alla linea di volo per misurare lo sviluppo longitudinale dello sciame. All'esterno dei calorimetri camere a larga accettanza ricostruiscono le tracce dei muoni, le sole particelle cariche in grado di emergere dai calorimetri con probabilità non trascurabile. La presenza e la linea di volo di particelle non interagenti e non rivelabili (ad esempio i neutrini) sono misurate dallo sbilanciamento energetico totale dell'evento.

Un parametro importante di un'acceleratore è la luminosità $\mathcal{L}$, definita come il fattore di proporzionalità tra il numero di eventi *N* e la sezione d'urto di interazione σ. Le particelle del fascio non circolano in un flusso continuo nell'anello ma sono raggruppate in pacchetti. Il numero di eventi N per un processo fisico con sezione d'urto σ prodotti in un secondo sarà quindi:

$$N = \mathcal{L}\sigma \tag{3.1}$$

Questa stima può essere riscritta come:

$$N = n_b f \frac{N_+ N_-}{S} \sigma \tag{3.2}$$

dove n_b è il numero di pacchetti di particelle, $N_\pm$ sono il numero di particelle per pacchetto in ogni fascio (e^+e^- nel caso di LEP), f è la frequenza di rivoluzione ed S è definita come $S = 4\pi\sigma_x\sigma_y$, dove $\sigma_{x,y}$ sono le dimensioni trasverse del fascio, se si assume che i profili dei pacchetti siano gaussiane nel piano perpendicolare al fascio. Nell'ipotesi che il numero di particelle nei pacchetti di fasci opposti sia lo stesso ($N = N_+ = N_-$),

	ALEPH	*DELPHI*	*L3*	*OPAL*
B	1.5 T	1.2 T	0.5 T	0.435 T
Si VTX	2 layers $R\phi$ & z	3 layers $R\phi$ & z	2 layers $R\phi$ & z	2 layers $R\phi$ & z
	Inner trk chamb	Inner det.	TEC + z chb.	Vertex Det.
	8 pts, 100μ	24 pts, 90μ	37 pts,3 0 to 70μ	12 pts, 50μ
	TPC 1 Atm	TPC 1 Atm		JET 1 Atm
dE/dx	4.6%	5.5%		3.5%
			BGO e-m cal	
			4% @200MeV	
r = 1.1m		RICH 1 cm C_6F_{14}	HCAL 60 U plates	
		gas C_5F_{12}	$55\%/\sqrt{E}$	
r = 1.8m	ECAL	OD 5pts, 150μ	filter 1λ, 5pts	Z chb$6 \times 300\mu$
	3 sp	HPC	Support Pipe	Coil
r = 2.2m	Coil	9 sp	Muon Chamb.	Lead Glass
		Coil	3 sets	
r = 2.9m	HCAL 1.2m Fe	HCAL 1m Fe		HCAL 1m Fe
	Muon Chamb	Muon Chamb		Muon Chamb
	2 layers	3 layers		4 layers
r = 5.7m			Coil	

Tabella 3.2: *Principali caratteristiche dei rivelatori di LEP.*

la luminosità può essere scritta in termini dei parametri del fascio come:

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{3.3}$$

Poiché la luminosità mette in relazione il numero di eventi di un dato processo con la sezione d'urto del processo stesso, una accurata misura della luminosità è importante per la determinazione di sezioni d'urto e di altre quantità che da esse derivano. Al LEP la luminosità è misurata utilizzando l'equazione (3.1): noto il numero di eventi per un

Anno	*Energia nel centro di massa (GeV)*	*Luminosità integrata (pb^{-1})*
1995	130/140	5.5
1996	161/172	10.4
1997	180/183	63.8
1998	186	158
1999	200	232

Tabella 3.3: *Energia nel centro di massa e luminosità integrata raccolta da DELPHI dal 1995 al 1999.*

processo con alta statistica la cui sezione d'urto teorica sia conosciuta con grande precisione è possibile ottenere un valore accurato di luminosità. Al LEP questo processo è scelto essere il *Bhabha scattering* a piccoli angoli ($e^+e^- \to e^+e^-$), che avviene quasi interamente attraverso lo scambio di un fotone nel canale t. Gli eventi *Bhabha* sono selezionati sulla base dei depositi di energia nei calorimetri posti ad angoli polari molto piccoli. La luminosità integrata su un certo periodo di tempo sarà data da:

$$L = \int_{\Delta t} \mathcal{L} = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{eff}} \tag{3.4}$$

dove N_{Bhabha} è il numero di eventi *Bhabha* dopo la sottrazione del fondo; la sezione d'urto effettiva $\sigma_{eff} = \sigma\varepsilon_a\varepsilon$ è ottenuta dalla sezione d'urto teorica (σ) corretta per effetti di accettanza geometrica (ε_a) ed efficienza di identificazione Bhabha (ε). La stima di tale parametro richiede una simulazione molto accurata del rivelatore usato come luminometro. In Tab. 3.3 sono riportati i valori di energia e luminosità integrata raccolta da DELPHI dal 1995 al 1999.

3.2 Descrizione del rivelatore DELPHI

DELPHI (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification) è un rivelatore costruito con lo scopo di investigare tutti i canali di fisica e^+e^- con caratteristiche che lo rendono differente dagli altri 3 rivelatori di LEP ovvero:

- un'ottima identificazione delle particelle su tutto l'angolo solido;
- una capacità di ricostruzione tridimensionale della traiettoria delle particelle;
- alta granularità;
- una precisa determinazione del vertice;
- un efficiente sistema di selezione degli eventi (*trigger*).

Nel sistema di coordinate di DELPHI l'asse z è lungo la direzione del fascio, l'asse x punta verso il centro di LEP e l'asse y punta verso l'alto. L'angolo polare rispetto all'asse z è detto θ e l'angolo azimutale attorno all'asse z è detto ϕ; la coordinata radiale è R = $\sqrt{x^2 + y^2}$.

La Fig. 3.2 mostra uno schema tridimensionale del rivelatore DELPHI che consiste di una parte centrale a simmetria cilindrica la quale copre la regione in θ detta di *barrel* (tipicamente da $40°$ a $140°$) attorno all'asse dei fasci e da due parti mobili perpendicolari all'asse del fascio, dette *endcaps*, che coprono le regioni *in avanti* e *indietro* per meglio intercettare le particelle a piccolo θ. La mobilità delle *endcaps* consente l'accesso ai vari sottorivelatori durante le fasi di manutenzione e riparazione del rivelatore.

Pacchetti di e^+e^- viaggiano nell'anello attraverso la *beam pipe* in direzione opposta e si incontrano al centro del rivelatore dove collidono l'uno con l'altro: i prodotti della collisione viaggiano radialmente verso l'esterno ed incontrano rivelatori poco densi per il tracciamento di particelle cariche seguiti dalla calorimetria elettromagnetica e poi da quella adronica. All'esterno dei calorimetri sono poste le camere a muoni.

Un solenoide superconduttore genera un campo magnetico uniforme di 1.23 T parallelo all'asse z nel volume contenete i rivelatori traccianti nel barrel - il Vertex Detector (VD), l'Inner Detector (ID), la Time Projection Chamber (TPC) e l'Outer Detector (OD) - e le camere traccianti in avanti (Forward Chambers A e B); ciò permette la determinazione dell'impulso delle particelle cariche attraverso la misura della curvatura della loro traiettoria.

L'identificazione di elettroni e fotoni è fornita dalla High density Projection Chamber (HPC) nella regione del *barrel* e dal Forward Electromagnetic Calorimeter (FEMC) nelle *endcaps* mentre la calorimetria adronica è rappresentata dall' HAdron Calorimeter (HAC). Gli angoli polari più piccoli, determinanti per la misura di luminosità da eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, sono coperti dallo Small angle TIle Calorimeter (STIC) e dal Very Small Angle Tagger (VSAT).

L'identificazione dei muoni è ottenuta confrontando le estrapolazioni delle tracce ricostruite nei rivelatori di traccia interni ai calorimetri con gli *hits* (elemento di traccia) delle camere a muoni nel *barrel* (MUB) e in avanti (MUF).

L'esperimento DELPHI è dotato di un sistema di *trigger* che segnala la presenza di attività significativa nel rivelatore dando così inizio all'acquisizione dei dati.

3.3 Rivelatori di traccia

Il sistema di tracciamento di DELPHI è costituito da un numero relativamente grande di rivelatori indipendenti che forniscono la ricostruzione della traiettoria delle particelle e la misura del loro impulso su tutto l'angolo solido. In Fig. 3.3 è mostrato come appare graficamente un evento candidato ZZ: uno Z decade in $\mu\,\mu$ e l'altro in una coppia quark-antiquark. Nello schema tridimensionale vengono mostrate le tracce cariche

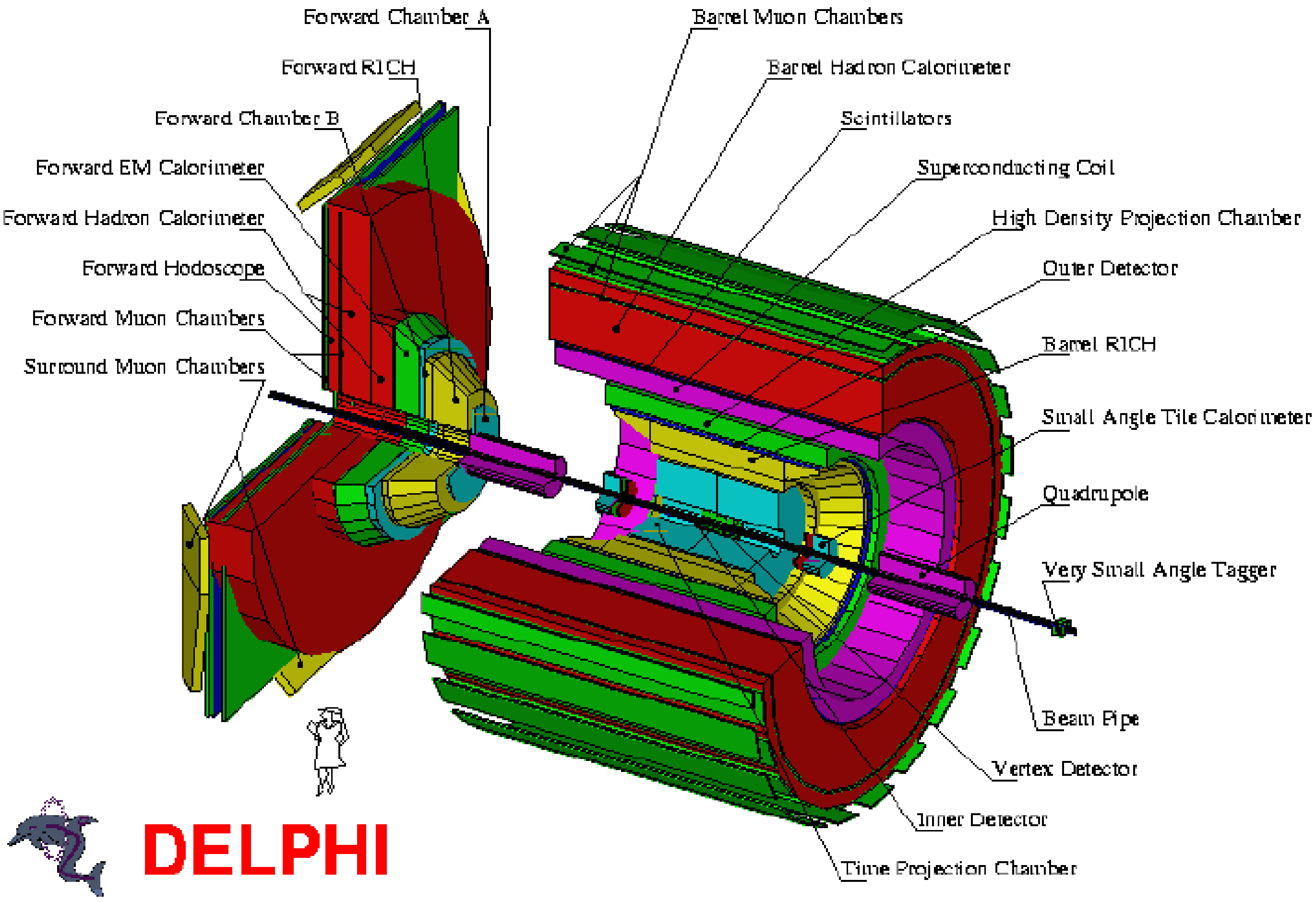

Figura 3.2: *Schema tridimensionale del rivelatore DELPHI.*

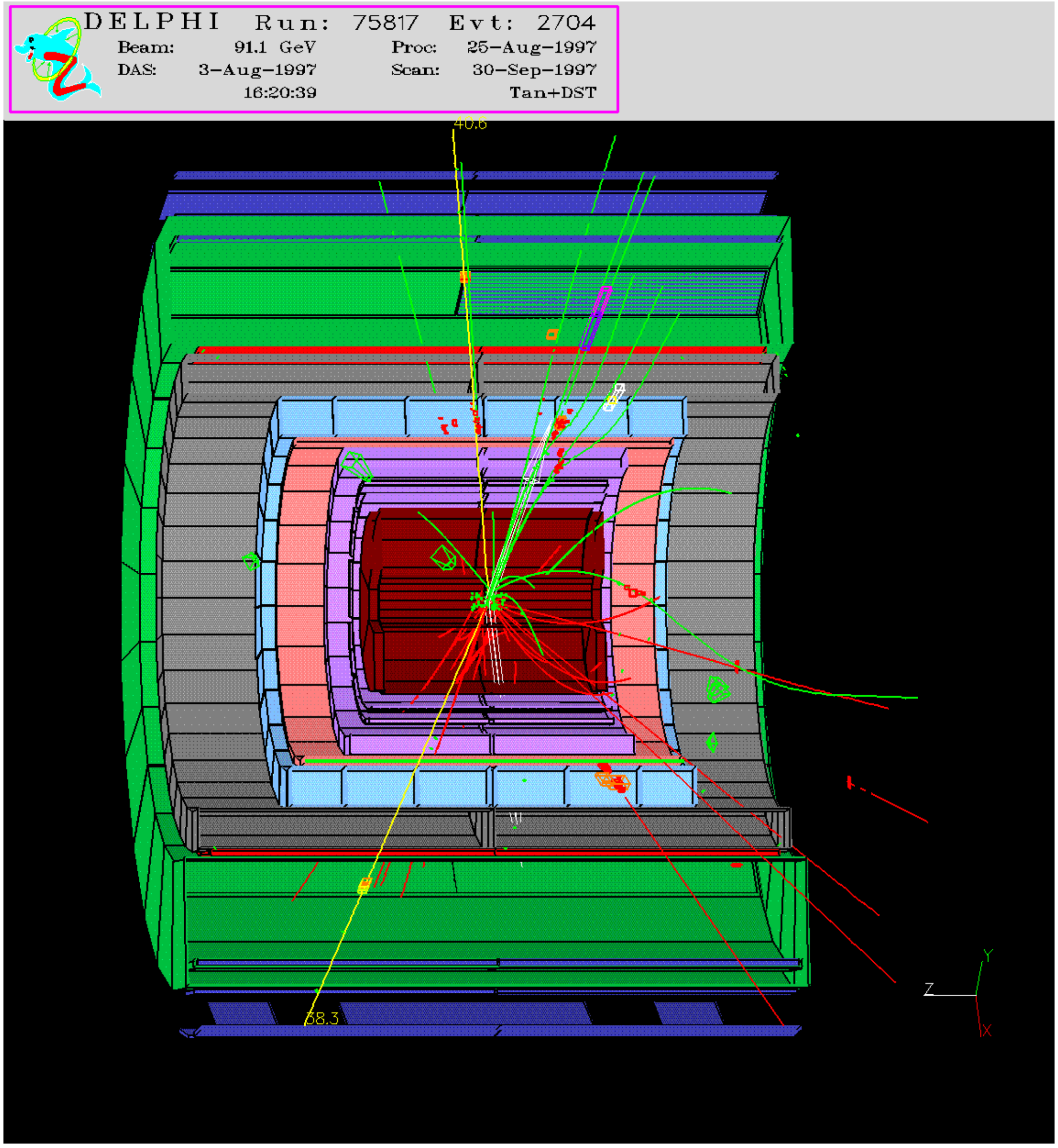

Figura 3.3: *Esempio di un evento candidato ZZ da un run del 1997 a 183 GeV. Nello schema tridimensionale, uno Z decade in μ μ e l'altro in una coppia quark-antiquark.*

come linee continue nei rivelatori di traccia mentre le particelle neutre vengono rivelate nei calorimetri, nei quali vengono visualizzate come insieme di piccoli parallelepipedi.

Seguono, riassunte, le caratteristiche dei vari rivelatori di posizione e le prestazioni del sistema di tracciamento nel suo insieme.

3.3.1 Vertex Detector

Il rivelatore di vertice è un rivelatore al silicio con un'alta risoluzione spaziale ed è il più vicino al punto di collisione dei fasci. Questo gli permette una precisa ricostruzione dei vertici primari e secondari delle particelle cariche.

Il Vertex Detector (VD), mostrato in Fig. 3.4, consiste di tre strati cilindrici coassiali all'asse del fascio di raggio pari a 6.3, 9 e 10.9 cm rispettivamente. Ciascuno strato, suddiviso in 24 settori, copre l'intero angolo azimutale con una sovrapposizione in ϕ tra i settori stessi del 10% circa. Ci sono, in ogni settore lungo la direzione del fascio, 4 rivelatori a microstrip al silicio.

Fino al 1994 le strip erano solo parallele all'asse z, nel 1994 i rivelatori originali del primo e terzo strato sono stati sostituiti con delle microstrips *double-sided* in cui le strips sono mutuamente ortogonali e disposte sulle facce opposte del rivelatore, fornendo così non solo la coordinata $R\phi$ del punto di impatto della traccia ma anche la coordinata z.

Lo strato più interno del VD copre la regione angolare $25° \leq \theta \leq 155°$, mentre gli altri due coprono l'intervallo $44° \leq \theta \leq 136°$.

La risoluzione intrinseca per singolo *hit* di uno strato è pari a $\simeq 7.6\ \mu m$ in $R\phi$.

Il VD permette di riconoscere le particelle provenienti da adroni pesanti tramite la misura del loro parametro di impatto δ, definito come la minima distanza della traccia dal punto di collisione primaria. Le risoluzioni σ^2_{VD} sul parametro di impatto fornite dal VD possono essere parametrizzate in funzione di p, l'impulso della particella, e θ, l'angolo polare, in $R\phi$ e z rispettivamente:

$$\sigma^2_{VD}(R\phi) = \left(\frac{\alpha_{ms}}{p\ sin^{3/2}\theta}\right)^2 + \sigma^2_0(R\phi)$$

$$\sigma^2_{VD}(z) = \left(\frac{\alpha'_{ms}}{p\ sin^{5/2}\theta}\right)^2 + \sigma^2_0(z)$$

dove α_{ms} e α'_{ms} sono gli errori introdotti dallo scattering multiplo e $\sigma_0(z)$ è la risoluzione intrinseca:

$$\alpha_{ms} = 65\ \mu m\ GeV/c$$

$$\alpha'_{ms} = 71\ \mu m\ GeV/c$$

$$\sigma_0(z) = 96\ \mu m \quad se\ 45° \leq \theta \leq 55°$$

$$\sigma_0(z) = 39\ \mu m \quad se\ 80° \leq \theta \leq 90°$$

3.3.2 Inner Detector

L'Inner Detector (ID) è collocato tra il VD e la Time Projection Chamber e viene utilizzato per la ricostruzione delle tracce appena fuori del VD. L'ID consiste di due parti: la JET chamber e i Trigger Layers (TL).

La camera a drift più interna (JET chamber) è costituita da 24 settori azimutali di 15 gradi in ϕ ognuno. Ogni settore è composto da 24 fili sensibili che misurano il tempo di drift. Per angoli polari compresi nel range $15^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$ una traccia viene rilevata da almeno 10 fili anodici.

La parte esterna (TL) che circonda la JET chamber è costituita da 5 strati cilindrici di *straw-tubes* (MWPC) che forniscono una misura in $R\phi$; essa partecipa inoltre al primo livello di trigger.

Le risoluzioni su singolo punto fornite dalla combinazione della JET chamber e dei TL sono:

$$\sigma(R\phi) = 40\ \mu m$$

$$\sigma(\phi) = 1.2\ mrad$$

3.3.3 Time Projection Chamber

È il rivelatore tracciante più importante di DELPHI: permette di ricostruire in tre dimensioni la traiettoria delle particelle cariche, risolvendo anche eventi di topologia complessa.

La TPC, il cui principio di funzionamento si basa sulla misura della perdita di energia per ionizzazione, combina le prestazioni di una camera a multifili e di una camera a drift. Il rivelatore, mostrato in disegno in Fig. 3.5, è racchiuso da 2 cilindri coassiali di raggio 29 e 122 cm che coprono la regione polare $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$; il volume compreso tra i 2 cilindri è riempito da una miscela composta di Ar(80%) e CH_4(20%) alla temperatura di 28° ed a pressione atmosferica. Il rivelatore è diviso in due metà: le basi non in comune dei 2 cilindri sono divise in 6 settori azimutali, ciascuno dei quali è composto da 192 fili di campo e 16 *pads* circolari di raccolta di alto potenziale.

Una particella che attraversa la TPC ionizza producendo elettroni liberi di muoversi verso le *endcaps*: la coordinata z di una traccia viene ricavata dalla misura del tempo di drift, mentre R e ϕ vengono calcolate dalla posizione dell'anodo colpito e dal segnale indotto sul segmento catodico.

Le risoluzioni su singolo punto fornite dalla TPC sono:

$$\sigma(R\phi) = 250\ \mu m$$

$$\sigma(z) = 90\ \mu m$$

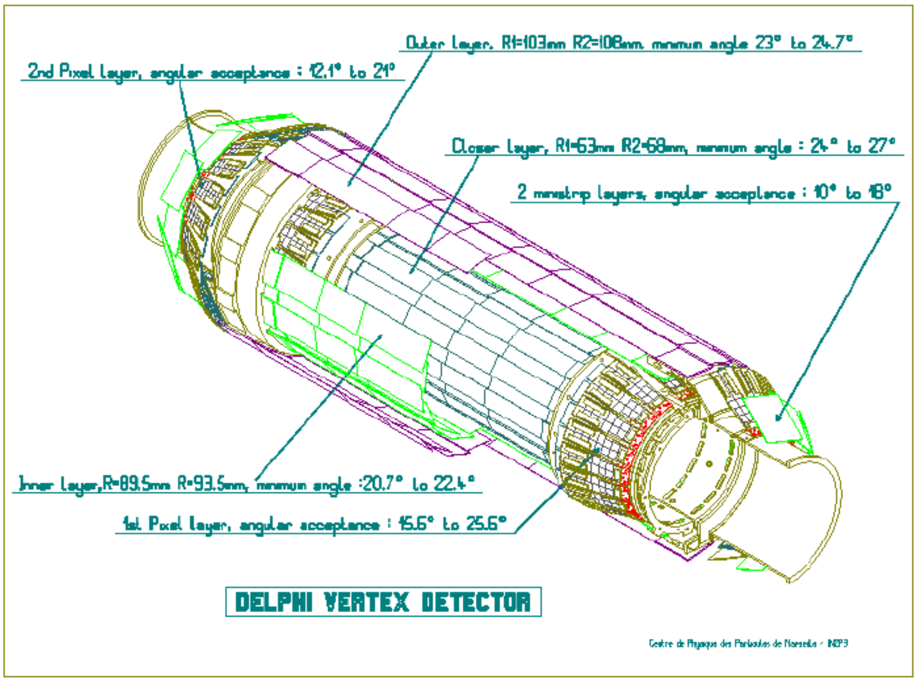

Figura 3.4: *Schema del Vertex Detector di DELPHI.*

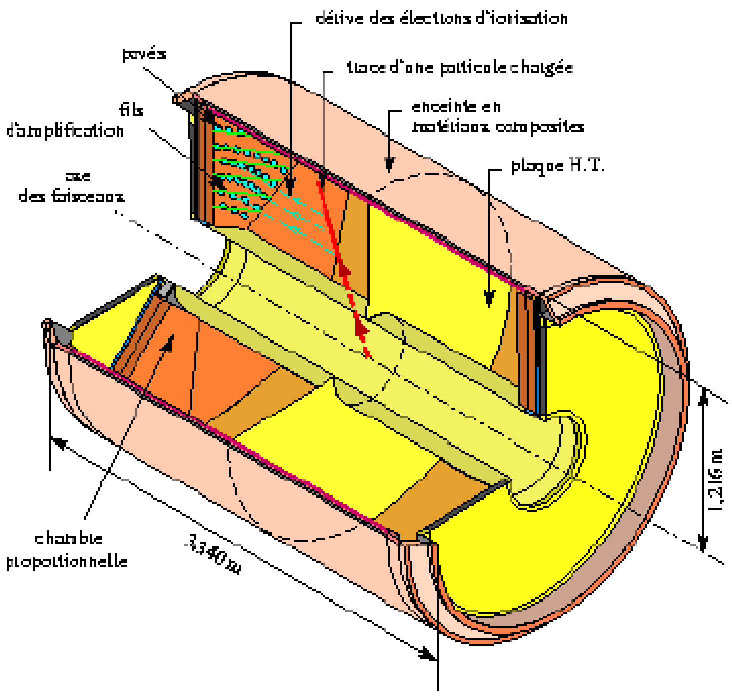

Figura 3.5: *Schema della Time Projection Chamber di DELPHI.*

3.3.4 Outer Detector

L'Outer Detector (OD), posto tra il Ring Imaging CHerenkov (RICH) ed il calorimetro elettromagnetico, è costituito da 5 strati di tubi di drift che operano nella regione a streamer limitato; essi forniscono le coordinate $R\phi$ e z nella regione polare $42° \leq \theta \leq 138°$.

L'OD inoltre viene usato con l'ID in alcune configurazioni di trigger veloce dell'esperimento in $R\phi$ e z.

Le risoluzioni su singolo punto fornite dall'OD sono:

$$\sigma(R\phi) = 100\ \mu m$$

$$\sigma(z) = 4.4\ cm$$

3.3.5 Forward Chambers A e B

Le Forward Chambers forniscono informazioni di traccia e di trigger.

Le FCA consistono di due bracci entrambi in corrispondenza delle *endcaps* della TPC, ad una posizione media dal punto di interazione di $|z| = 160\ cm$. Ciascun braccio è costituito da 3 moduli di camere a drift ruotati, l'uno rispetto all'altro, di $120°$ in modo da fornire l'informazione spaziale in 3 diverse direzioni. La copertura angolare della FCA è $11° \leq \theta \leq 33°$ e $148° \leq \theta \leq 169°$.

Le FCB sono camere a drift composte da 4 moduli indipendenti, 2 per ogni *endcap*. Situate ad una posizione $|z| = 275\ cm$ dal punto di interazione, coprono le regioni angolari $11° \leq \theta \leq 36°$ e $144° \leq \theta \leq 169°$.

3.4 Muon Chambers

I muoni hanno probabilità di subire interazioni secondarie nella materia assolutamente trascurabile e possono così penetrare anche grandi spessori di materiale ad alta densità senza essere assorbiti e perdendo energia solo per ionizzazione. Tutte le altre particelle, al contrario, subiscono processi moltiplicativi secondari arrestandosi molto prima nel materiale a causa della degradazione dell'energia iniziale.

I muoni sono quindi le sole particelle ad avere una probabilità non piccolissima di raggiungere le camere a ionizzazione (MUon Chambers), situate nella regione più esterna del rivelatore.

Le MUC sono costituite da MUon Barrel (MUB), MUon Forward (MUF) e MUon surrounding (MUS).

Le MUB sono camere a drift organizzate in 24 settori di cui ognuno contiene tre moduli di camere (*inner-outer-peripheral*); poiché i fili anodici delle camere sono paralleli all'asse z la coordinata $R\phi$ viene calcolata dalla misura del tempo di drift con una accuratezza $\sigma(R\phi) = 1\ mm$; dal tempo di propagazione del segnale indotto sul catodo viene invece calcolata la coordinata z della traccia con una accuratezza $\sigma(z) = 10\ mm$. La regione polare coperta dai rivelatori MUB è compresa tra $53° \leq \theta \leq 88°$ e $91.5° \leq \theta \leq 127°$.

Nella regione in avanti, a posizioni rispettivamente di $|z| = 465.5\ cm$ e $|z| = 502.5\ cm$ dal punto di interazione, sono posti due rivelatori per lato (MUF), ciascuno dei quali è a sua volta costituito da 4 moduli chiamati quadranti. Ogni quadrante contiene due strati di 22 camere a drift. I fili anodici di uno strato sono disposti parallelamente all'asse x, mentre quelli dell'altro parallelamente all'asse y; le risoluzioni spaziali che si trovano con questa configurazione sono dell'ordine di $5\ mm$ in x e y nella regione angolare $20° \leq \theta \leq 42°$ e $138° \leq \theta \leq 160°$.

3.5 Calorimetria elettromagnetica

Il sistema che permette l'identificazione di elettroni e fotoni e la misura della loro energia in DELPHI è composto dalla High density Projection Chamber (HPC) nella regione del barrel, dal Forward ElectroMagnetic Calorimeter (FEMC) nella regione *in avanti*, dallo Small angle TIle Calorimeter (STIC) e dal Very Small Angle Tagger (VSAT) nella regione *molto in avanti*. Gli ultimi due rivelatori sono usati soprattutto per la misura della luminosità in eventi *Bhabha*.

3.5.1 High density Projection Chamber

L'HPC è collocata all'interno del solenoide come strato cilindrico di raggio interno 208 cm e raggio esterno 260 cm appena fuori dell'OD. È costituita da 144 moduli indipendenti, organizzati in 6 anelli di 24 moduli ciascuno.

Ogni modulo dell'HPC è sostanzialmente una piccola TPC con strati di materiale ad alta densità immersi in un volume di gas (Ar-CH_4). Gli strati sono costituiti da fili di piombo incollati su entrabi i lati. I fili di piombo oltre ad essere utilizzati come materiale di conversione forniscono il campo di drift: l'elettrone che attraversa l'HPC interagendo con il piombo irradia fotoni che a loro volta producono coppie e^+e^-, dando origine ad uno sciame di e^+, e^- e γ. I fotoelettroni, generati nel volume della camera a drift e in numero proporzionale al numero di particelle cariche secondarie prodotte che attraversano quel volume, sono trasportati dal campo elettrico verso le camere di lettura poste alla fine di ciascun modulo, dove l'elettronica provvede alla lettura del tempo di drift e del segnale indotto sui *pads* di raccolta proporzionale all'energia del deposito elettromagnetico. In tal modo si ha una ricostruzione tridimensionale del deposito di energia: due coordinate sono date dalla posizione dei *pads* catodici delle camere proporzionali mentre la terza coordinata è data dal tempo di drift.

La precisione relativa sulla misura dell'energia di una particella elettromagnetica

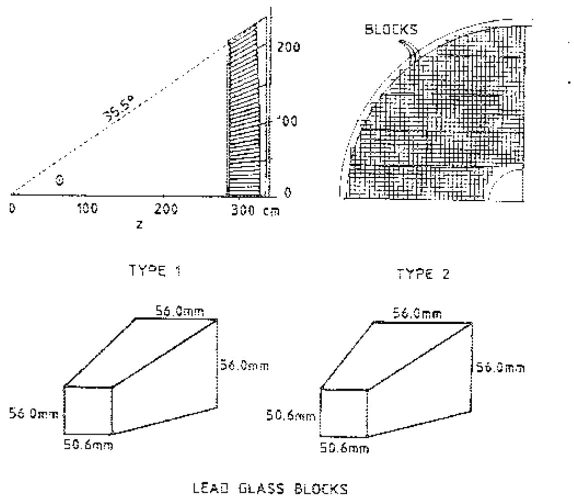

Figura 3.6: *Blocchi in piombo vetro della Forward ElectroMagnetic Calorimeter.*

può essere parametrizzata come:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.043 + 0.32/\sqrt{E} \tag{3.5}$$

(E in GeV) mentre le risoluzioni angolari per i fotoni di alta energia sono:

$$\sigma(\phi) = 1.7\ mrad$$

$$\sigma(\theta) = 1.0\ mrad$$

3.5.2 Forward ElectroMagnetic Calorimeter

Il FEMC è composto da due calorimetri omogenei *avanti* e *indietro* altamente segmentati solo trasversalmente. Ogni calorimetro è formato da 4532 blocchi in piombo vetro, shematizzati in Fig. 3.6, con la forma di piramidi troncate: le facce frontali sono disposte a $|z| = 284\ cm$ e coprono la regione angolare $8° \leq \theta \leq 35°$ e $145° \leq \theta \leq 172°$. Non è presente alcuna segmentazione longitudinale.

Il segnale di luce Cherenkov, indotto dalle particelle cariche nello sciame, è letto da un fotomoltiplicatore a singolo stato (triodo) posto sul fondo. La ricostruzione dello sciame elettromagnetico è ottenuta con un processo iterativo attraverso una prima ricerca di grandi depositi di energia ai quali vengono sommate celle adiacenti. In seguito si effettua una distinzione tra sciami dovuti a particelle neutre e sciami dovuti a particelle cariche; questi ultimi implicano l'esistenza di una traccia carica misurata nei rivelatori di traccia interni che estrapola al vertice dello sciame.

La precisione relativa sulla misura dell'energia di una particella elettromagnetica può essere parametrizzata come:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.03 + (0.12/\sqrt{E}) + (0.11/E) \tag{3.6}$$

(E in GeV). Per sciami neutri con energia maggiore di 2 GeV, la precisone media sulla posizione del vertice dello sciame ricostruito in x e y proiettato sul piano $|z| = 284\ cm$ è di circa 0.5 cm.

3.6 Calorimetro adronico

Il calorimetro adronico (HAC) è un rivelatore a campionamento gas/ferro incorporato nel ritorno del campo magnetico. La parte *barrel* copre la regione angolare $42.6° \leq \theta \leq 137.4°$ mentre le due *endcaps* coprono le regioni angolari $11.2° \leq \theta \leq 48.5°$ e $131.5° \leq \theta \leq 168.8°$. Nella parte *barrel* la risoluzione può essere parametrizzata come:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.21 + (1.12/\sqrt{E}) \tag{3.7}$$

(E in GeV) mentre nelle *endcaps* la risoluzione è circa $2/\sqrt{E(GeV)}$. Il termine costante che compare nell'espressione della risoluzione della parte *barrel* è dovuto al materiale tra il calorimetro adronico e quello elettromagnetico.

Questo calorimetro fornisce misure di energia di adroni carichi e neutri (particelle fortemente interagenti). Inoltre è in grado di dare informazioni molto accurate sugli sciami adronici migliorando in tal modo sia la distinzione tra sciami generati da adroni neutri e sciami generati da adroni carichi che l'identificazione dei muoni.

3.7 Identificazione di particelle cariche

L'identificazione degli adroni carichi viene realizzata tramite misure della perdita di energia nella TPC e informazioni fornite dal RICH.

3.7.1 Perdita di energia per ionizzazione

La perdita di energia per ionizzazione (per unità di lunghezza di materiale attraversato) è ben rappresentata, per particelle relativistiche, dalla formula di Bethe-Block [7]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[ln\left(\frac{2m_ec^2\gamma^2\beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{3.8}$$

dove:

	Tracce in eventi $Z \rightarrow q\bar{q}$ con:		Leptoni da eventi $Z \rightarrow ll$
	$0.2 < p < 1\ GeV/c$	$p > 1\ GeV/c$	$p = 45.6\ GeV/c$
Barrel ($\|cos\theta\| < 0.7$)	82%	61%	97%
Endcap ($\|cos\theta\| > 0.7$)	78%	67%	97%

Tabella 3.4: *Frazione di tracce ricostruite con almeno 30 campionamenti di* dE/dx.

- $K = 0.3071\ MeV\ cm^2\ g^{-2}$
- z è la carica della particella incidente
- Z ed A sono rispettivamente il numero atomico ed il peso atomico del materiale attraversato
- m_e è la massa dell'elettrone
- I è il potenziale medio di ionizzazione
- $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ della particella incidente
- δ è un parametro di correzione che tiene conto di effetti di densità

L'equazione (3.8) contiene una debole dipendenza della perdita di energia specifica dalla massa della particella; ogni particella dà luogo ad una curva dE/dx che, nella maggior parte dei casi, si distingue da quella di altre particelle. Ciò permette, noto l'impulso, l'identificazione di una particella per confronto tra la ionizzazione misurata e quella della migliore curva compatibile con le misure di ionizzazione: in Fig. 3.7 è mostrato l'andamento di dE/dx nella TPC in funzione dell'impulso per diversi tipi di particelle.

Richiedendo almeno 30 misure della perdita di energia per singola traccia nella TPC si trovano le efficienze per i vari campioni riportate nella Tab. 3.4.

3.7.2 Rivelatori Ring Imaging Cherenkov

L'identificazione delle particelle cariche, oltre che a misure di perdita di energia per ionizzazione, è affidata anche a rivelatori basati sull'effetto Cherenkov posti sia nella zona centrale (BRICH) che nelle *endcaps* (FRICH). Una particella carica che attraversa un dielettrico con velocità maggiore della velocità della luce in quel mezzo produce un cono di luce Cherenkov il cui angolo di apertura θ_c dipende dalla massa (m) e dall'impulso (p) della particella secondo la relazione:

$$cos\theta_c = \frac{1}{n}\sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}} \tag{3.9}$$

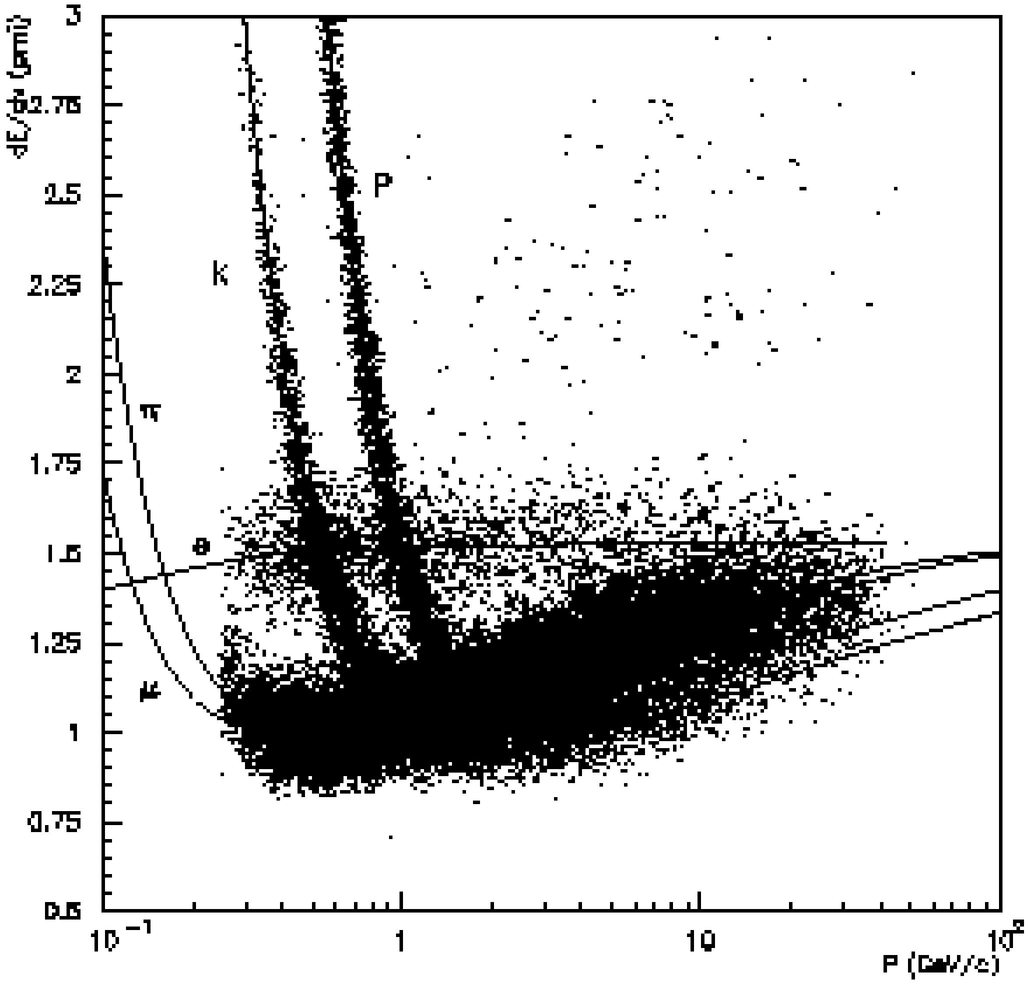

Figura 3.7: *Andamento di dE/dx nella TPC in funzione dell'impulso.*

dove n è l'indice di rifrazione del materiale radiante.
Sia nel BRICH che nel FRICH ci sono due mezzi radianti di differente indice di rifrazione, in modo da identificare le particelle in un ampio intervallo di impulso. I fotoni emessi nei radiatori per effetto Cherenkov vengono o prima riflessi da specchi parabolici e poi focalizzati, o focalizzati direttamente in camere a drift, il cui gas è stato arricchito con materiale fotoassorbente alle frequenze Cherenkov; l'angolo θ_c viene così determinato dalla misura della posizione dei fotoelettroni prodotti.

3.8 Il trigger e il sistema di acquisizione dati

Lo scopo del sistema di *trigger* è quello di segnalare al sistema di acquisizione, entro tempi brevissimi, gli eventi potenzialmente interessanti dovuti a collisioni di particelle e^+e^-; il trigger definisce inoltre un sistema di riferimento assoluto nella scala dei tempi. La formazione del trigger nel tempo più breve possibile minimizza il tempo di latenza dell'evento nella memoria dei rivelatori e si riduce il flusso di dati ed il tempo morto del sistema di acquisizione.

Il sistema di trigger di DELPHI è diviso in 4 livelli: i primi due livelli (T1 e T2) sono sincronizzati con l'incrocio dei fasci (Beam Cross Over signal) mentre gli altri due (T3 e T4) sono asincroni e basati sulla conoscenza della risposta di vari rivelatori a certi tipi di particelle.

T1, basato su semplici correlazioni tra i rivelatori, agisce come un pre-trigger libero ed è in grado di prendere una decisione in circa 3.5 μs. T2 utilizza i rivelatori con risposta più lenta ed è caratterizzato da tempi dell'ordine di 40 μs: una sua decisione positiva dà l'inizio all'acquisizione dei dati raccolti dall'elettronica di *front-end* ed alla loro registrazione.
T3 e T4 sono filtri software che operano in modo asincrono rispetto al BCO. T3, applicando la stessa logica di T2 ma usando un'informazione più dettagliata, riduce della metà il fondo che supera T2. T4 rigetta circa metà degli eventi di fondo che rimangono dopo T3, utilizzando il programma di ricostruzione DELANA descritto in seguito.

I criteri di selezione sono effettuati in base alle diverse combinazioni di segnali forniti dai differenti sottorivelatori: si ha una risposta positiva tutte le volte che almeno una delle combinazioni è positiva. La configurazione di segnale di trigger usata in T2 fino al 1994 è data in Tab. 3.5 in cui sono anche indicate le rates di trigger in Hz:

- Elementi di traccia danno segnali di trigger in TPC, FCA/FCB, ID, OD e TOF. Si applica un taglio sul momento trasverso $p_t \geq 1\ GeV$ per $29^\circ \leq \theta \leq 151^\circ$ (TPC) e $p_t \geq 1.6\ GeV$ nella regione avanti-indietro (FCA/FCB) $11^\circ \leq \theta \leq 33^\circ$ e $147^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$.

- Anche i muoni danno segnali di trigger nella regione di barrel, $50^\circ \leq \theta \leq 130^\circ$ con una regione angolare di inefficienza di 1° attorno a 90°, nel MUB e nelle regioni avanti-indietro, $15^\circ \leq \theta \leq 41^\circ$ e $139^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$, nell'HOF e nel MUF.

- Un deposito di energia elettromagnetica dà segnali di trigger nella regione di barrel, nella HPC e nelle regioni avanti-indietro nel FEMC. Sono richiesti depositi di energia sopra 2 GeV e 2.5 GeV rispettivamente. Una soglia più bassa è applicata nel FEMC (1.2 GeV) quando ci sia correlazione con altri rivelatori.

- Un deposito di energia adronica dà segnali di trigger nel Calorimetro Adronico, sia nel barrel (HAB) che nella regione in avanti (HAF). Sono utilizzate soglie di 0.5, 2 e 5 GeV (la seconda è definita Alta Soglia).

La ridondanza tra le differenti componenti di trigger rende inoltre possibile la determinazione sia dell'efficienza di trigger che del suo errore massimo con una buona precisione per ogni componente descritta. Per eventi $q\bar{q}$ l'efficienza di trigger è essenzialmente 100%.

Gli eventi, una volta segnalati dal trigger vengono gestiti dal sistema di acquisizione dei dati (DAS) [8] di DELPHI, che è responsabile dell'intera catena di presa dati, dai sottorivelatori alla registrazione su disco. Il DAS è un sistema modulare che riflette la struttura del sistema di rivelatori di DELPHI: ha 17 partizioni, ognuna delle quali corrisponde ad un sottorivelatore o ad una parte di un sottorivelatore. Solo dopo che un evento ha superato il secondo livello di trigger, le memorie locali vengono passate alla partizione centrale, insieme ai rispettivi puntatori e ad altre informazioni come il numero del trigger, la data e l'ora dell'acquisizione.

Luminosità					
Trigger	*Rate (Hz)*	*Rivelazione*			
		e	μ	γ	$c^{\pm}$
SAT/STIC Bhabha	0.8	•			
Singolo braccio	0.4	•			
Bhabha ritardati	$\ll 0.1$	•			
Regione Barrel					
Trigger	*Rate (Hz)*	*Rivelazione*			
		e	μ	γ	$c^{\pm}$
TPC	0.8	•	•		•
OD*HPC	0.2	•		•	
OD*TOF	0.4	•	•	•	•
HPC*TOF	0.3	•		•	
HPC $\geq$ 2 clusters	0.1	•		•	
ID*(MUB+HAB)	0.5		•		•
HPC (γ-singoli)	0.3	•		•	
Regione intermedia					
Trigger	*Rate (Hz)*	*Rivelazione*			
		e	μ	γ	$c^{\pm}$
ID*(HAF+MUF)	0.1		•		•
HPC*(HAF+FEMC)	0.1	•		•	
Regione Avanti-Indietro					
Trigger	*Rate (Hz)*	*Rivelazione*			
		e	μ	γ	$c^{\pm}$
TPC*FCA/B	0.2	•	•		•
MUF*FCA/B	0.1		•		
TPC*MUF	0.1		•		
FEMC*FCA/B	0.2	•			
FCA/B*HAF	0.4		•		•
HOF Back-to-back	0.3		•		
FEMC $\geq$ 2 clusters	0.2	•		•	
FEMC (Alta Soglia)	0.5	•		•	

Tabella 3.5: *Lista dei triggers usati in T2. I sottorivelatori che partecipano ai triggers sono indicati insieme alle rates ed alla sensibilità ad elettroni (e), muoni (μ), fotoni (γ) e particelle cariche ($c^{\pm}$). Le combinazioni logiche "OR" e "AND" sono mostrate come "+" e "*", rispettivamente. La rate di trigger corrisponde a condizioni tipiche di run al picco dello Z.*

Capitolo 4

Ambiente di analisi: simulazione e ricostruzione

In questo capitolo saranno descritti in sintesi i programmi di simulazione [9], di ricostruzione [10] e di rappresentazione grafica degli eventi di DELPHI [11].

4.1 Simulazione

Lo scopo principale di un programma di simulazione è quello di generare, includendo gli effetti strumentali dei vari rivelatori, eventi che siano il più possibile simili ai dati veri: in molte analisi di fisica delle alte energie è importante la possibilità di confrontare gli eventi selezionati con gli equivalenti campioni di dati simulati. Il programma di simulazione del rivelatore DELPHI si chiama DELSIM: DELphi SIMulation program.

DELSIM è suddiviso in due fasi: la prima consiste nella generazione del processo fisico primario attraverso programmi esterni come `JETSET`, `HERWING` e `ARIADNE` per la produzione e la successiva frammentazione di quark nello stato finale $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, `DYMU3` per $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, `BABAMC` per $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, `KORALZ` per $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

Nella seconda fase tutte le particelle generate vengono a loro volta seguite attraverso il rivelatore DELPHI tenendo conto del campo magnetico ed includendo la possibilità che le particelle diano luogo ad interazioni secondarie, quando questo avvenga sono le particelle secondarie ad essere seguite. Quando una componente attiva del rivelatore viene intercettata dalle particelle si ha la conseguente simulazione realistica della risposta del rivelatore in forma di segnali elettronici così come avviene per i dati reali: questa parte è specifica di ogni componente del rivelatore e la modularità del codice è tale che ogni sottorivelatore corrisponde ad un modulo indipendente di software.

Il tracciamento di particelle, fatto attraverso DELSIM, include perdita di energia, scattering multiplo e i seguenti processi secondari: effetto fotoelettrico, emissione di

processo	*stato finale*	*generatore*	*energia (GeV)*	*n. eventi*
QCD	$Z\gamma, Z \to q\bar{q}$	`PYTHIA`	184	
		`PYTHIA`	188	381787
		`PYTHIA`	200	
W^+W^-	$e^+e^- \to W^+W^-$	`PYTHIA`	184	
		`PYTHIA`	188	117950
		`EXCALIBUR`	200	
$\gamma\gamma$	$\gamma\gamma \to adroni$	`TWOGAMMA`	200	1056
		`TWOGAMMA`	200	2330

Tabella 4.1: *Processi simulati, generatore usato e numero di eventi di fondo generati a diverse energie del sistema del centro di massa.*

processo	*generatore*	*energia (GeV)*	*n. eventi*
	`EXCALIBUR`	184	3779
$e^+e^- \to \mu^+\mu^- q\bar{q}$	`EXCALIBUR`	188	3507
	`EXCALIBUR`	200	29085

Tabella 4.2: *Processi simulati, generatore usato e numero di eventi di segnale generati a diverse energie del sistema del centro di massa.*

raggi delta, bremsstrahlung, annichilazione di positroni, produzione di coppie, scattering Compton, decadimenti deboli ed interazioni nucleari.

I parametri che descrivono le parti del rivelatore che influiscono sulla simulazione di ogni particella sono estratti dal *data base* CARGO [12]. Anche i fondi e le efficienze dei dispositivi sensibili sono memorizzati nel *data base* CARGO. Quando la particella lascia la componente del rivelatore o si arresta dentro di esso i suoi parametri e possibilmente i parametri dei prodotti secondari che accompagnano la particella sono trasmessi ad una routine generale che riprende il controllo della traccia da seguire. Gli eventi simulati prodotti con DELSIM passano poi attraverso la stessa catena di ricostruzione dei dati.

In particolare il processo $e^+e^- \to \mu^+\mu^- q\bar{q}$ insieme ai fondi più importanti analizzati in questa tesi sono stati generati con `EXCALIBUR` [13] e `PYTHIA/JETSET` [14] per la frammentazione dei quarks (vedi Appendice A). `EXCALIBUR` include tutti i diagrammi all'ordine più basso in modo consistente. In Tab. 4.1 e in Tab. 4.2 sono riportati per il fondo e per il segnale rispettivamente i processi simulati, il generatore usato ed il numero di eventi generati per diverse energie del sistema del centro di massa.

Quantità	*Richiesta*
$\cos\theta_e$	$<\ 0.98$ in $e^+e^-l^+l^-$
$\cos\theta_e$	$<\ 0.9999$ altrove
E(e^+e^-)	$>\ 1.0$ GeV solo in $e^+e^-l^+l^-$
M(e^+e^-)	$>\ 0.05\ GeV/c^2$
M($\mu^+\mu^-$)	$>\ 0.21\ GeV/c^2$
M($\tau^+\tau^-$)	$>\ 3.6\ GeV/c^2$
M($d\bar{d}$)	$>\ 2\ GeV/c^2$
M($u\bar{u}$)	$>\ 2\ GeV/c^2$
M($s\bar{s}$)	$>\ 2\ GeV/c^2$
M($c\bar{c}$)	$>\ 5\ GeV/c^2$
M($b\bar{b}$)	$>\ 15\ GeV/c^2$

Tabella 4.3: *Richieste imposte al livello della generazione sugli angoli elettrone-positrone e sulle masse delle coppie fermione-antifermione per campioni* `EXCALIBUR` *usati nell'analisi ad energie del centro di massa da 183 GeV a 200 GeV.*

Al livello della generazione vengono applicati tagli sulla massa invariante della coppia fermione-antifermione prodotta e su $\cos\theta_e$, il coseno dell'angolo degli elettroni rispetto al fascio di elettroni e dei positroni rispetto al fascio dei positroni. Ciò si è reso necessario perchè `EXCALIBUR` tratta tutti i fermioni come se avessero massa nulla e quindi le sezioni d'urto divergono a meno di applicare tagli opportuni. Le selezioni utilizzate nella generazione di eventi tra 183 GeV e 200 GeV sono mostrate in Tab. 4.3.

4.2 Ricostruzione e struttura dei dati

I dati "rozzi" (*raw data*), registrati dal sistema di acquisizione (DAS), sono analizzati da un programma di ricostruzione degli eventi che restituisce una quantità molto ridotta di dati ma di altissimo contenuto fisico (quadrimomenti, energie, etc.).

Il codice di calcolo DELANA, il programma di ricostruzione di DELPHI, è basato sul pacchetto di software TANAGRA (Track ANAlysis and GRAphics) [15], il quale organizza i dati in una struttura che li memorizza e li gestisce su differenti livelli. Le condizioni del rivelatore in un dato momento (costanti di calibrazione, correzioni di distorsione, modi di operazioni specifiche per alcuni dei sottorivelatori), necessarie per il programma di ricostruzione così come per quello di simulazione, sono mantenute nel *data base* CARGO.

Al primo stadio del programma di ricostruzione il codice di ogni sottorivelatore, lavorando indipendentemente, decodifica i *raw data*, applica le calibrazioni e , dove possibile, esegue il *pattern recognition* locale. Con *pattern recognition* si indicano le procedure di riconoscimento di topologie che il rivelatore è in grado di individuare. Alla fine di questo primo stadio viene restituito un insieme di informazioni organizzate in elementi di traccia che possono essere: punti singoli in $R\phi$ o Rz come per il VD, depositi di energia dai calorimetri o segmenti di traccia interamente ricostruiti come per la TPC. Questi elementi di traccia forniscono la base per la ricostruzione globale della traccia e per i processi di fit.

Il principale algoritmo usato per la ricerca di traccia nella regione del barrel inizia con un segmento di traccia ricostruito nella TPC che viene estrapolato in avanti e indietro ed associato alle sequenze di elementi di traccia con l'ID e l'OD in una sequenza unica. Un secondo algoritmo, utilizzato solo nelle zone morte della TPC, connette direttamente gli elementi di traccia nell'ID e nell'OD per recuperare le tracce con bassa curvatura che sarebbero altrimenti perse. Sono attualmente in via di sviluppo algoritmi che utilizzano la combinazione degli elementi di traccia del VD e dell'ID o del VD e della TPC.

Tutte le sequenze di elementi di traccia (TCP+ID+OD) trovate con le tecniche sopra descritte passano attraverso un processo di fit globale di traccia e per quanto possibile vengono risolte le ambiguità rimaste. Il processo di fit di traccia ricostruisce la curvatura in campo magnetico tenendo conto dello scattering multiplo e della perdita di energia nel materiale durante le misure.

Dopo questa prima fase le tracce fittate sono estrapolate attraverso il rivelatore interno ed esterno. È solo a questo punto della ricostruzione che gli hits nel VD sono associati alle tracce stesse. Inoltre si compie una ulteriore ricostruzione locale del campione attraverso i rivelatori di tracciamento utilizzando le estrapolazioni come guida e permettendo l'aggiunta alla traccia dei segnali di un dato rivelatore inizialmente non usati. Questa procedura di recupero è iterativa: ad ogni passo viene ripetuto il fit nel tentativo di recuperare quegli elementi non ancora inclusi nella traccia fittata.

Il secondo stadio del programma di ricostruzione consiste nell'associare i depositi di energia nei calorimetri a tracce ricostruite di particelle cariche. I depositi rimanenti, ovvero quelli a cui il programma non riesce ad associare alcuna traccia carica, sono utilizzati nella classificazione dei neutri.

Durante l'acquisizione dell'evento le informazioni sullo stato di ognuno dei sottorivelatori sono fornite da un sistema di monitoraggio on-line ("Slow Control" system).

I DST (Data Summary Tapes) sono il risultato del programma di ricostruzione. A questo livello la dimensione degli eventi adronici è di 60 $kbytes$ circa. I DST "completi" contengono informazioni dettagliate che permettono, per esempio, all'utente di ripetere la procedura standard di ricostruzione delle tracce al livello dei DST usando differenti algoritmi di ricerca di traccia. Viene in seguito prodotto da DSTANA (DST Analysis package) un set ridotto di dati chiamato Extended Short DST (X-Short DST) che permette un'analisi ancora più veloce dei dati stessi, avendo condensato le informazioni necessarie per la maggior parte dell'analisi fisica. La dimensione di eventi adronici al livello degli X-Short DST è dell'ordine di 6 $kbytes$ circa. Gli X-Short DST sono il formato di dati utilizzato nel lavoro di analisi di questa tesi.

4.3 Identificazione di particelle

In questa sezione vengono descritti gli algoritmi che permettono la distinzione tra elettroni, fotoni, pioni neutri e muoni [5].

4.3.1 Identificazione di elettroni

L'identificazione di elettroni, limitata dalle interazioni elettromagnetiche che avvengono prima dei calorimetri, è ottenuta nella parte barrel di DELPHI utilizzando due misure indipendenti e complementari: la misura di dE/dX della TPC e il deposito di energia nell'HPC. Le varie ipotesi di identificazione che provengono dai calorimetri e dai rivelatori di tracciamento sono combinate insieme per produrre una probabilità unica per l'ipotesi che la particella sia un elettrone.

Il confronto dell'energia E nel calorimetro con il momento p misurato indipendentemente nei rivelatori di traccia fornisce un potente strumento di identificazione. In seguito alla correzione degli effetti radiativi in presenza del materiale di fronte al calorimetro e di piccoli effetti di non linearità all'interno del calorimetro, ci si aspetta che il rapporto E/p sia vicino all'unità, indipendentemente dall'energia dell'elettrone. La distribuzione E/p è parametrizzata e convertita in una probabilità per l'ipotesi di elettrone.

Anche l'identificazione di elettroni nella parte in avanti di DELPHI è basata sull'analisi della distribuzione E/p dell'energia elettromagnetica associata alla traccia estrapolata al FEMC. Viene utilizzata anche l'informazione su dE/dX fornita dalla TPC che nella regione in avanti é meno potente rispetto alla regione di barrel.

Gli elettroni che attraversano il materiale perdono energia per irraggiamento di fotoni che coprono tutto lo spettro energetico. Di conseguenza la traiettoria dell'elettrone non ha una andamento perfettamente spiraleggiante a causa della diminuzione progressiva del raggio di curvatura. Questo effetto deve essere preso in considerazione nell'associazione di sciami nell'HPC alle tracce di elettroni.

Le tracce di tutti i candidati elettroni sono a questo punto fittate nuovamente omettendo l'informazione dell'OD a causa della grande quantità di materiale prima di esso, specialmente nel RICH, che potrebbe degradare la risoluzione in momento.

I candidati elettroni vengono classificati secondo livelli crescenti di affidabilità: in Tab. 4.4 sono riportate le efficienze di identificazione calcolate in eventi multiadronici. Utilizzando eventi noti $K^o_S \to \pi^+\pi^-$ sono state inoltre determinate le probabilità, riportate sempre in Tab. 4.4, di misidentificare le particelle adroniche cariche con elettroni.

4.3.2 Identificazione di fotoni e pioni neutri

Circa il 40% dei fotoni converte creando coppie visibili di e^+e^- prima di raggiungere l'HPC, di cui il 7% converte di fronte alla TPC: una notevole frazione di esse può essere

Identificazione	*Efficienza (%)*	*Prob. misident. (%)*
loose	80	$\simeq 1.6$
standard	55	$\simeq 0.4$
tight	45	$\simeq 0.2$

Tabella 4.4: *Identificazione degli elettroni.*

ricostruita con alta precisione. Vengono pertanto utilizzati algoritmi il cui fine è la ricostruzione al primo ordine di effetti radiativi (il calcolo assume esplicitamente che gli angoli di apertura siano nulli).

Non è possibile ricostruire la conversione di fotoni nella parete esterna della TPC a causa del limitato tracciamento di particelle cariche.

Sciami di fotoni nell'HPC e nel FEMC sono ricostruiti sommando depositi confinanti. Se lo sciame è sufficientemente esteso, ovvero si sviluppa per parecchi intervalli di tempo di drift, si applica una soglia più alta e in questo modo si trovano uno o più nuovi sciami. Si assume che uno sciame sia prodotto da una particella neutra se non può essere associato ad una traccia.

Un pione neutro π^0 può essere ricostruito sia a partire da coppie di fotoni che abbiano covertito prima della TPC o viste nei calorimetri oppure analizzando i depositi di energia nei calorimetri che mostrino una struttura interna.

4.3.3 Identificazione di muoni

Il ferro del calorimetro adronico fornisce un filtro che dà un primo livello di separazione tra muoni ed adroni. La maggior parte degli adroni si arresta in questo materiale mentre ci si aspetta che tutti i muoni con momento maggiore di 2 GeV/c arrivino alle Muon Chambers (MUC), situate al di fuori del calorimetro adronico.

Anche dopo questo filtro rimane nelle MUC una attività residua proveniente da tracce adroniche: esiste infatti una piccola percentuale di adroni che, sciamando nel calorimetro adronico, dà origine a particelle secondarie che possono raggiungere le MUC mimando il comportamento di muoni (fondo Punch-through). Può anche verificarsi la situazione in cui l'adrone penetra attraverso tutto il calorimetro adronico raggiungendo le MUC senza subire interazioni (fondo Snick-through). Contribuiscono al fondo anche i decadimenti in volo. A causa della non trascurabile frazione di adroni carichi che simulano leptoni nei decadimenti $Z \to q\bar{q}$, è necessaria una ulteriore distinzione tra muoni ed adroni per ottenere un campione di muoni che sia puro. Per raggiungere questo obiettivo si fa uso di un criterio basato sulla bontà dell'associazione tra tracce candidate estrapolate dai rivelatori di traccia e segnali nelle MUC. I segnali indotti da sciami adronici e decadimenti in volo di kaoni daranno in genere deviazioni

Identificazione	*Efficienza (%)*	*Prob. misident. (%)*
very loose	95.9 ± 0.1	5.4 ± 0.2
loose	94.8 ± 0.1	1.5 ± 0.1
standard	86.1 ± 0.2	0.7 ± 0.1
tight	76.0 ± 0.2	0.4 ± 0.1

Tabella 4.5: *Identificazione dei muoni.*

nella posizione e direzione della traccia estrapolata più grandi di quelle aspettate dallo scattering multiplo di Coulomb di muoni dello stesso momento.

Per l'identificazione dei muoni in DELPHI è stato sviluppato un algoritmo che si basa su questi principi. Tracce di particelle cariche, ricostruite nei rivelatori centrali, sono estrapolate attraverso il solenoide e nel ferro dell'HCAL. Durante questa estrapolazione sono propagati gli errori di tracciamento considerando anche quelli che provengono dallo scattering multiplo. In questo modo sono accessibili, per ogni piano di camere a μ, le coordinate estrapolate in $R\phi$ e z insieme con la direzione di traccia in θ e ϕ con i relativi errori.

Per ogni traccia carica si cercano nell'evento gli hits delle MUC compatibili con le estrapolazioni. Un test del χ^2 è fatto tra ogni combinazione di hit e le coordinate di traccia estrapolate in quel piano. Viene quindi valutata la plausibilità dell'ipotesi che ogni traccia sia un muone: il calcolo del χ^2 consente di classificare i candidati muoni secondo livelli crescenti di affidabilità (*very loose, loose, standard e tight*).

In Tab. 4.5 sono riportate le efficienze di identificazione, calcolate in eventi $Z \to \mu^+\mu^-$ per diversi livelli di affidabilità; utilizzando eventi noti $Z \to \tau^+\tau^-$ con $\tau \to 3\pi\nu_\tau$ sono state determinate le probabilità, riportate sempre in Tab. 4.5, di misidentificare questi eventi con $Z \to \mu^+\mu^-$.

4.4 Riempimento delle "ntuple"

Un programma fortran `4fana` è stato scritto per estrarre dagli Extended Short DST le variabili di rilevanza fisica nell'analisi descritta in questa tesi. Le variabili vengono registrate in un formato che permette un accesso ancora più rapido degli X-Short DST ai dati utilizzando un pacchetto di analisi grafica incluso nelle librerie del CERN (*Physics Analysis Workstation*). Questo formato prende il nome di "ntupla" e conserva la correlazione tra i parametri. In Fig. 4.1 è mostrato il diagramma a blocchi che schematizza i vari passi eseguiti nel programma di analisi degli X-Short DST per il riempimento dell'ntupla.

Nella fase di inizializzazione viene definita l'ntupla e le variabili di controllo che servono a chiamare SKELANA, un programma *skeleton* di DELPHI per analisi di fisica che legge gli X-Short DST e ne mette il contenuto in *common standard*.

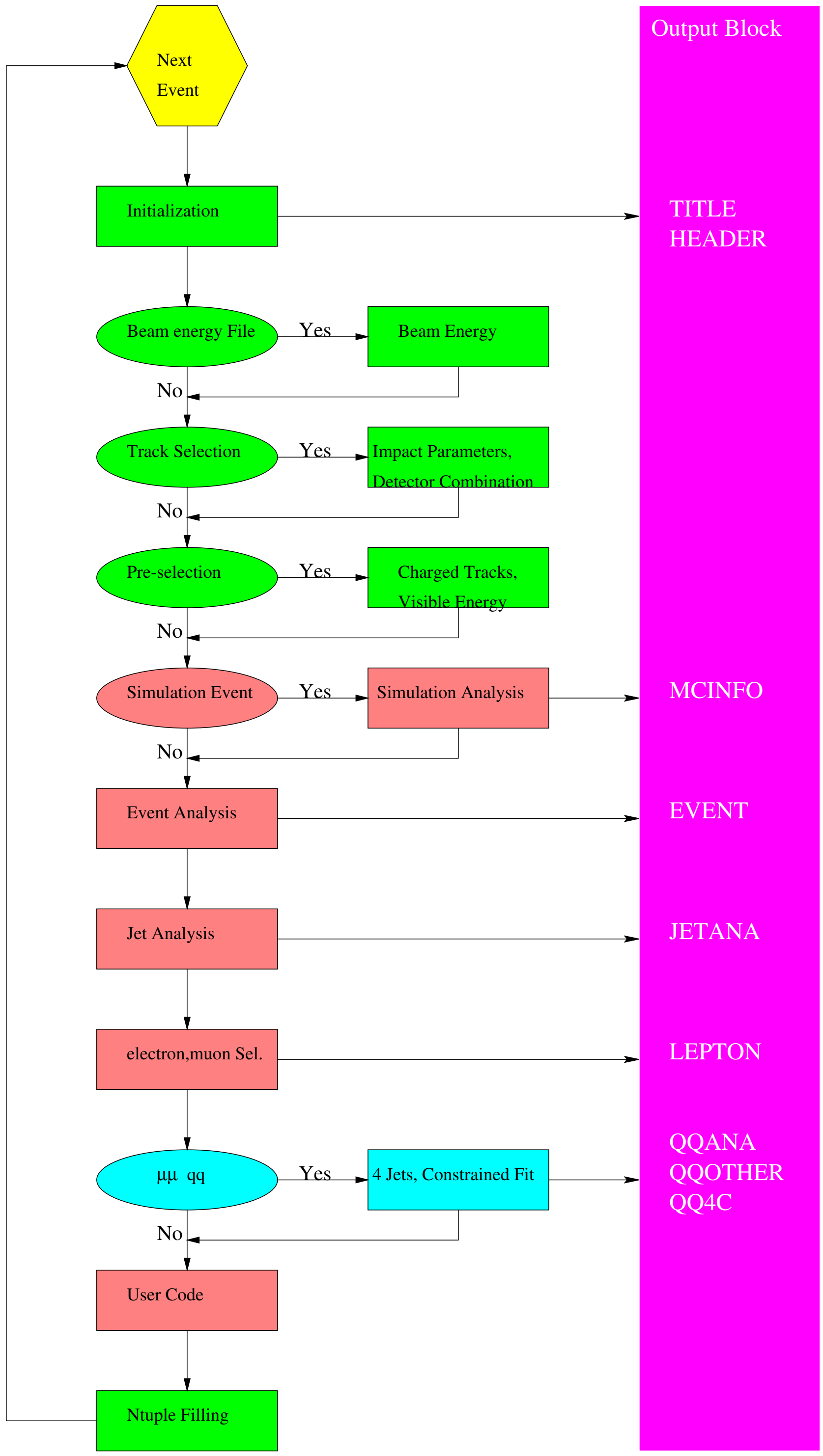

Figura 4.1: *Struttura generale del programma di analisi* `4fana`*: dagli X-Short DST al riempimento dell'ntupla.*

Nella selezione di traccia vengono distinte tracce cariche e tracce neutre:

- vengono selezionate come tracce cariche utilizzabili quelle con impulso maggiore di 200 MeV e con la *track-lenght* minore di 4 m. Le tracce chiamate VD-only e ID-VD hanno associate un'energia elettromagnetica nell'HPC, nel FEMC o nello STIC di almeno 10 GeV e devono avere $R\phi$ e z ben determinate in regioni angolari definite. Le tracce cariche non devono comunque essere maggiori di 4 m. Il parametro di impatto in $R\phi$ deve essere minore di 4 cm e deve valere la condizone $\delta z < min[\frac{4cm}{\sin\theta}; 10cm]$ per tenere conto dell'inclinazione della traccia. Infine $\Delta p/p$ deve essere minore del 100%.

- vengono selezionate come tracce neutre quelle che abbiano energia totale (elettromagnetica+adronica) maggiore di 0.5 GeV in un qualunque calorimetro (HPC, FEMC, adronico, STIC). Se poi il neutro è nello STIC si fa la richiesta addizionale che vi siano almeno due "torri" accese (perchè una sola potrebbe anche essere rumore).

Nella fase di preselezione viene richiesto che ci sia almeno una traccia con energia maggiore di 2 GeV nell'evento. Nel caso di un evento molto sbilanciato in avanti e indietro (monojet) viene richiesto che l'energia totale delle tracce neutre sia maggiore di 10 GeV; in questa fase non viene applicato alcun taglio sugli angoli.

Nella simulazione vengono calcolati nuovamente gli elementi di matrice di `EXCALIBUR` che corrispondono alla produzione ZZ, $Z\gamma^*$, $\gamma^*\gamma^*$ e, nel caso di eventi MonteCarlo di segnale, vengono ricostruiti quadrimomenti e masse dello Z e del γ^*.

Nella fase di analisi degli eventi vengono calcolate per ogni evento l'energia visibile, il quadrimpulso mancante, l'energia delle particelle cariche, l'energia trasversa, l'energia $\sqrt{s}$ del centro di massa e l'energia $\sqrt{s'}$ efficace del centro di massa che tiene conto di eventuali ritorni radiativi.

Nella fase di analisi dei jets avviene il clustering in jets utilizzando l'algoritmo `LUCLUS`, descritto nella sezione successiva, nel quale è definito il parametro di clusterizzazione d_{join}. Vengono distinti due casi: nel primo caso l'evento viene forzato ad avere 2-3-4 jets variando d_{join}, nel secondo caso il parametro d_{join} viene fissato a 6.5 ed il numero di jets è libero.

La fase di selezione dei leptoni è distinta per muoni ed elettroni:

- per i muoni viene identificata la coppia più energetica e sulla base delle risposte del calorimetro adronico e delle MUC vengono classificati i muoni secondo livelli crescenti di affidabilità (Tight, Standard, Loose, Very Loose).

- per gli elettroni viene richiesta un'energia nel calorimetro maggiore di 5 GeV oppure l'identificazione come traccia carica. Anche in questo caso avviene una classificazione secondo livelli crescenti di affidabilità (Tight, Standard, Loose, Very Loose).

Le informazioni vengono quindi registrate in un vettore.

Alla fine dell'analisi le tracce dell'evento $\mu\mu qq$ meno i due muoni vengono clusterizzate in due jets e viene applicato il fit costretto a 4 variabili, descritto nel capitolo successivo, che cerca di migliorare la ricostruzione degli eventi attraverso una procedura di calcolo che impone la conservazione di energia e momento ai quadrimpulsi delle particelle nello stato finale.

A questo punto viene riempita l'ntupla nella quale sono contenute tutte le informazioni delle particelle che passano la selezione oltre ad un numero di variabili di evento come il numero di run, il numero di evento, le tre componenti dell'impulso del fotone e dello Z, il numero di jets, il numero di muoni etc..

4.5 Clusterizzazione

Quando quarks e gluoni adronizzano danno luogo ad aggregati di particelle identificati come jets. L'algoritmo di clusterizzazione cerca di associare tutte le tracce che originano dall'adronizzazione di uno stesso quark (o gluone) basandosi sul fatto che queste particelle tendono ad accumularsi lungo la direzione del quark (o gluone) originale.

Tutti gli eventi analizzati in questa tesi sono stati ricostruiti in jets usando l'algoritmo `LUCLUS` [16]. In `LUCLUS` si uniscono iterativamente in un solo cluster le due particelle che nell'evento hanno una distanza, definita sotto, minore di una certa soglia d_{join} la quale viene scelta di volta in volta a seconda del tipo di analisi che si vuole fare.

L'impulso del sistema delle due particelle è dato dalla somma vettoriale degli impulsi iniziali delle particelle stesse. In questa nuova configurazione vengono nuovamente cercati i due clusters più vicini e si ripete lo stesso procedimento fino a che tutti i clusters si trovano a distanze maggiori della soglia. Si può scegliere di far variare d_{join} fino a che sia ricostruito un numero fissato di jets oppure si può lasciare libero l'algoritmo ad un valore fissato di d_{join}.

La grandezza che misura la distanza tra due clusters utilizzata in `LUCLUS` è il momento trasverso rispetto all'asse comune del jet. La distanza d_{ij} tra due particelle o clusters di momenti $\vec{p_i}$ e $\vec{p_j}$ è definita come:

$$d_{ij}^2 = \frac{1}{2}(|\vec{p_i}||\vec{p_j}| - \vec{p_i}\cdot\vec{p_j})\frac{4|\vec{p_i}||\vec{p_j}|}{(|\vec{p_i}| + |\vec{p_j}|)^2} = \frac{4|\vec{p_i}|^2|\vec{p_j}|^2\sin^2(\theta_{ij}/2)}{(|\vec{p_i}| + |\vec{p_j}|)^2} \tag{4.1}$$

Per piccoli valori di θ_{ij} questa distanza si riduce a:

$$d_{ij} \approx \frac{|\vec{p_i} \wedge \vec{p_j}|}{|\vec{p_i} + \vec{p_j}|} \tag{4.2}$$

In questo limite d_{ij} è il momento trasverso delle due particelle rispetto alla direzione data dalla somma dei momenti delle particelle stesse.

I clusters che sopravvivono sono chiamati jets: il jet è in tal modo rappresentativo del quark (o gluone) che lo ha generato e di esso conserva con buona approssimazione energia e direzione.

4.6 Grafica

DELPHI fornisce un sistema di rappresentazione grafica degli eventi analizzati allo scopo di facilitare l'interpretazione dei dati sia sperimentali che simulati: DELGRA, DELphi GRAphics for Interactive Event Viewing. Seguono riassunti i principali aspetti del DELPHI Interactive Graphics:

- permette di scegliere un singolo evento da visualizzare;
- fornisce informazioni dettagliate sull'evento visualizzato in forma di grafici (display dell'evento, istogrammi, disegni, etc.) e testi (informazioni numeriche sul vertice e sulla ricostruzione di traccia, identificazione di particelle, etc.);
- fornisce informazioni sull'identificazione delle particelle dell'evento come fornite da DSTANA;
- fornisce informazioni sulle quantità fisiche, quali la massa effettiva e i jets ricostruiti;
- fornisce una visualizzazione su schermo delle diverse componenti del rivelatore con riempimento superficiale, sezioni ed ombreggiature.

Esempi grafici di due eventi diversi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- q\bar{q}$ prodotti da DELGRA sono mostrati in Fig. 4.2 ed in Fig. 4.3: si può, in entrambe le figure, riconoscere la coppia di leptoni nelle tracce poste a circa 180° l'una dall'altra.

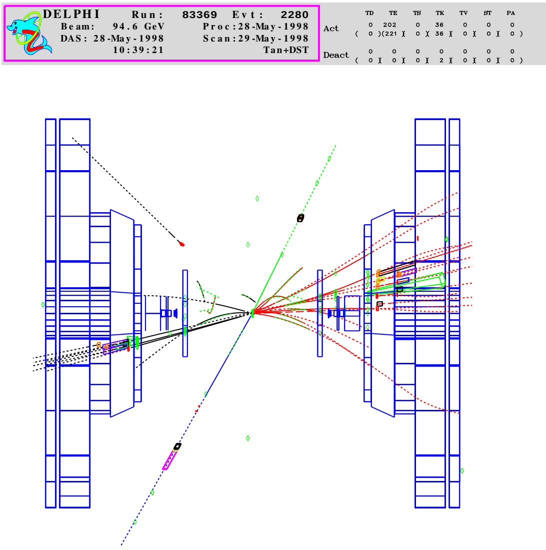

Figura 4.2: *Esempio di un evento candidato ZZ (run=83359 evt=2280) del 1998 a 189 GeV. In sezione zy, uno Z decade in μ μ e l'altro in una coppia quark-antiquark.*

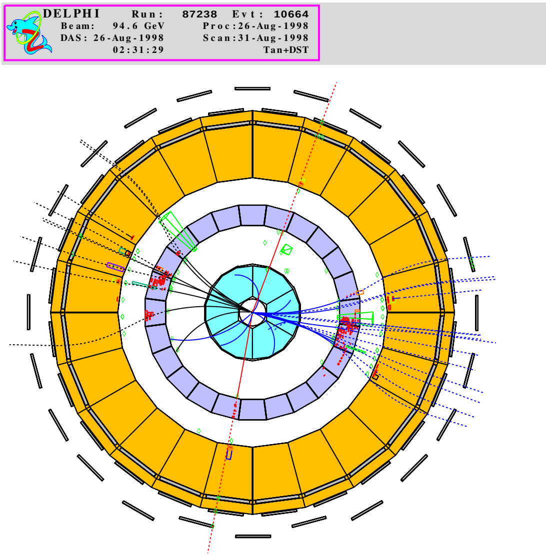

Figura 4.3: *Esempio di un evento candidato ZZ (run=87238 evt=10554) del 1998 a 189 GeV. In sezione xy, uno Z decade in μ μ e l'altro in una coppia quark-antiquark.*

Capitolo 5

Ricerca di eventi $e^+e^- \rightarrow \ \mu^+\mu^-jetjet$

Nella ricerca di eventi $\mu^+\mu^-jetjet$ la presenza del fondo è dominante. Questo capitolo è dedicato alla descrizione della tecnica di selezione, basata su una serie di tagli, che ha permesso di isolare eventi $e^+e^-\rightarrow \mu^+\mu^-q\bar{q}$ da tutti gli altri processi.

È definito *taglio* su una variabile la selezione di una parte della distribuzione della variabile in esame: attraverso una procedura di ottimizzazione descritta più avanti è stata scelta la sequenza di tagli che meglio esalta il segnale in presenza di fondo .

Da questo momento il processo $e^+e^-\rightarrow \mu^+\mu^-q\bar{q}$ sarà indicato come segnale, mentre tutti gli altri processi saranno definiti fondo.

5.1 Caratteristiche cinematiche del segnale

In Fig. 5.1 è mostrato il diagramma di Feynman del processo in analisi: la produzione $e^+e^-\rightarrow \mu^+\mu^-q\bar{q}$ avviene quasi esclusivamente tramite la produzione nel canale *t* o di una coppia di bosoni ZZ che si apre ad un'energia del centro di massa superiore a $\sqrt{s}_{treshold} = 2\ m_Z$, o $Z\gamma^*$. Al canale *t* corrisponde una distribuzione angolare pronunciata nella direzione *avanti-indietro*, come si può osservare in Fig. 5.2 dove è mostrata la distribuzione dell'angolo polare del *thrust* definito come il vettore che minimizza la somma dei momenti trasversi di tutte le tracce alla generazione per il segnale e per i fondi WW e QCD. La simile forma delle tre distribuzioni, pur corrispondendo a casi diversi, è diretta conseguenza dell'efficienza di ricostruzione.

Come già anticipato nel secondo capitolo, se i bosoni prodotti sono entrambi Z, nel *Modello Standard* è dominante il contributo del diagramma di conversione, mostrato in Fig. 2.1. Fuori della regione ZZ *on-shell* i processi a 4 fermioni via corrente neutra sono dominati dalla produzione $Z\gamma^*$, ogni qualvolta non ci siano elettroni-positroni nello stato finale. I set di diagrammi con 4 fermioni nello stato finale sono denominati `NC08` e corrispondono ai processi ZZ (`NC02`), $Z\gamma^*$ e $\gamma^*\gamma^*$ (`NC06`) tra i quali effetti di interferenza sono piccoli. Con * si indica, convenzionalmente, la virtualità del bosone γ, ovvero il fatto che la massa del γ sia maggiore di zero.

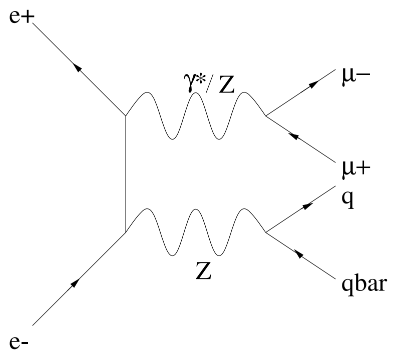

Figura 5.1: *Diagramma di conversione per la produzione* $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- q\bar{q}$.

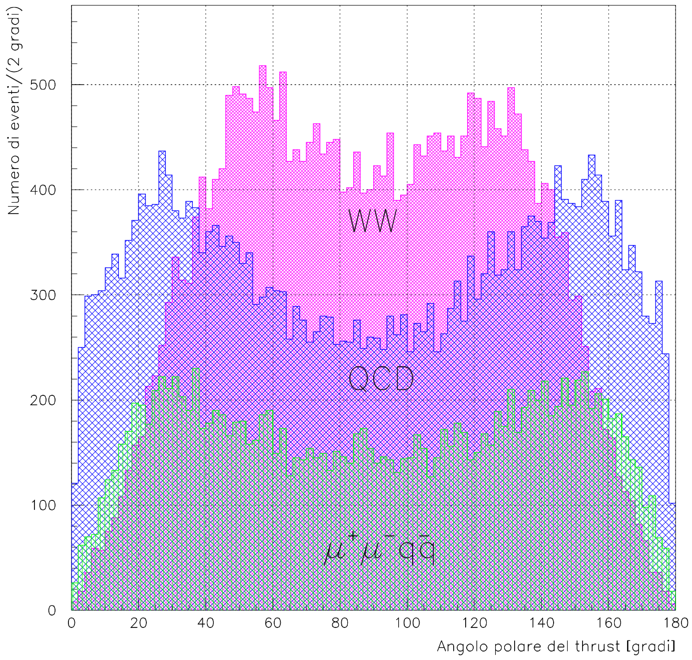

Figura 5.2: *Distribuzione dell'angolo polare del thrust per il segnali e per i fondi WW e QCD.*

I due leptoni dello stato finale del processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- q\bar{q}$ sono tipicamente molto ben isolati dalle altre particelle, con carica opposta ed alto valore di momento. Queste proprietà principali possono essere usate per selezionare tali eventi la cui topologia è quindi caratterizzata da:

- presenza di muoni con alto valore di momento, isolati e con carica opposta; i due muoni provengono dal decadimento diretto del γ^* e in una piccola percentuale di casi dal decadimento dello Z nel caso di corrente $Z\gamma^*$; ovviamente sempre dal decadimento dello Z nel caso di corrente ZZ;
- presenza di attività adronica dovuta al decadimento dello Z in due jets e in una piccola percentuale di casi dovuta al decadimento del γ^* nel caso di corrente $Z\gamma^*$; ovviamente sempre dovuta al decadimento dello Z nel caso di corrente ZZ;
- valore di energia mancante quasi nullo.

Queste caratteristiche permettono di mettere in evidenza stati finali provenienti da bosoni intermedi ZZ e $Z\gamma^*$. La separazione delle due componenti può essere ottenuta dallo studio della distribuzione di massa invariante delle coppie di fermioni nello stato finale. Nel caso in cui la massa invariante sia la stessa per la coppia di muoni e quella di jets ed entrambe siano vicine alla massa dello Z, si attribuisce lo stato intermedio ad una corrente neutra ZZ, se invece la massa invariante del sistema $\mu^+\mu^-$ è molto minore della massa dello Z allora si attribuisce lo stato intermedio ad una corrente neutra $Z\gamma^*$.

La sezione d'urto per la produzione $Z\gamma^*$ dipende fortemente dalla massa del γ^* che raggiunge approssimativamente 120 pb per γ reali e dipende solo debolmente dall'energia del centro di massa.

In Tab. 5.1 sono riportati i valori della sezione d'urto alle varie energie del centro di massa corrispondenti ai campioni MonteCarlo di segnale utilizzati nell'analisi.

processo	*energia (GeV)*	*sez. d'urto (pb)*
	184	0.26
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- q\bar{q}$	188	0.26
	200	0.25

Tabella 5.1: *Valori della sezione d'urto del segnale alle varie energie del centro di massa.*

5.2 Fondi e distribuzioni

In questa sezione sono descritte le caratteristiche dei processi che costituiscono il fondo rilevante di questa analisi: eventi adronici $(Z\gamma)$,$Z \rightarrow q\bar{q}$ (processi di QCD), eventi adronici $e^+e^- \rightarrow W^+W^-, W \rightarrow adroni$ ed eventi $\gamma\gamma \rightarrow adroni$.

I processi WW e $\gamma\gamma$ sono una possibile classe di diagrammi di produzione di 4 fermioni nello stato finale: in particolare sopra la soglia di produzione di una coppia di bosoni WW a 161 GeV, i processi che coinvolgono due bosoni W risonanti (*doppiamente-risonanti*) diventano dominanti.

La produzione di stati adronici finali non-radiativi $(Z\gamma, Z) \to q\bar{q}$ attraverso processi di annichilazione Z/γ costituisce uno dei due fondi dominanti di questa analisi insieme ai processi WW.

I processi $\gamma\gamma$ possono essere considerati un fondo trascurabile: il basso valore della molteplicità di tracce cariche rende praticamente questi processi non confondibili con quelli adronici.

Una intensa attività adronica, la quasi totale assenza di energia mancante nonchè la presenza di leptoni nello stato finale sono le caratteristiche cinematiche che rendono i processi sopra elencati topologicamente simili a quelli del canale $e^+e^- \to \mu^+\mu^- q\bar{q}$. Per esempio, il decadimento adronico dello Z in una coppia $b\bar{b}$ con successivo decadimento del quark b nel quark c accompagnato da un muone e da un neutrino muonico poco energetico insieme ad un secondo muone proveniente o dal decadimento diretto del $\bar{b}$ o dal decadimento del quark c nel quark s può simulare, con la presenza dei leptoni nello stato finale, un evento compatibile con la topologia richiesta.

In Tab. 5.2 sono riportati i valori delle sezione d'urto a varie energie del centro di massa utilizzati nello studio del fondo: si può notare che, con l'incremento di energia da $184\ GeV$ a $200\ GeV$, la sezione d'urto di produzione per i processi QCD diminuisce mentre quella per i processi WW aumenta, con una variazione del $15\ \%$ circa in entrambi i casi.

processo	*stato finale*	*energia (GeV)*	*sez. d'urto (pb)*
QCD	$Z\gamma, Z \to q\bar{q}$	184	100.3
		188	99.8
		200	85.6
W^+W^-	$e^+e^- \to W^+W^-$	184	15.44
		188	16.04
		200	18.48
$\gamma\gamma$	$\gamma\gamma \to adroni$	200	969
		200	203

Tabella 5.2: *Valori della sezione d'urto del fondo a diverse energie del centro di massa .*

La maggior parte degli eventi di fondo ha distribuzioni di variabili fisiche, come energia visibile, angolo polare θ_{γ^*} e molteplicità di carica, che si sovrappongono parzialmente alle corrispondenti distribuzioni del segnale.

Per ottenere la rimozione del fondo e contemporaneamente l'esaltazione del segnale sono stati utilizzati tagli sequenziali, cercando comunque di minimizzare la perdita dell'efficienza del segnale. Per migliorare la discriminazione del segnale nella procedura di selezione si è quindi resa necessaria l'analisi della forma di alcune tra le più significative distribuzioni. L'analisi di queste distribuzioni ha guidato la scelta dell'intervallo su cui eseguire alcuni tagli sequenziali: le figure che seguono mostrano le distribuzioni di alcune quantità fisiche di segnale, fondo QCD e WW. Il fondo costituito da eventi $\gamma\gamma$ è mostrato separatamente. Per rendere visualmente confrontabili le distribuzioni di segnale e di fondo, la distribuzione del segnale è stata aumentata di un fattore 300 circa.

La Fig. 5.3 mostra la distribuzione in energia visibile, definita come somma degli impulsi delle tracce cariche e delle energie delle tracce neutre, per il segnale e per i fondi dovuti a processi di QCD e WW. In Fig. 5.4 è mostrata la stessa distribuzione per eventi $\gamma\gamma$: un taglio in energia tra $70 - 80\ GeV$ che elimina soprattutto il fondo costituito da eventi $\gamma\gamma \rightarrow adroni$. In Fig. 5.3 si distinguono per il segnale e per i processi di QCD due picchi distinti. Per il segnale un picco centrato attorno a circa $100\ GeV$ corrisponde al caso in cui il muone viene prodotto completamente in avanti e non rivelato (o rivelato con bassa efficienza); nella regione *barrel* si ha la componente con un picco a circa $180\ GeV$. Nel caso della QCD il picco a bassa energia (circa $100\ GeV$) corrisponde al caso in cui si abbia un ritorno radiativo allo Z ed il fotone corrispondente viene perso. La distribuzione di energia visibile del fondo WW risulta essere depressa rispetto a eventi di segnale e di QCD e piccata attorno a due volte la massa nominale del W circa.

In Fig. 5.5 è mostrata la distribuzione di molteplicità totale di carica per il segnale e per i fondi suddetti. Il fondo $\gamma\gamma$ è mostrato in Fig. 5.6. Un taglio sul numero di tracce cariche pari a 7 non elimina questi fondi ma permette di rimuovere gli eventi puramente leptonici.

La Fig. 5.7 mostra la distribuzione del numero di muoni identificati nell'evento per il segnale e per i fondi in scala logaritmica. In questo caso le tre distribuzioni, riportate sulla stessa scala, hanno andamento dissimile: un taglio sul numero di muoni ben identificati pari a 2 permette di eliminare quella parte di fondo QCD che sovrasta il segnale nella parte iniziale della distribuzione.

Infine in Fig. 5.8 è mostrata la distribuzione della somma dei momenti dei due muoni per il segnale e per i fondi, riportati sulla stessa scala. Un taglio a $60\ GeV/c$ rimuove il fondo concentrato nella parte iniziale della distribuzione.

Le distribuzioni sopra illustrate non esauriscono le variabili su cui sono stati eseguiti i tagli. Una descrizione più dettagliata sarà fornita nella sezione successiva.

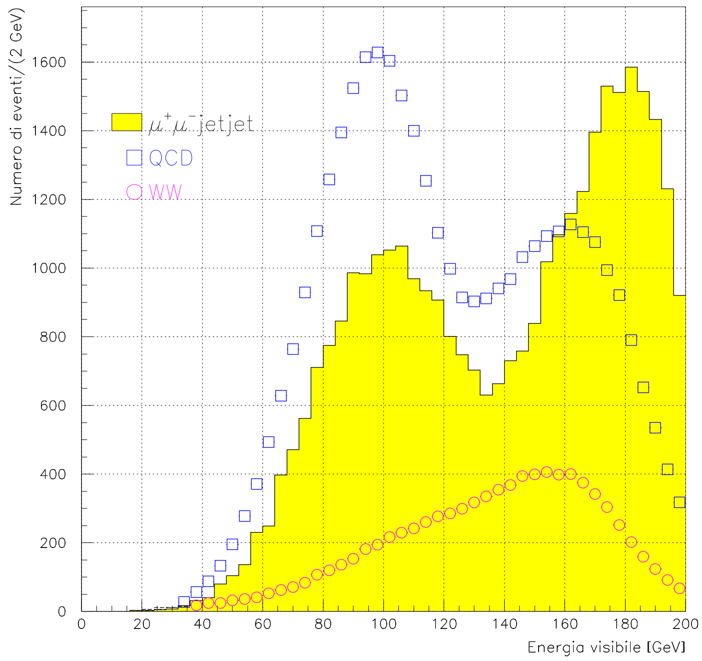

Figura 5.3: *Distribuzione di energia visibile per il segnale e per i fondi QCD e WW.*

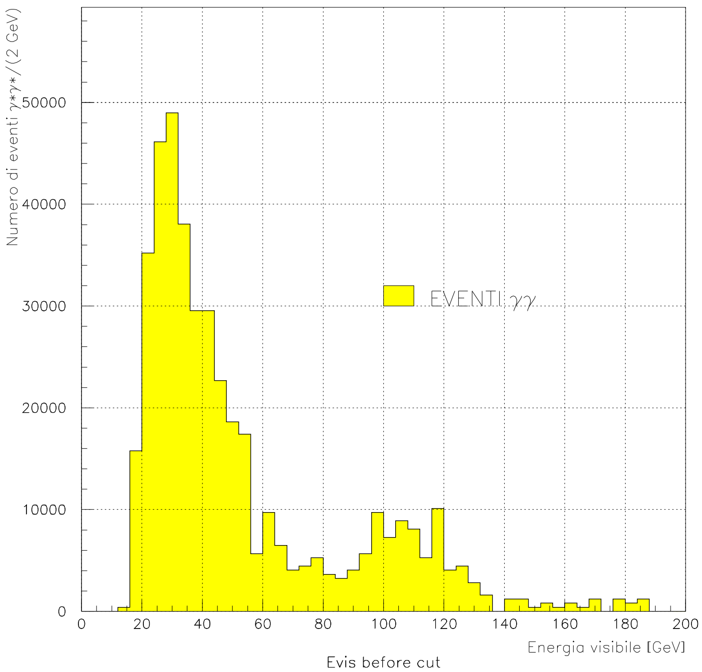

Figura 5.4: *Distribuzione di energia visibile per il fondo $\gamma\gamma$.*

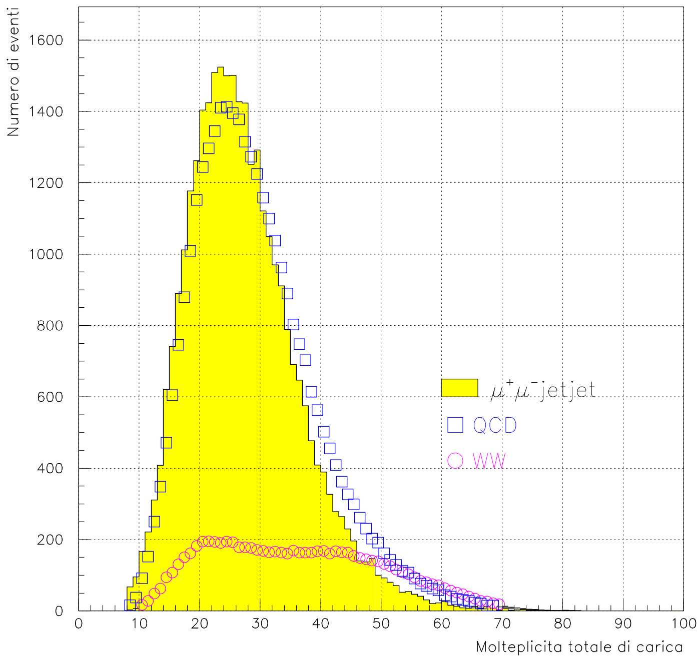

Figura 5.5: *Distribuzione di molteplicità totale di carica per il segnale e per i fondi QCD e WW.*

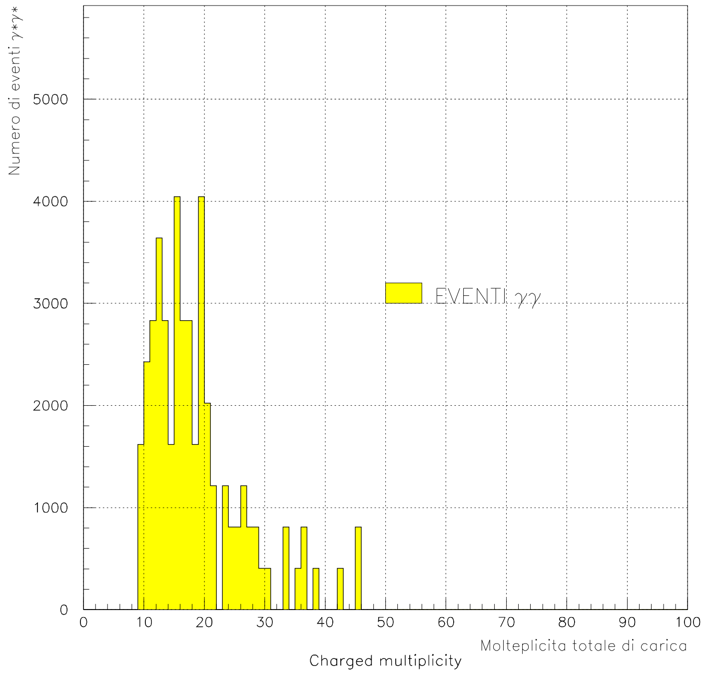

Figura 5.6: *Distribuzione di molteplicità totale di carica per il fondo $\gamma\gamma$.*

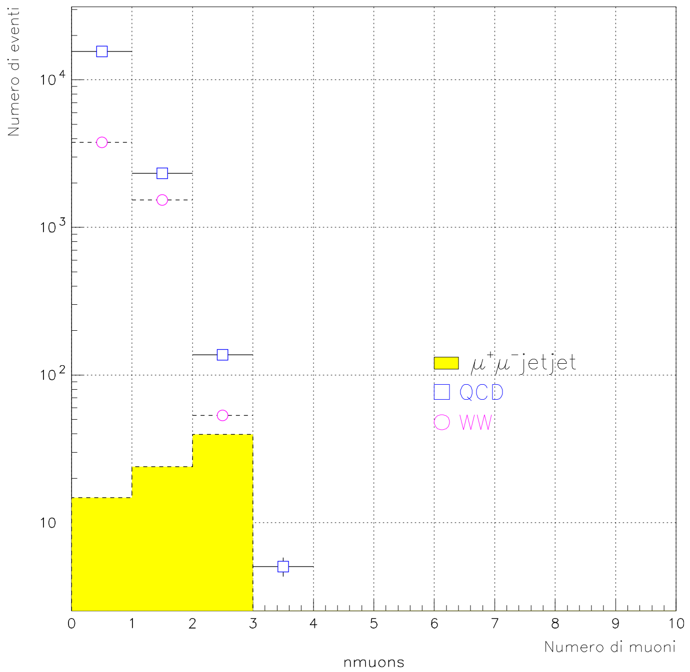

Figura 5.7: *Distribuzione del numero di muoni per il segnale e i fondi QCD e WW.*

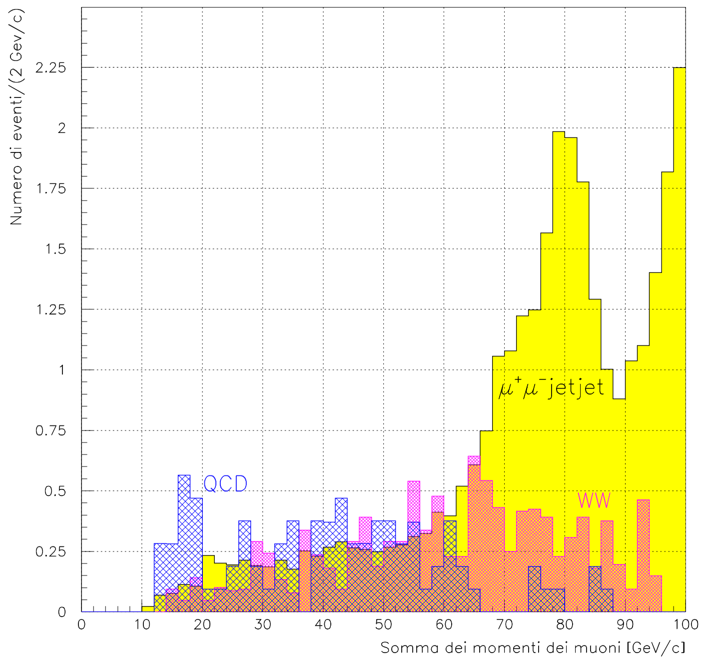

Figura 5.8: *Distribuzione della somma dei momenti dei muoni per il segnale e i fondi QCD e WW.*

5.3 Ottimizzazione dei tagli, selezione di eventi

In questa sezione viene descritta la procedura di selezione che mira ad isolare eventi di segnale per il processo

$$e^+e^- \rightarrow ZV \rightarrow \mu^+\mu^- q\bar{q}$$

(con $V = Z, \gamma^*$) dal fondo. La scelta di dove tagliare viene fatta con una procedura che è basata su una serie di tagli sequenziali ottimizzati, i quali agiscono in parte sulle distribuzioni di variabili prima mostrate ed in parte su altre variabili elencate nel seguito.

L'ottimizzazione è basata sull'uso di campioni di eventi MonteCarlo e consiste nella ricerca del miglior compromesso tra efficienza del segnale e purezza del campione di eventi selezionati. La procedura ottimizzata, messa a punto con eventi simulati, viene poi applicata ai dati.

È importante sottolineare che la selezione diventa progressivamente più dura: il controllo della variazione del numero di eventi lasciati da ogni taglio nei dati e nel MonteCarlo permette di testare la bontà della simulazione.

I tagli di selezione sono stati ottimizzati:

- utilizzando campioni MonteCarlo di segnale e fondo;
- variando i tagli in intervalli ragionevoli;
- calcolando per ogni set di tagli il numero di eventi di segnale (*s*) e il numero di eventi di fondo (*f*) che sopravvivono ai tagli;
- scegliendo infine come set ottimale di tagli quello che corrisponde al valore massimo di $s/\sqrt{f}$. La ragione che ha motivato la scelta di questo rapporto da massimizzare scaturisce dall'ipotesi, che si vuole escludere al meglio, di spiegare il segnale come fluttuazione del fondo. In questa ipotesi il fondo subirebbe una fluttuazione statistica, in unità di deviazioni standard, pari a $s/\sqrt{f}$.

Il risultato dell'ottimizzazione è mostrato in Fig. 5.9: sull'asse delle x è mostrato il numero di eventi di fondo (f) e sull'asse delle y il numero di eventi di segnale (s) lasciati da differenti set di tagli. Ogni punto corrisponde ad un set di tagli diverso. Nella figura vengono anche mostrate le curve di *isopurezza*, avendo definito $purezza = s/s + f$, *isoefficienza*, avendo definito $efficienza = s^{rimasto}/s^{iniziale}$ ed *isottimizzazione*, avendo definito $ottimizzazione = s/\sqrt{f}$.

Si può individuare la regione di migliore ottimizzazione per valori di $s/\sqrt{f}$ compresi tra: $0.7 \leq purezza \leq 0.9$, $0.25 \leq efficienza \leq 0.30$ e $9.0 \leq s/\sqrt{f} \leq 10.5$. Si può vedere che al massimo valore di $s/\sqrt{f}$, pari a 10.7, corrispondono i valori di $s = 23.46$ ed $f = 4.81$.

Le variabili con i rispettivi tagli che risultano dall'ottimizzazione sono elencati nel seguito:

1. la molteplicità totale di tracce cariche deve essere più grande di 7 e l'energia visibile totale deve essere più grande di 70 GeV, ovvero almeno pari a 0.40 $\sqrt{s}$. Queste richieste permettono di rimuovere gli eventi puramente leptonici e gli eventi $\gamma\gamma \rightarrow adroni$;

2. l'evento deve avere almeno un leptone identificato. A questo livello nessuna selezione di qualità è applicata al leptone;

3. l'evento deve avere almeno due muoni ben identificati con un parametro di impatto misurato rispetto al vertice primario più piccolo di 1 mm. Questa richiesta permette di eliminare quei muoni che provengono dai decadimenti adronici dello Z in quark pesanti con successivo decadimento in leptoni dando luogo così a vertici secondari;

4. la coppia di leptoni deve essere ben isolata ovvero non deve esserci alcuna traccia carica con un momento p maggiore di 2 GeV/c in un cono di 0.4 rad costruito attorno ad ognuno dei due muoni ben identificati. In questo modo vengono eliminati quei muoni provenienti da processi di QCD e WW che sono sempre accompagnati da attività adronica vicina. I muoni identificati non sono inclusi in questa selezione;

5. ognuno dei due muoni ben identificati deve avere un momento maggiore di 5 GeV/c;

6. la coppia di muoni deve avere carica totale uguale a zero;

7. la somma degli impulsi dei due muoni ($p_{\mu^+} + p_{\mu^-}$) deve essere maggiore di 60 GeV/c, ciò permette di caratterizzare il decadimento $\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Tutte le tracce cariche, esclusi i muoni ben identificati, sono state raggruppate in due jets. Per migliorare la ricostruzione dell'evento è stata utilizzata una tecnica detta del *fit costretto*, descritta nel seguito, che consente la ricostruzione della masse dello Z e del γ^* correggendo le componenti dell'evento stesso e alterandole entro l'errore di misura in modo che siano conservati energia ed impulso di ogni evento.

L'effetto che la selezione ottenuta con la procedura ottimizzata ha su eventi osservati e predetti è mostrato in Fig. 5.10: sull'asse delle x è riportato il numero del taglio sequenziale mentre sull'asse delle y (in scala logaritmica) è riportato il numero di eventi che superano la selezione. In figura i punti rappresentano il numero di eventi osservati nei dati mentre la linea tratteggiata rappresenta il numero di eventi predetti dal MonteCarlo per (fondo+segnale). In grigio è mostrato il segnale. Si può osservare un buon accordo tra dati e simulazione MonteCarlo su tutti i livelli dei tagli. Va sottolineato che il taglio sequenziale numero 8 non corrisponde ad un criterio di selezione ma è utilizzato solo per verificare l'accordo tra gli eventi osservati e quelli simulati. Nelle figure 5.11, 5.12, 5.13 e 5.14 sono mostrati in sezione xy alcuni degli eventi canditati $\mu^+\mu^- q\bar{q}$ che hanno superato la procedura di selezione.

Una tecnica di fit costretto ($4C$ *fit*), che impone la conservazione di energia e momento ai quadrimomenti della coppia di muoni selezionati e ai due jets, è stata applicata alla distribuzione di massa del campione di eventi selezionati, distribuzione che verrà analizzata nel seguente capitolo.

5.4 Fit cinematico e fit costretto

Al livello di produzione delle ntuple, prima quindi di effettuare la selezione di analisi, l'evento viene ricondotto per semplicità ad avere una tipologia 2 jets + 2 muoni con quattro quadrimpulsi misurati nello stato finale ($P^f_{j=1,4}$).

A causa di inefficienze nei rivelatori e di particelle comunque non rilevabili come i neutrini, la precisione con cui si misurano energie e momenti dei *jets* in DELPHI non è ideale.

La tecnica basata su *fit* di variabili costrette da un certo numero di condizioni cerca di recuperare parte delle informazioni perse e di migliorare la risoluzione su grandezze fisiche come ad esempio la massa invariante di coppie di *jets*.

Il metodo di *fit* cinematico costretto si usa quando un insieme di n parametri da determinare deve contemporaneamente obbedire a qualche legge fisica. La legge viene solitamente espressa in termini di condizioni o *constraints*. Il *fit* in questo caso consiste nella minimizzazione di un χ^2 sotto la validità dei *constraints* e permette di migliorare la precisione con cui si determinano i parametri del *fit* cinematico.

La tecnica di *fit* cinematico costretto può essere utilizzata nel miglioramento della ricostruzione di eventi parzialmente adronici, ossia con due soli *jets* ed una coppia di leptoni isolati nell'evento, come nel caso di questa analisi. Esistono diverse forme di *constraints* che si possono imporre nel *fit* cinematico delle quali la più semplice è la richiesta della conservazione del tetraimpulso:

$$\sum_{j=1}^{4} P^f_j = 0 \tag{5.1}$$

o equivalentemente

$$\sum_{j=1}^{4} E^f_j - \sqrt{s} = 0$$

$$\sum_{j=1}^{4} \vec{p}^{\,f}_j = 0$$

Poiché il vettore dei *constraints* ha quattro componenti, corrispondenti alle quattro diverse condizioni, al *fit* viene dato il nome di $4C$ *fit*. Oltre all'imposizione della conservazione del tetramomento si possono aggiungere altre condizioni al *fit*. Si può imporre, per esempio, che massa invariante adronica e massa invariante leptonica siano uguali alla massa dello Z: in questo caso si parla di $5C$ *constrained fit*. Il vettore di parametri risultante dal *fit* ad un numero determinato di *constraints* identifica i nuovi tetraimpulsi, che vengono poi usati nella prosecuzione delle analisi.

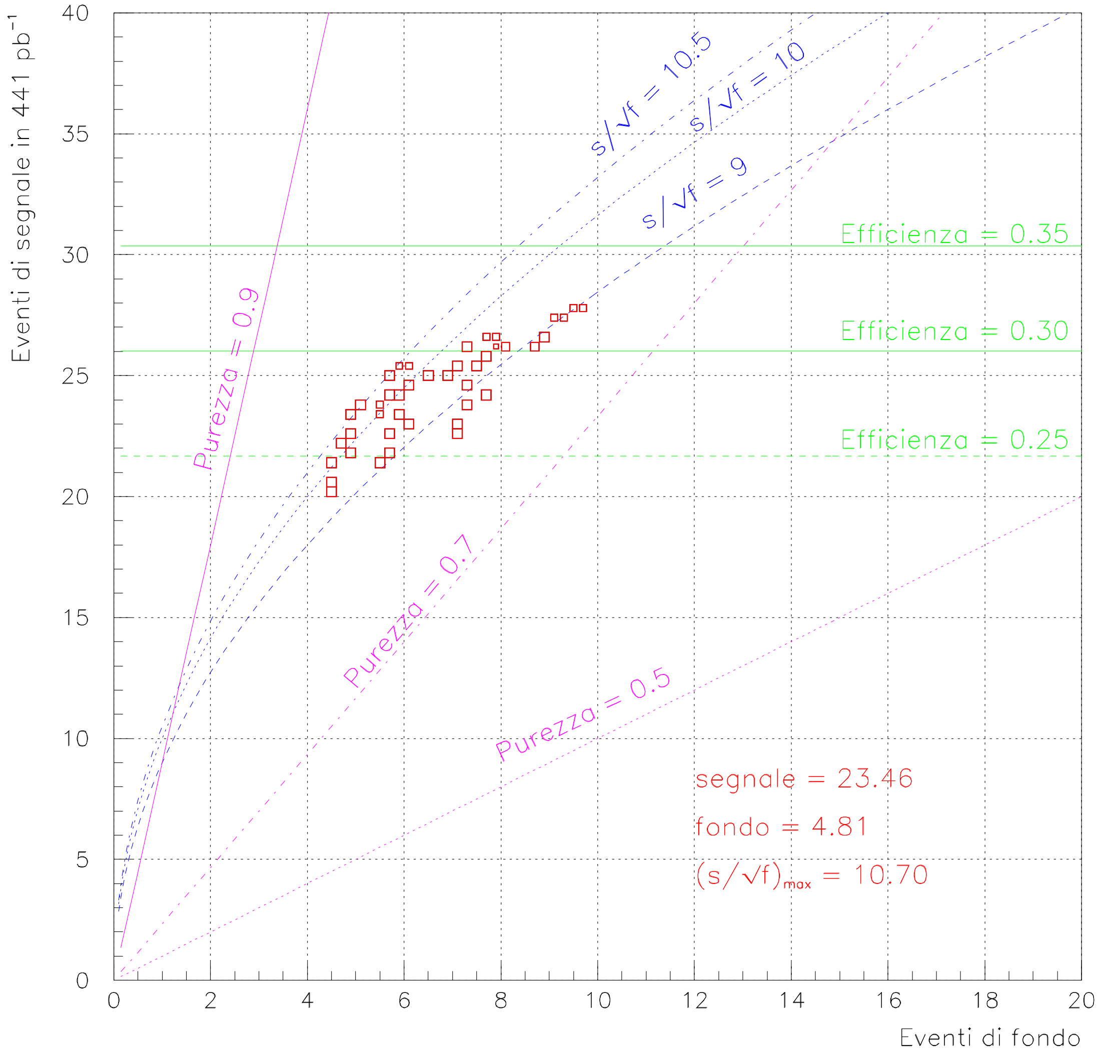

Figura 5.9: *Numero di eventi simulati di segnale e di fondo lasciati da differenti set di tagli sequenziali in 441* pb^{-1}. *Sono inoltre mostrate curve di isopurezza, isoefficienza e* $s/\sqrt{f}$ *=costante.*

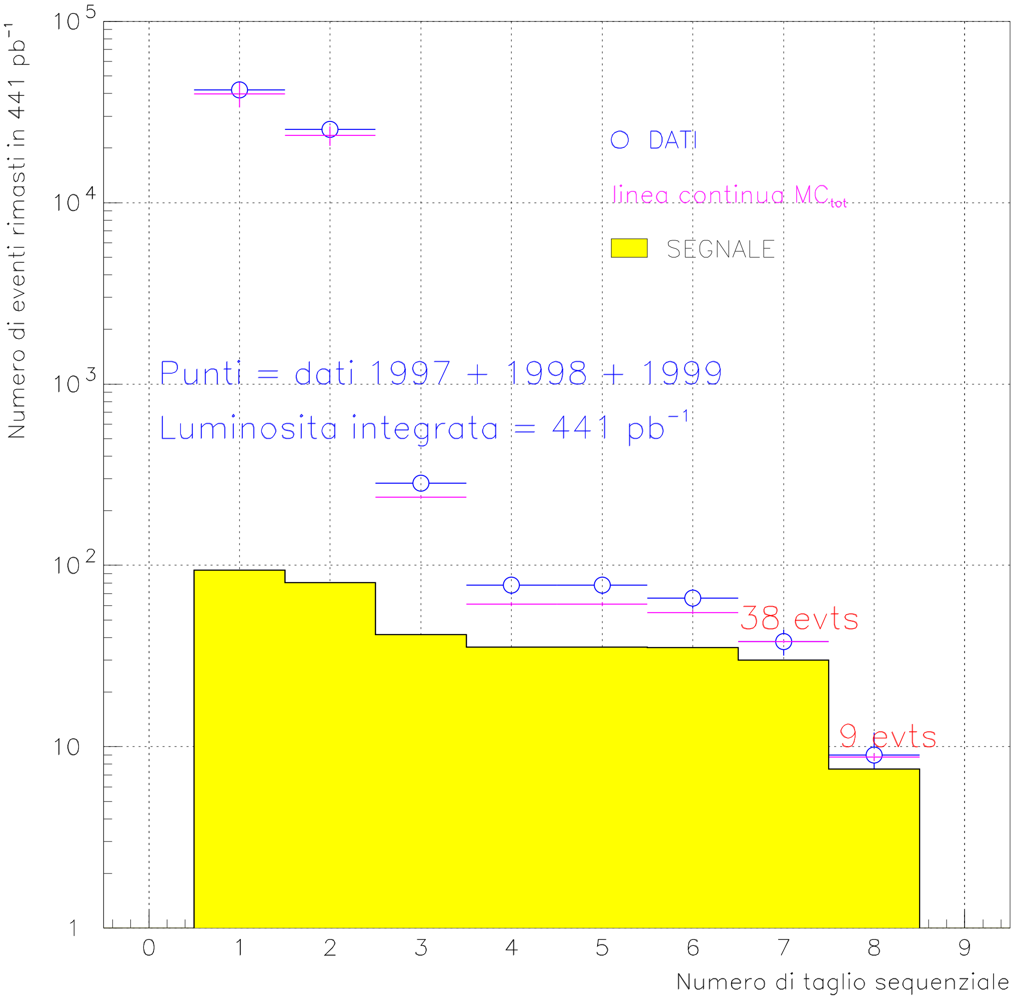

Figura 5.10: *Numero di eventi che sopravvivono ai tagli sequenziali in 441 pb^{-1}. I punti rappresentano gli eventi osservati mentre la linea tratteggiata rappresenta il numero di eventi predetti dal MonteCarlo per (fondo+segnale). In grigio è mostrato il segnale.*

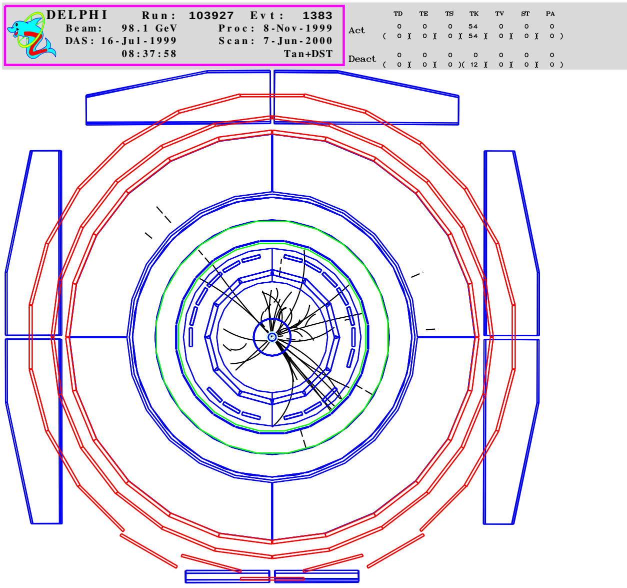

Figura 5.11: *In sezione xy esempio di un evento candidato $\mu\mu qq$ (run=103927 evt=1383) del 1999 a 196 GeV che sopravvive alla procedura di selezione.*

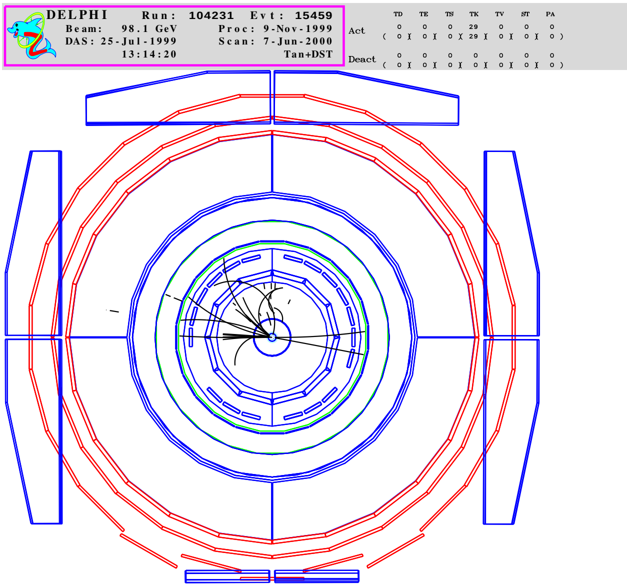

Figura 5.12: *In sezione xy esempio di un evento candidato $\mu\mu qq$ (run=104231 evt=15459) del 1999 a 196 GeV che sopravvive alla procedura di selezione.*

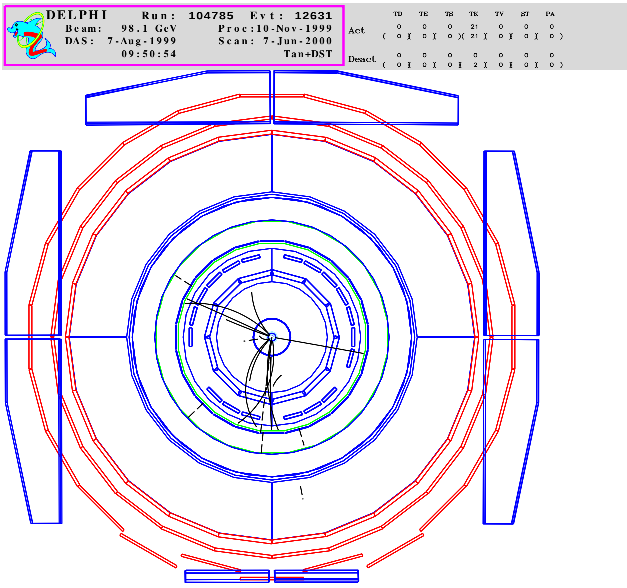

Figura 5.13: *In sezione xy esempio di un evento candidato $\mu\mu qq$ (run=104785 evt=12631) del 1999 a 196 GeV che sopravvive alla procedura di selezione.*

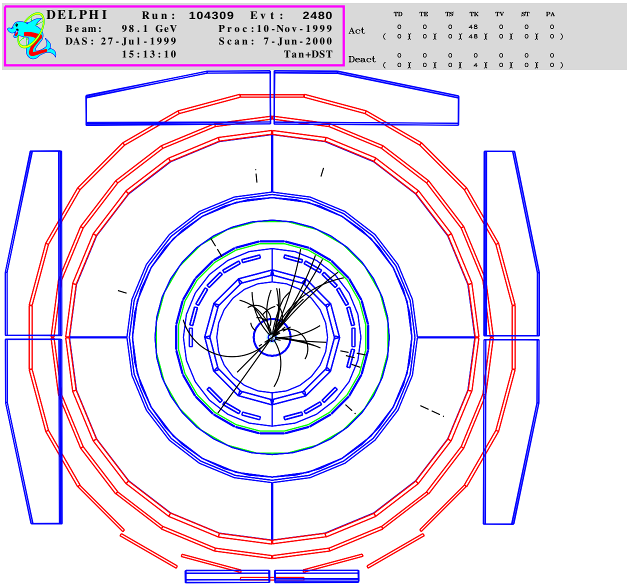

Figura 5.14: *In sezione xy esempio di un evento candidato $\mu\mu qq$ (run=104309 evt=2480) del 1999 a 196 GeV che sopravvive alla procedura di selezione.*

Capitolo 6

Risultati

In questo capitolo viene descritto il calcolo della sezione d'urto per la produzione di eventi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- q\bar{q}$. Il risultato è stato ottenuto utilizzando la procedura di selezione descritta nel capitolo precedente e applicata a dati e MonteCarlo.

La misura preliminare della sezione d'urto $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- q\bar{q}}$ del processo in analisi è solo in seguito confrontata con le aspettazioni del *Modello Standard*. Il *Modello Standard* interpreta infatti lo stato finale $\mu^+\mu^- q\bar{q}$ come conversione nel canale t di una coppia di bosoni neutri ZZ o $Z\gamma^*$. Verranno successivamente illustrati due metodi alternativi per la separazione delle componenti ZZ e $Z\gamma^*$.

6.1 Calcolo di eventi di fondo e di segnale

La procedura di selezione, descritta nel capitolo precedente, mira esclusivamente a selezionare eventi di topologia del tipo $\mu^+\mu^- q\bar{q}$, senza alcuna implicazione da parte del *Modello Standard*.

Il numero di eventi che sopravvivono ai differenti tagli sequenziali è mostrato in Tab. 6.1. Poichè i tagli sequenziali sono applicati indifferentemente sia a campioni di eventi osservati che a campioni di eventi di fondo e di segnale simulati dal MonteCarlo e normalizzati alla luminosità dei dati, è possibile ricavare dalla Tab. 6.1 il numero di eventi di segnale, $\mu^+\mu^- q\bar{q}$, nel campione di dati come differenza tra il numero totale di eventi osservati nei dati e il numero totale di eventi di fondo predetti dal Montecarlo. Al settimo taglio risultano:

- Dati = 38.0 ± 6.0
- (Segnale + Fondo)$_{MC}$ = 38.0 ± 1.0
- (Segnale)$_{MC}$ = 30.0 ± 0.2
- (Fondo)$_{MC}$ = 8.0 ± 1.0

da cui si ricava il numero di eventi di segnale $\mu^+\mu^- q\bar{q}$ nel campione di dati:

Taglio sequenziale	*Dati (97 → 99)*	*(Segnale+Fondo)$_{MC}$ (97 → 99)*	*(Segnale)$_{MC}$ (97 → 99)*
1	41976 ± 205	39792 ± 62	94.4 ± 0.7
2	25423 ± 159	23489 ± 29	80.1 ± 0.7
3	283 ± 17	238 ± 4	41.4 ± 0.5
4	78 ± 9	61 ± 1	35.4 ± 0.4
5	78 ± 9	61 ± 1	35.4 ± 0.4
6	66 ± 8	55 ± 1	35.2 ± 0.4
7	38 ± 6	38 ± 1	30.0 ± 0.2

Tabella 6.1: *Numero di eventi che sopravvivono ai tagli sequenziali di selezione. Sono inoltre mostrati il numero totale di eventi predetti e il numero di eventi di segnale. Il campione utilizzato comprende la statistica dal 1997 al 1999. Gli errori sono quelli statistici del campione MonteCarlo.*

$$\text{Segnale} = \text{Dati} - (\text{Fondo})_{MC} = 30.00 \pm 6.08$$

Il fondo predetto dalla simulazione MonteCarlo è composto da Fondo$_{QCD}$=1.3±0.4 e Fondo$_{WW}$=6.7±0.9.

6.2 Calcolo di efficienza

In prima approssimazione è possibile affermare che l'efficienza di selezione del segnale dipenda dalla massa del γ^* (m_{γ^*}) e dall'angolo polare θ_{γ^*} della composizione vettoriale dei due muoni; in questa ipotesi la dipendenza dell'efficienza dal modello è minima.

La Fig. 6.1 mostra la distribuzione degli eventi di segnale predetti dal MonteCarlo nel piano ($x = m_{\gamma^*}, y = \theta_{\gamma^*}$) prima e dopo la procedura di selezione.

Facendo il rapporto delle due distribuzioni precedenti è possibile analizzare l'andamento dell'efficienza in funzione dell'angolo θ_{γ^*} e della massa m_{γ^*}. La proiezione sull'asse θ_{γ^*} è mostrata in Fig. 6.2 separatamente per la regione di masse alte del γ^* corrispondente a $92\ GeV/c^2 < m_{\gamma^*} < 96\ GeV/c^2$ e per la regione di basse masse del fotone corrispondente a $0\ GeV/c^2 < m_{\gamma^*} < 4\ GeV/c^2$.

Si può constatare che, in entrambe le regioni di massa del γ^* considerate, l'efficienza ha una distribuzione piatta e diversa da zero per angoli θ_{γ^*} compresi tra 0.25 *rad* e 2.88 *rad* circa. Nel caso di basse masse però la distribuzione scende molto più rapidamente a zero e ciò può essere causato sia dalla bassa probabilità del rivelatore di intercettare entrambi i muoni nella regione in avanti sia dal fatto che, in quella regione di massa, i due muoni sono quasi collineari e non sempre risolvibili dai programmi di ricostruzione.

L'efficienza di selezione del segnale ($< \varepsilon >_s$) integrata su tutte le masse del γ^*, utilizzata nel calcolo della sezione d'urto del processo in analisi, è stata valutata pesando

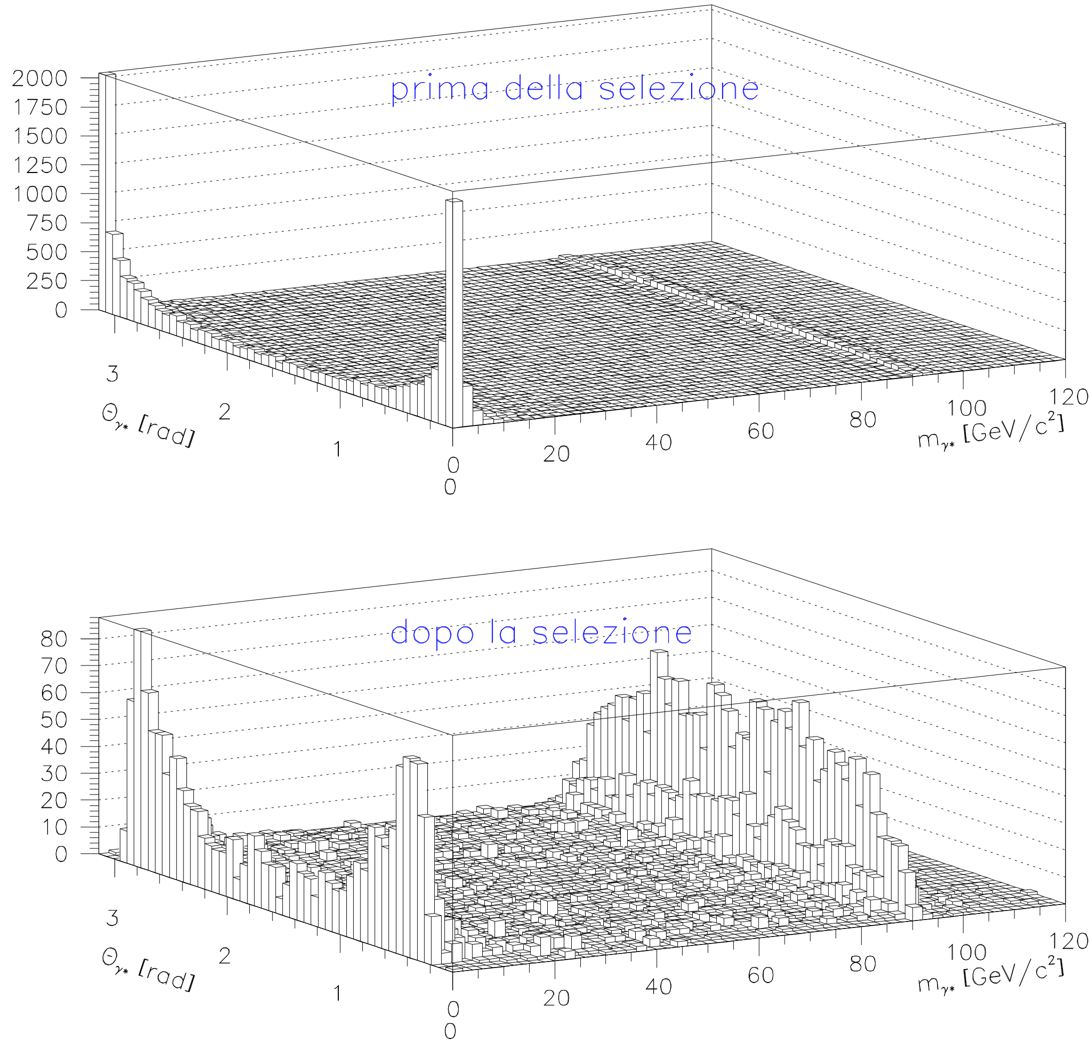

Figura 6.1: *Distribuzione di correlazione degli eventi di segnale MonteCarlo tra m_{γ^*} e θ_{γ^*} prima e dopo la selezione.*

Anno	*Energia (GeV)*	*Luminosità (pb^{-1})*	*Efficienza (%)*
1997	184	55	21.6
1998	188	158	26.9
1999	200	228	29.0

Tabella 6.2: *Energia nel centro di massa, luminosità integrata ed efficienza di selezione del segnale per il campione di dati utilizzati dal 1997 al 1999.*

le efficienze relative ai campioni di eventi di segnale predetti dal MonteCarlo per il 1997, 1998 e 1999 con il rispettivo valore di luminosità integrata raccolta da DELPHI durante i tre anni.

L'efficienza di selezione anno per anno è stata calcolata come il rapporto tra il numero di eventi di segnale dopo e prima la procedura di selezione per i campioni di segnale utilizzati nel 1997, 1998 e 1999 rispettivamente.

In Tab. 6.2 sono riportati i valori di energia nel centro di massa, luminosità integrata ed efficienza di selezione del segnale per il campione di dati utilizzato: si può notare un miglioramento dell'efficienza di selezione con l'aumento dell'energia del fascio.

Il risultato finale ottenuto è:

$$< \varepsilon >_s = \ 27.3\,\% \tag{6.1}$$

In Fig. 6.3 è mostrata la distribuzione di efficienza di selezione del segnale questa volta come funzione della massa del γ^* per differenti livelli di selezione: si può constatare che nella regione di basse masse del γ^* l'efficienza risulta essere molto depressa come già messo in evidenza precedentemente.

In Fig. 6.4 è mostrata la distribuzione dell'angolo polare del γ^* per gli eventi generati e per quelli che passano la selezione dei tagli (in grigio) mentre in Fig. 6.5 è mostrato l'andamento dell'efficienza di ricostruzione del segnale in funzione dell'angolo θ_{γ^*}. Una grande frazione degli eventi generati in avanti (*forward*) e indietro (*backward*) sono persi a causa della bassa efficienza di ricostruzione dei muoni in quelle regioni. L'efficienza di ricostruzione nella parte centrale è del 50% circa.

6.3 Sezione d'urto visibile della reazione in studio

La sezione d'urto totale $\sigma_{e^+e^-\to\ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$ è stata calcolata utilizzando il numero totale di eventi che sopravvivono alla procedura di selezione (*Dati*), il numero di eventi di fondo predetti dal MonteCarlo (*Fondo*), l'efficienza media di selezione del segnale ($< \varepsilon >_s$) e la luminosità integrata raccolta dal 1997 al 1999 ($\int L_{97+98+99}$).

Il valore della sezione d'urto del processo in analisi e del suo errore statistico sono

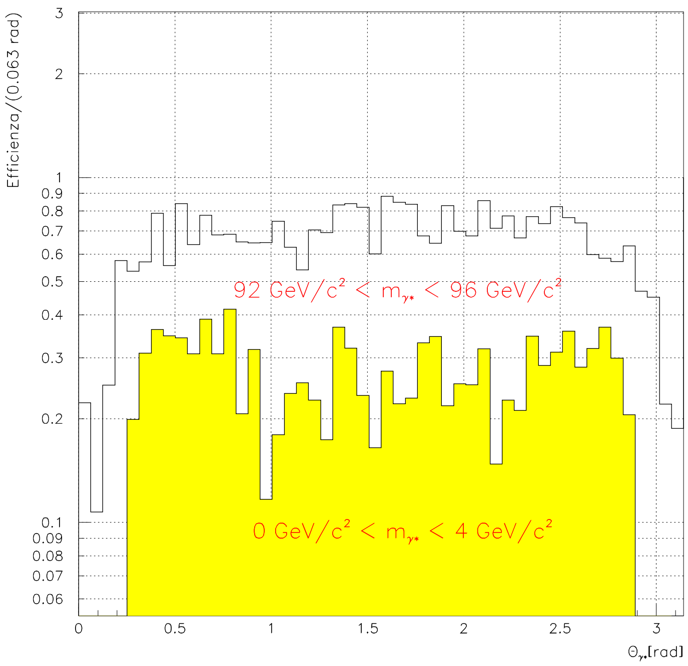

Figura 6.2: *Andamento dell'efficienza in funzione di θ_{γ^*} nel caso di alte e basse masse (in grigio) del γ^*.*

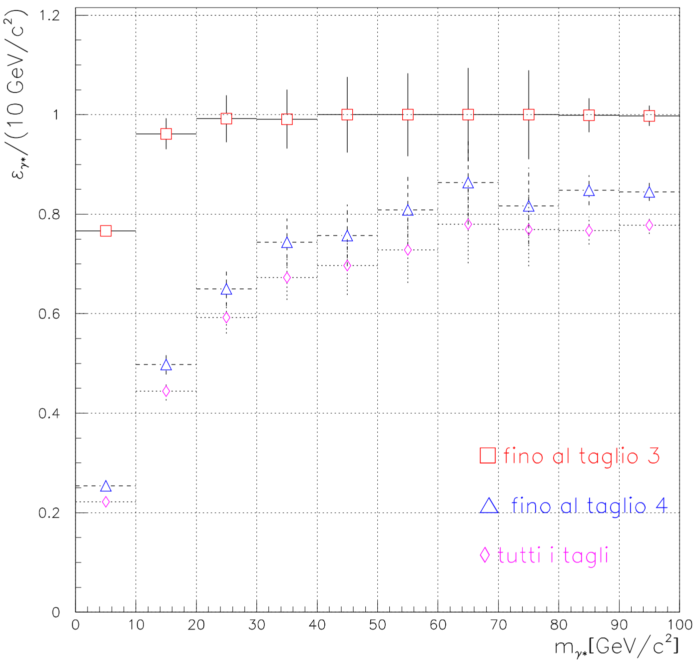

Figura 6.3: *Andamento dell'efficienza di selezione del segnale in funzione della massa del γ^* a differenti livelli della procedura di selezione.*

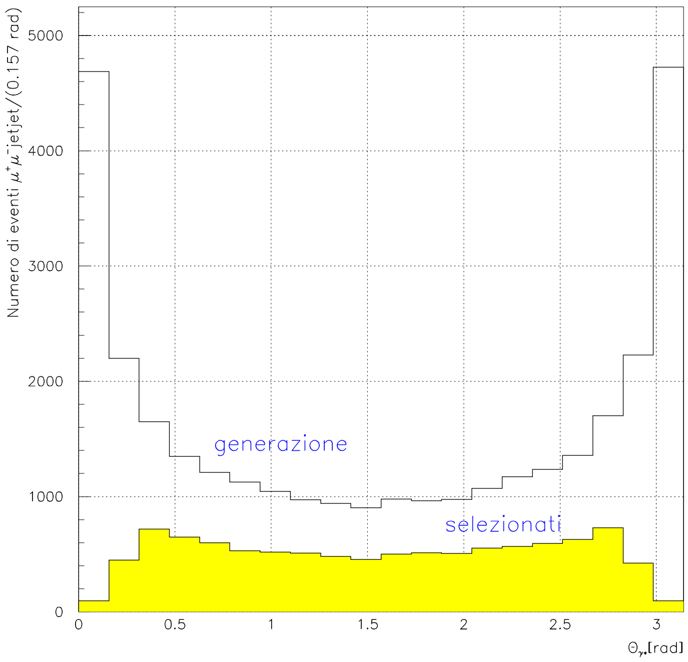

Figura 6.4: *Distribuzione di θ_{γ^*} per gli eventi alla generazione e per quelli selezionati (in grigio).*

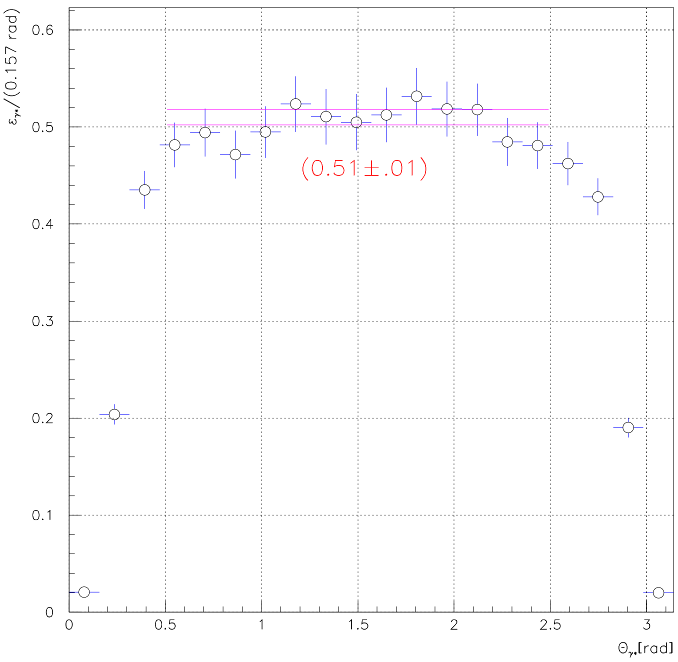

Figura 6.5: *Andamento dell'efficienza di ricostruzione del segnale in funzione del θ_{γ^*}.*

stati calcolati utilizzando le equazioni (6.2) e (6.3) rispettivamente:

$$\sigma_{e^+e^-\rightarrow\ \mu^+\mu^-q\bar{q}} = \frac{Segnale}{\int L_{97+98+99}\cdot <\varepsilon>_s} = \frac{Dati - Fondo}{\int L_{97+98+99}\cdot <\varepsilon>_s} \qquad (6.2)$$

$$\triangle\sigma_{e^+e^-\rightarrow\ \mu^+\mu^-q\bar{q}} = \frac{\sqrt{Dati}}{\int L_{97+98+99}\cdot <\varepsilon>_s} \qquad (6.3)$$

Nell'equazione (6.3) il contributo degli errori statistici dovuto all'incertezza su fondo, L ed $<\varepsilon>_s$ non compare in quanto è stato valutato essere pari al 5 $^0/_{00}$ e quindi trascurabile.

Il risultato ottenuto in tal modo è:

$$\sigma_{e^+e^-\rightarrow\ \mu^+\mu^-q\bar{q}} = (0.249 \pm 0.051(stat))\ pb \qquad (6.4)$$

La stessa sezione d'urto è stata calcolata più correttamente tenendo conto delle distibuzioni del fondo e dell'efficienza costruite entrambe istogrammando la correlazione tra $m_{\mu^+\mu^-}$ e m_{jetjet} come nei dati, ottenendo il seguente risultato:

$$\sigma_{e^+e^-\rightarrow\ \mu^+\mu^-q\bar{q}} = (0.256 \pm 0.051(stat))\ pb \qquad (6.5)$$

In Fig. 6.6 è rappresentato il plot di correlazione $m_{\mu^+\mu^-}$ e m_{jetjet} degli eventi osservati che sopravvivono alla procedura di selezione dopo la sottrazione del fondo e la correzione per l'efficienza. In figura sull'asse delle x è riportato il valore della massa ricostruita $\mu^+\mu^-$ (GeV/c^2), sull'asse delle y il valore della massa ricostruita $q\bar{q}$ (GeV/c^2) e sull'asse delle z il numero degli eventi osservati dopo la sottrazione del fondo e la correzione per l'efficienza.

6.4 Ricostruzione di massa

Al fine di interpretare lo stato finale $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ come produzione nel canale *t* di una coppia di bosoni ZZ o $Z\gamma^*$, così come predetto dal *Modello Standard*, si è resa necessaria la ricostruzione di massa invariante del sistema del γ^*.

Lo stato finale $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ è dominato dal processo $Z\gamma^*$ nella regione di basse masse della coppia di leptoni $\mu^+\mu^-$ e dal processo ZZ alle alte masse. Sono stati distinti, a tal fine, tre casi: se la massa $m_{\mu^+\mu^-}$ è circa uguale alla massa m_{jetjet} ed entrambe sono dell'ordine di 90 GeV/c^2 allora si può sostenere che entrambe le coppie di fermioni provengano dal decadimento di una coppia ZZ . Negli altri due casi, corrispondenti allo stato intermedio $Z\gamma^*$, si distingue tra la situazione massa $m_{\mu^+\mu^-}$ molto minore della massa m_{jetjet} (minima massa del γ^* che decade successivamente nella coppia di muoni) e la situazione meno frequente in cui la massa $m_{\mu^+\mu^-}$ sia molto maggiore della massa m_{jetjet} (massima massa del γ^* che decade successivamente nella coppia di jets).

In Fig. 6.7 e Fig. 6.8 sono mostrate le distribuzioni della minima e massima massa dei dati nel piano ($m_{\mu^+\mu^-}, m_{jetjet}$): i punti rappresentano i dati mentre gli istogrammi corrispondono alle predizioni del MonteCarlo. Il buon accordo osservato in quantità e qualità convalida le predizioni del *Modello Standard*.

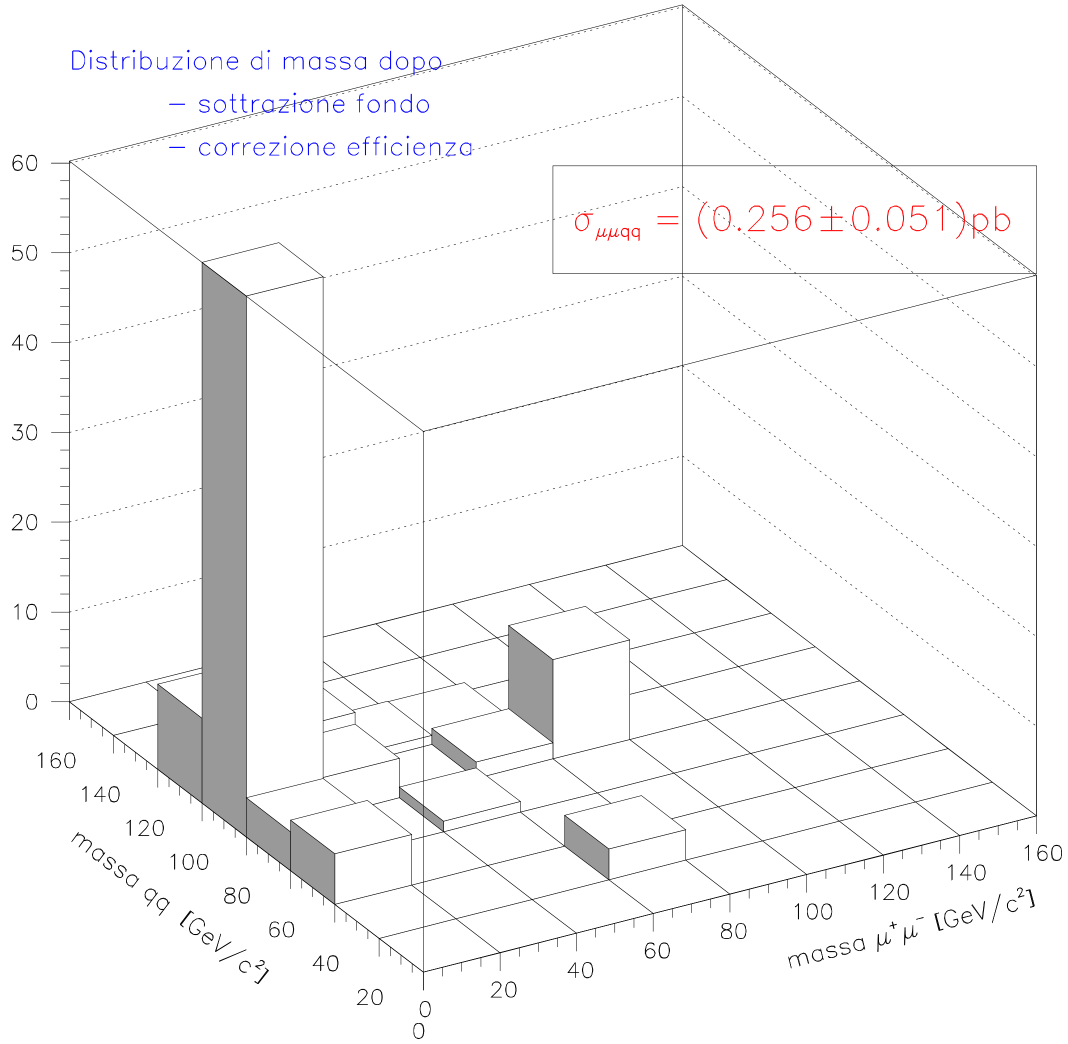

Figura 6.6: *Plot di correlazione tra $m_{\mu^+\mu^-}$ e m_{jetjet} nei dati dopo la sottrazione del fondo e la correzione per l'efficienza.*

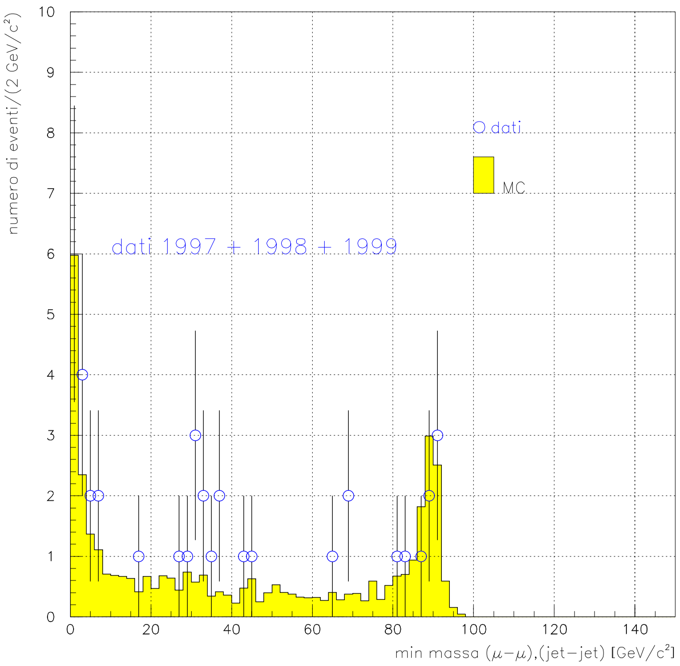

Figura 6.7: *Distribuzione della minima massa del sistema* $\mu^+\mu^- jetjet$.

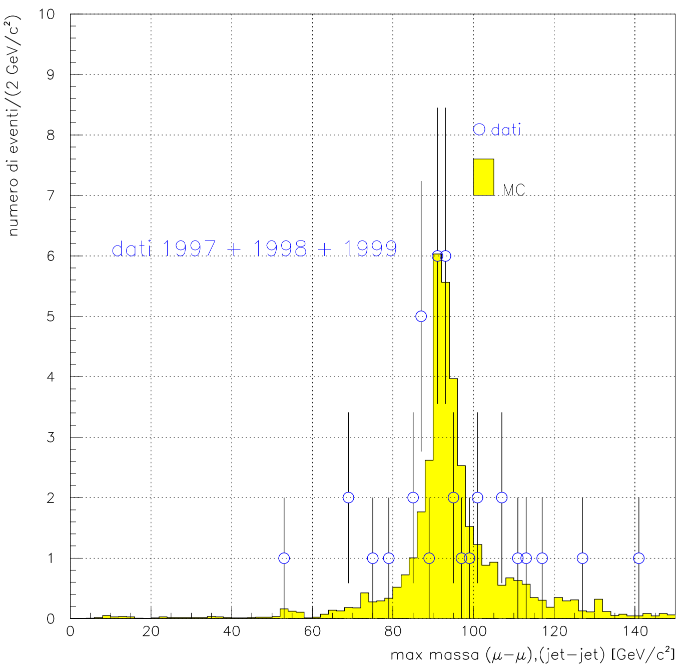

Figura 6.8: *Distribuzioni della massima massa del sistema* $\mu^+\mu^- jetjet$.

Sorgente	*Errore* Δ_σ
scelta dei tagli	0.001
conoscenza del fondo	0.011
statistica MC	0.010
TOTALE	0.015

Tabella 6.3: *Sommario degli errori sistematici.*

6.5 Errori sistematici

In questa sezione sono descritte le sorgenti di errore sistematico, riassunte in Tab. 6.3 con il rispettivo contributo all'errore totale, che sono intervenute nel calcolo della sezione d'urto $\sigma_{e^+e^- \to \ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$.

6.5.1 Scelta dei tagli

Per tenere conto dell'errore sistematico indotto dalla scelta del set di tagli da applicare agli eventi, è stato individuato sulla curva $\left(\frac{s}{\sqrt{f}}\right)_{max}$ un punto al quale corrispondesse un insieme molto diverso di tagli ma con simile rapporto tra s e $\sqrt{f}$. La variazione della sezione d'urto totale calcolata con questa nuova scelta di tagli imposti nella procedura di selezione è stata presa come errore sistematico pari a 0.001.

6.5.2 Conoscenza del fondo

Un'altra sorgente di errore sistematico è rappresentata dal grado di conoscenza del fondo. Per verificare se il MonteCarlo sia in grado di riprodurre correttamente i dati nella regione selezionata attraverso la scelta dei tagli per il canale $e^+e^- \to \ \mu^+\mu^- jetjet$, si può pensare di investigare una regione complementare alla precedente dove però il segnale sia molto inferiore al fondo.

A questo proposito è stata invertita la richiesta del taglio n^o 4, ovvero si è passati dalla condizione di isolamento della coppia di muoni ad una situazione di non-isolamento richiedendo la presenza di almeno una traccia carica con momento maggiore di 2 GeV in un cono di 0.4 rad costruito attorno ad ognuno dei due muoni. In questa nuova regione si è trovato al quarto taglio:

- Dati = 205.00 $\pm$ 14.32
- (Segnale + Fondo)$_{MC}$ = 176.51 $\pm$ 4.04
- (Segnale)$_{MC}$ = 5.98 $\pm$ 0.18

- (Fondo)$_{MC}$ = 170.53 $\pm$ 4.04
- Efficienza = 31.6$\%$

Essendo il numero di eventi osservati nei dati pari a 205 e il numero di eventi di (fondo+segnale) predetto dal MonteCarlo pari a 176.51, il fondo per il calcolo della sezione d'urto visibile è stato scalato di un fattore (205/176.51) che rappresenta appunto una stima del grado di conoscenza del fondo pari al 15%. Il valore della sezione d'urto calcolato tenendo conto del grado di conoscenza del fondo ha comportato una variazione considerata come errore sistematico pari a 0.011.

6.5.3 Statistica MonteCarlo

Ulteriori incertezze provengono dalla limitata statistica MonteCarlo, ovvero dall'influenza che il MonteCarlo può avere sulla stima del fondo e dell'efficienza di selezione nel calcolo della sezione d'urto. La variazione della sezione d'urto dovuta alla statistica MonteCarlo comporta un errore statistico pari a 0.010.

6.6 Separazione del contributo ZZ e $Z\gamma^*$

Il risultato finale ottenuto tenendo conto anche degli errori sistematici è:

$$\sigma_{e^+e^- \to \, \mu^+\mu^- q\bar{q}} \; = (0.256 \pm 0.051(stat) \pm 0.015(sist)) \; pb \tag{6.6}$$

dove il primo errore è statistico ed il secondo è sistematico.

Fino a questo punto dell'analisi non sono state considerate le implicazioni che il *Modello Standard* ha sullo stato finale $\mu^+\mu^- q\bar{q}$: il modello interpreta infatti la reazione $e^+e^- \to \mu^+\mu^- q\bar{q}$ come interazione mediata dalle corrente neutre ZZ e $Z\gamma^*$. Dopo aver verificato che i risultati ottenuti sono compatibili con le predizioni del *Modello Standard* entro gli errori, è legittima la decomposizione in termini delle componenti ZZ e $Z\gamma^*$ a causa dei trascurabili contributi dovuti all'interferenza. In particolare la sezione d'urto di produzione $e^+e^- \to Z\gamma^* \to \mu^+\mu^- q\bar{q}$ non è ancora stata misurata a LEP.

In questa parte del lavoro di analisi è stato separato il contributo alla sezione d'urto di eventi ZZ da quello di eventi $Z\gamma^*$ con due metodi alternativi: il primo metodo consiste nell'assumere che la componente ZZ alla sezione d'urto totale popoli un solo bin del plot di correlazione tra $m_{\mu^+\mu^-}$ e m_{jetjet} che contiene la massa nominale dello Z $\pm 10 \; GeV/c^2$ in entrambe le proiezioni. Si è assunta la restante parte della distribuzione originare da processi $Z\gamma^*$.

L'efficienza media della procedura di selezione, calcolata in questo primo caso utilizzando eventi Montecarlo, è stata trovata essere pari a 69% per la componente ZZ e pari a 21% per la componente $Z\gamma^*$, mentre il numero di eventi di segnale nel campione di dati corretti per l'efficienza è stato trovato essere $N_{ZZ} = 11.1$ ed $N_{Z\gamma^*} = 102.0$.

I valori delle sezioni d'urto $\sigma_{ZZ\rightarrow\ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$ e $\sigma_{Z\gamma^*\rightarrow\ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$ calcolate dividendo N_{ZZ} e $N_{Z\gamma^*}$ per la luminosità integrata $\int L_{97+98+99}$ sono risultati essere:

$$\sigma_{ZZ\rightarrow\ \mu^+\mu^- q\bar{q}} = (0.025 \pm 0.010(stat))\ pb \tag{6.7}$$

$$\sigma_{Z\gamma^*\rightarrow\ \mu^+\mu^- q\bar{q}} = (0.231 \pm 0.050(stat))\ pb \tag{6.8}$$

Il secondo criterio è basato su una procedura di fit e prende in considerazione, oltre alle componenti ZZ e $Z\gamma^*$, anche la componente $\gamma^*\gamma^*$. La distribuzione di correlazione $Dati\ (m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}})$ nel piano $(m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}})$ è stata descritta come sovrapposizione di componenti ZZ, $Z\gamma^*$, $\gamma^*\gamma^*$ e fondo la cui forma è stata calcolata usando eventi simulati.

Per calcolare le distribuzioni bidimensionali degli eventi che originano da processi $ZZ\ (m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}})$, $Z\gamma^*\ (m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}})$ e $\gamma^*\gamma^*\ (m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}})$, i quali abbiano superato la procedura di selezione descritta nel capitolo precedente, è stato utilizzato il generatore MonteCarlo `EXCALIBUR`. Il termine di interferenza, essendo piccolo, è stato trascurato. Per tenere conto della probabilità che ogni evento MonteCarlo sia stato originato da un particolare canale di produzione, è stato riempito il bin dell'istogramma con una frazione di evento pari alla probabilità data da `EXCALIBUR`. Anche la distribuzione di massa degli eventi di fondo, $fondo\ (m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}})$, è stata calcolata utilizzando eventi simulati di QCD e WW.

Queste quattro distribuzioni sono state utilizzate come un input al *likelihood fit* applicato alla distribuzione dei dati nel piano $(m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}})$. Sono stati considerati come parametri liberi del fit il numero degli eventi che provengono dai contributi ZZ, $Z\gamma^*$, $\gamma^*\gamma^*$ e fondo: N_{ZZ}, $N_{Z\gamma^*}$, $N_{\gamma^*\gamma^*}$ e N_{fondo}. La distribuzione degli eventi nei dati è stata quindi parametrizzata secondo l'equazione (6.9):

$$\begin{aligned} Dati(m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}}) &= N_{ZZ} \cdot ZZ\ (m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}}) \\ &+ N_{Z\gamma^*} \cdot Z\gamma^*\ (m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}}) \\ &+ N_{\gamma^*\gamma^*} \cdot \gamma^*\gamma^*\ (m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}}) \\ &+ N_{fondo} \cdot fondo\ (m_{\mu^+\mu^-}, m_{q\bar{q}}) \end{aligned} \tag{6.9}$$

In Fig. 6.9 è mostrata la sovrapposizione delle componenti ZZ, $Z\gamma^*$ e $\gamma^*\gamma^*$ predette dal Montecarlo per il segnale dopo la selezione ed utilizzate come input al *likelihood fit* mentre in Fig. 6.10 e Fig. 6.11 sono mostrate le componenti ZZ e $Z\gamma^*$ separatamente.

Come risultato del fit si ottengono i seguenti valori dei parametri:

$$N_{ZZ} = 7.6^{+3.3}_{-2.6} \tag{6.10}$$

$$N_{Z\gamma^*} = 26.4^{+5.8}_{-5.1} \tag{6.11}$$

$$N_{\gamma^*\gamma^*} = 2.1^{+2.5}_{-1.6} \tag{6.12}$$

Il numero di eventi di fondo N_{fondo}, calcolato attraverso la procedura di fit, è risultato essere compatibile con zero e più piccolo di 1.8 al 95% CL. Se N_{fondo} è fissato al numero di eventi di fondo predetto dalla simulazione (8.00 $\pm$ 1.00), si ottiene un numero di eventi $N_{Z\gamma^*} = 24.4^{+5.7}_{-5.0}$, mentre la variazione degli altri parametri è trascurabile.

Dopo aver corretto per l'efficienza media di selezione del segnale, parametrizzata come funzione delle due masse, la misura preliminare dei contributi alla sezione d'urto di produzione $\mu^+\mu^- q\bar{q}$, pesata per la luminosità media, sono risultati essere:

$$\sigma_{ZZ} = (0.025 \pm 0.010(stat)) \tag{6.13}$$
$$\sigma_{Z\gamma^*} = (0.22 \pm 0.05(stat)) \tag{6.14}$$
$$\sigma_{\gamma^*\gamma^*} = (0.02 \pm 0.01(stat)) \tag{6.15}$$

Se si tiene conto degli errori sistematici descritti nella sezione precedente e della differenza tra i risultati sopra ottenuti quando si sia considerato N_{fondo} come parametro libero o come parametro fissato alla simulazione, la misura preliminare di $\sigma_{Z\gamma^*}$ diventa:

$$\sigma_{Z\gamma^*} = (0.22 \pm 0.05(stat) \pm 0.016(sist)) \tag{6.16}$$

Le sezioni d'urto $\sigma_{Z\gamma^*}$ e $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ sono risultate dipendere in modo trascurabile da σ_{ZZ}.

La distribuzione di massa invariante dei dati qq e $\mu\mu$ è mostrata nelle figure Fig. 6.12 e Fig. 6.13 rispettivamente insieme con il risultato del fit. Nelle figure i punti rappresentano i dati mentre gli istogrammi rappresentano la distribuzione di massa ottenuta con il fit. In Fig. 6.13 sono anche mostrati i rispettivi contributi delle componenti ZZ e $Z\gamma^*$.

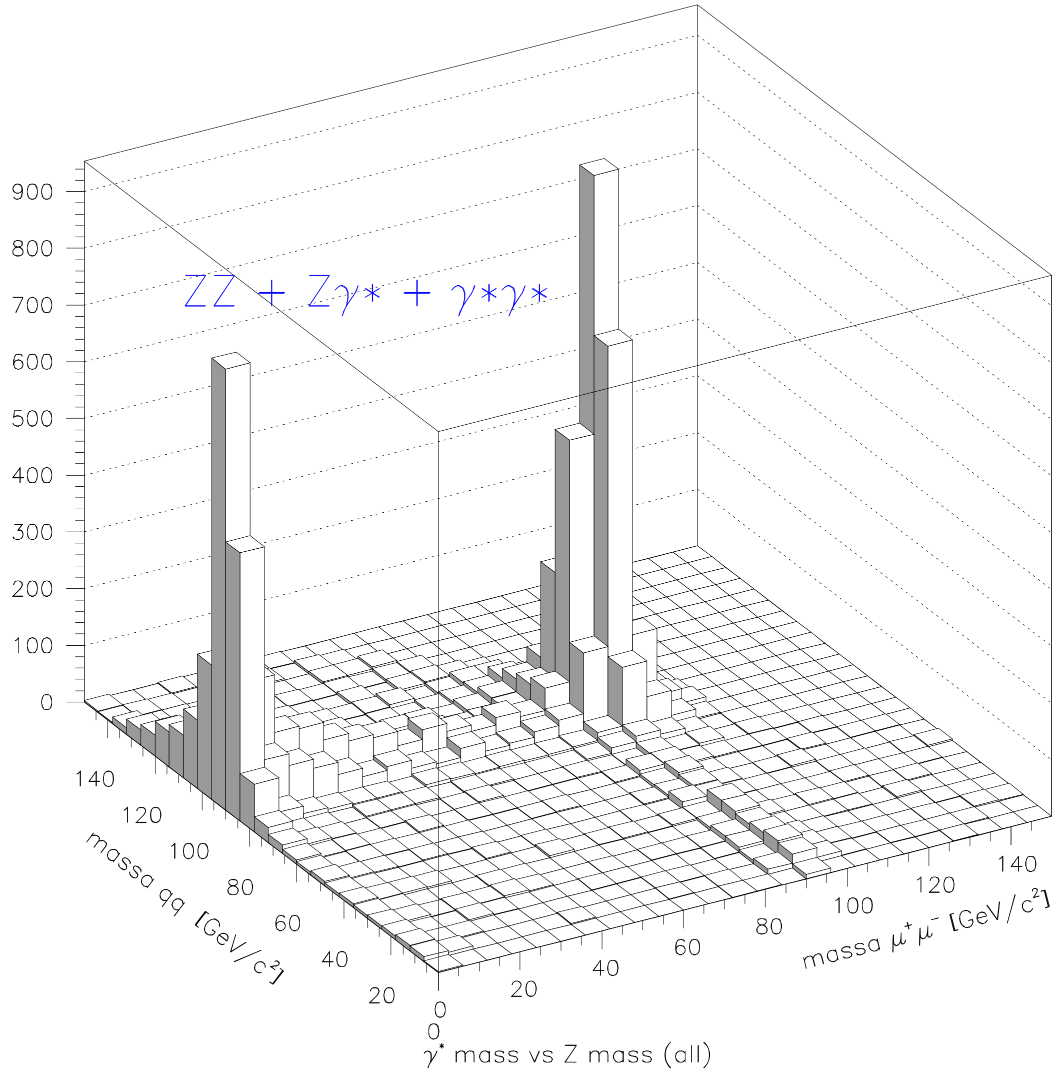

Figura 6.9: *Sovrapposizione delle componenti ZZ $Z\gamma^*$ e $\gamma^*\gamma^*$ predette dal MonteCarlo per il segnale dopo la selezione.*

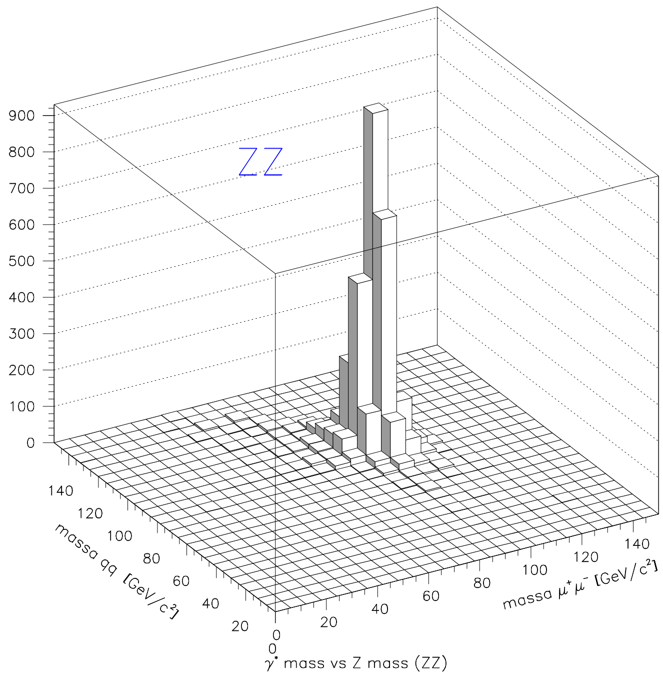

Figura 6.10: *Distribuzione di massa del segnale predetto dal MonteCarlo per la componente ZZ dopo la selezione.*

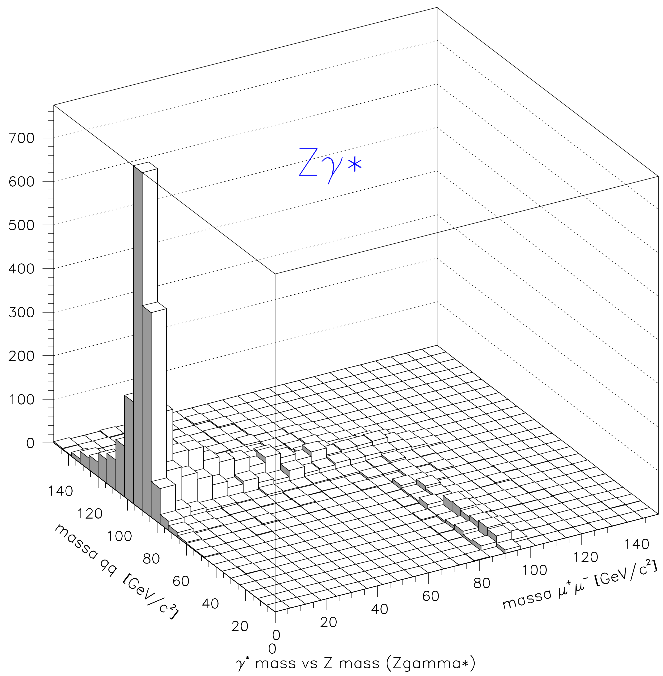

Figura 6.11: *Distribuzione di massa del segnale predetto dal MonteCarlo per la componente $Z\gamma^*$ dopo la selezione.*

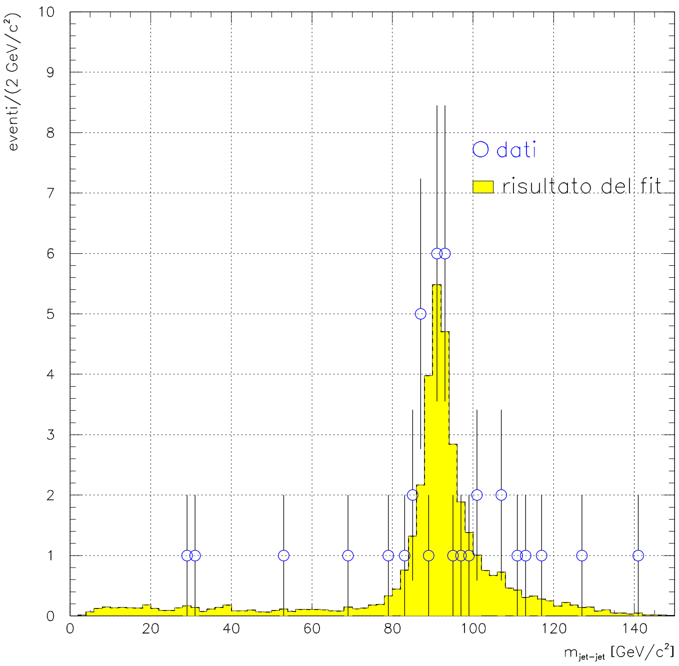

Figura 6.12: *Distribuzione di massa m_{jetjet}. I punti indicano i dati mentre gli istogrammi indicano il risultato del fit.*

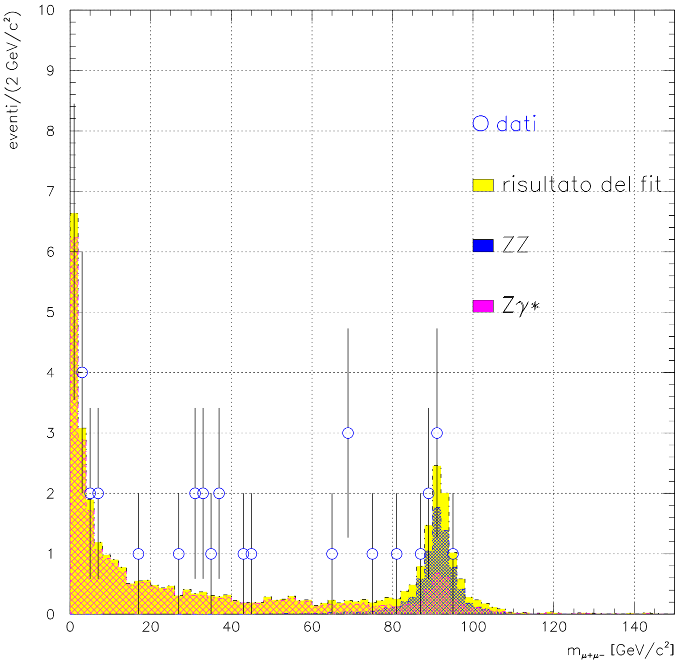

Figura 6.13: *Distribuzione di massa $m_{\mu^+\mu^-}$. I punti indicano i dati mentre gli istogrammi indicano il risultato del fit. Sono anche mostrati i rispettivi contributi delle componenti ZZ e $Z\gamma^*$.*

Capitolo 7

Interpretazione in termini di accoppiamenti anomali

Oltre i diagrammi del *Modello Standard* già discussi nel secondo capitolo, all'ordine più basso della teoria delle perturbazioni, si può immaginare una nuova classe di diagrammi con accoppiamenti tra bosoni neutri di gauge, detti *Neutral Trilinear Gauge Couplings* non previsti dal *Modello Standard*. L'esistenza di questi accoppiamenti avrebbe come conseguenza un aumento della sezione d'urto dei processi a 4 fermioni.

In questo capitolo, dopo una breve introduzione fenomenologica [17], viene descritto il codice di calcolo `DELTGC` [18] che include questi accoppiamenti anomali oltre il *Modello Standard* e permette così di valutare le variazioni della sezione d'urto teorica dovute alla presenza dei *Neutral Trilinear Gauge Couplings*. Le variazioni sono in seguito confrontate con la determinazione sperimentale di $\sigma_{\mu\mu qq}$, verificando in tal modo l'eventuale esistenza dei coefficienti anomali.

7.1 Introduzione fenomenologica

Una delle più importanti conseguenze della simmetria $SU(2) \times U(1)$ del *Modello Standard* è l'esistenza degli accoppiamenti non abeliani di bosoni di gauge γ, W e Z^0, descritti nel secondo capitolo. Il *Modello Standard* esclude però l'esistenza di diagrammi in cui l'accoppiamento avvenga tra bosoni di gauge neutri tipo $ZV\gamma$, con $V = Z, \gamma$.

Al di fuori del *Modello Standard* il vertice $ZV\gamma$ è stato parametrizzato in termini di funzioni di vertice che coinvolgono quattro termini indipendenti h_i^V $(i = 1, 2, 3, 4)$: nel *Modello Standard* ognuno di questi termini è nullo al livello del diagramma ad albero. Tenendo conto che il bosone di gauge V può denotare sia uno Z che un γ, si hanno in realtà 8 parametri indipendenti. Il vertice ZVZ, con $V = Z, \gamma$, comporterebbe la presenza di altri termini (f_i^V $(i = 3, 4)$) ai quali la presente analisi non è sensibile.

I parametri sono descritti attraverso l'uso di un fattore di forma, $h_i^V(s) = h_{i0}^V/(1 + s/\Lambda^2)^n$, dove h_{i0}^V è il valore limite dell'accoppiamento per $s = 0$, Λ rappresenta la

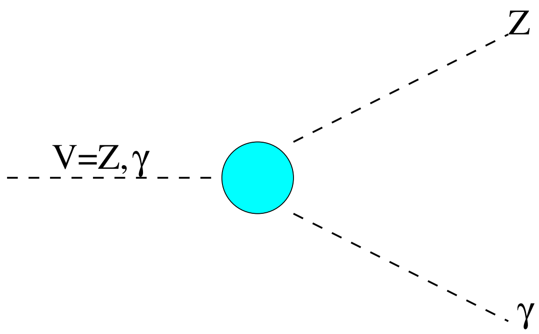

Figura 7.1: *Accoppiamento trilineare neutro $ZV\gamma$.*

scala di energia a cui l'interazione dovrebbe divenire manifesta ed n è una potenza sufficientemente grande da assicurare la conservazione di unitarietà ad alta energia.

Convenzionalmente $n = 3$ è usato per $h^V_{1,3}$ ed $n = 4$ per $h^V_{2,4}$, quindi la minima dimensionalità che gli operatori gauge invarianti devono avere per contribuire alla lagrangiana $\mathcal{L}_{ZV\gamma}$ è 8. I termini in h_1 e h_2, in particolare, sono *CP-violating* e quelli in h_3 e h_4 sono *CP-conserving*. I dettagli del calcolo per le ampiezze di elicità per il vertice $ZV\gamma$ sono riportati nella Appendice B.

Va osservato che nei *Neutral Trilinear Gauge Couplings* lo scambio del bosone di gauge V avviene nel canale *s*, vedi Fig. 7.1, contrariamente al caso del *Modello Standard* in cui si aveva un elettrone scambiato nel canale *t*. Questo implica che la distribuzione angolare sia molto diversa nei due casi: la regione cinematica sensibile agli accoppiamenti $ZV\gamma$ corrisponde ad un singolo fotone di alta energia emesso a grande angolo rispetto alla direzione del fascio.

7.2 Calcolo dei limiti superiori

Il calcolo dei processi a 4 fermioni, con particolare attenzione per gli accoppiamenti anomali neutri, è stato fatto utilizzando `DELTGC`, un programma sviluppato all'interno della collaborazione DELPHI. `DELTGC` è composto da un insieme di *routines* di manipolazione algebrica ed integrazione numerica per il calcolo di sezioni d'urto di processi $e^+e^- \to 4f$ alle energie di LEP200 e per la generazione di eventi o distribuzioni differenziali di un particolare stato finale.

Il programma `DELTGC` permette quindi di calcolare sezioni d'urto e distribuzioni di processi a 4 fermioni cui contribuiscono anche i *Neutral Trilinear Gauge Couplings*.

Nel caso di accoppiamenti tra bosoni di gauge neutri, la più semplice parametrizzazione del vertice $ZV\gamma$ è della forma:

$$\Gamma^{ZV\gamma}_{\mu\alpha\beta} = \frac{s - m_V^2}{m_Z^2} \left\{ h_1^V(\bar{q}_\mu g_{\alpha\beta} - \bar{q}_\alpha g_{\mu\beta}) + \frac{h_2^V}{m_Z^2} p_\alpha (p \cdot \bar{q} g_{\mu\beta} - \bar{q}_\mu p_\beta) \right.$$

$$h_3^V \epsilon_{\mu\alpha\beta\rho}\bar{q}^\rho + \frac{h_4^V}{m_Z^2} p_\alpha \epsilon_{\mu\beta\rho\sigma} p^\rho \bar{q}^\sigma \Big\} \tag{7.1}$$

dove V denota sia lo scambio di un bosone di gauge Z nel canale s che lo scambio di un bosone di gauge γ nello stesso canale, come mostrato in Fig. 7.1.

Nel programma DELTGC l'utente definisce i parametri di inizializzazione: il processo di cui si desidera calcolare la sezione d'urto e i coefficienti h_i^V dei vertici che si vogliono includere. In *output* si ottengono il valore della sezione d'urto previsto dal *Modello Standard* e le correzioni dovute alla presenza dei termini anomali.

Nell'impossibilità di rappresentare la variazione della sezione d'urto teorica in funzione di otto parametri contemporaneamente, si è considerato l'effetto di un solo coefficiente h_i^V alla volta, ponendo quindi tutti gli altri a zero. In questo caso la sezione d'urto totale del processo viene decomposta come segue:

$$\sigma = \sigma_{SM} + (h_i^V)^2 \cdot \sigma_{anom} + h_i^V \cdot \sigma_{int} \tag{7.2}$$

dove σ_{SM} è il valore della sezione d'urto così come predetto dal *Modello Standard*, σ_{anom} è il valore della sezione d'urto dovuto all'inclusione dell'accoppiamento anomalo proporzionale a h_i^V e σ_{int} è la correzione (positiva o negativa) al valore della sezione d'urto generata dall'interferenza tra i diagrammi standard e quelli anomali.

È stato già detto che la presenza dei *Neutral Trilinear Gauge Couplings* avrebbe come effetto un aumento della sezione d'urto dei processi a 4 fermioni, quindi un eventuale eccesso della sezione d'urto sperimentale $\sigma_{\mu\mu qq}$ rispetto alle previsioni del *Modello Standard* potrebbe essere giustificato con l'esistenza dei parametri h_i^V. Poichè il valore della sezione d'urto sperimentale determinata in questa analisi è confrontabile con quella predetta dal *Modello Standard*, si ha poco spazio per accomodare effetti dovuti ad accoppiamenti anomali. Sono stati quindi calcolati i limiti superiori sul valore dei coefficienti dei possibili accoppiamenti trilineari anomali neutri: il limite su ognuno dei parametri è stato ottenuto ponendo tutti gli altri accoppiamenti pari ai valori predetti dal *Modello Standard* e quindi a zero.

7.3 Determinazione di accoppiamenti anomali

Le regioni degli otto parametri di accoppiamento neutro escluse al 95% Confidence Level (pari a $1.64\ \Delta\sigma$) sono state determinate utilizzando:

- il valore sperimentale della sezione d'urto per il canale $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- q\bar{q}$

$$\sigma_{ZV\gamma} = (0.256 \pm 0.051(stat) \pm 0.015(sist))\ pb$$

- l'aumento aspettato del valore della sezione d'urto teorica come indotto dalla presenza di un solo paramero alla volta, calcolato usando DELTGC. È inclusa l'interferenza con il *Modello Standard* pur essendo stata valutata trascurabile rispetto agli altri termini.

Parametro	*Limite superiore (95% CL)*	*Limite inferiore (95% CL)*
h_1^Z	1.427	-1.412
h_1^γ	0.831	-0.856
h_2^Z	0.806	-0.814
h_2^γ	0.474	-0.482
h_3^Z	3.619	-3.568
h_3^γ	2.291	-2.016
h_4^Z	2.266	-2.341
h_4^γ	1.327	-1.461

Tabella 7.1: *Limite superiore ed inferiore entro il 95% Confidence Level per i parametri di accoppiamento h_i^V ottenuti con i dati raccolti da DELPHI alle energie tra 183-202 GeV.*

- l'intersezione della parabola che rappresenta l'andamento della sezione d'urto teorica in funzione del parametro h_i^V con la retta che rappresenta il valore sperimentale di ($\sigma \pm 1.64\Delta\sigma$) pari al 95% CL.

Nella Tab. 7.1 sono indicati i limiti superiore ed inferiore dei parametri di accoppiamento anomalo h_i^V entro il 95% Confidence Level, al di fuori di questi intervalli sono definite le regioni escluse.

In Fig. 7.2 e Fig. 7.3 sono mostrati gli andamenti della sezione d'urto teorica $\sigma_{\mu\mu qq}^{th}$ in funzione di ciascun coefficiente h_i^Z e h_i^γ rispettivamente. Sono inoltre mostrate le bande di valori della sezione d'urto sperimentale permessi al 95% CL.

In Fig. 7.4 sono rappresentate, in grigio, le regioni escluse al 95% Confidence Level ai parametri di accoppiamento anomalo: sull'asse delle x è riportato il valore dei parametri di accoppiamento anomalo mentre sull'asse delle y sono riportati i parametri di accoppiamento anomalo h_i^V. È inoltre indicato il valore della sezione d'urto sperimentale nel canale $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- q\bar{q}$.

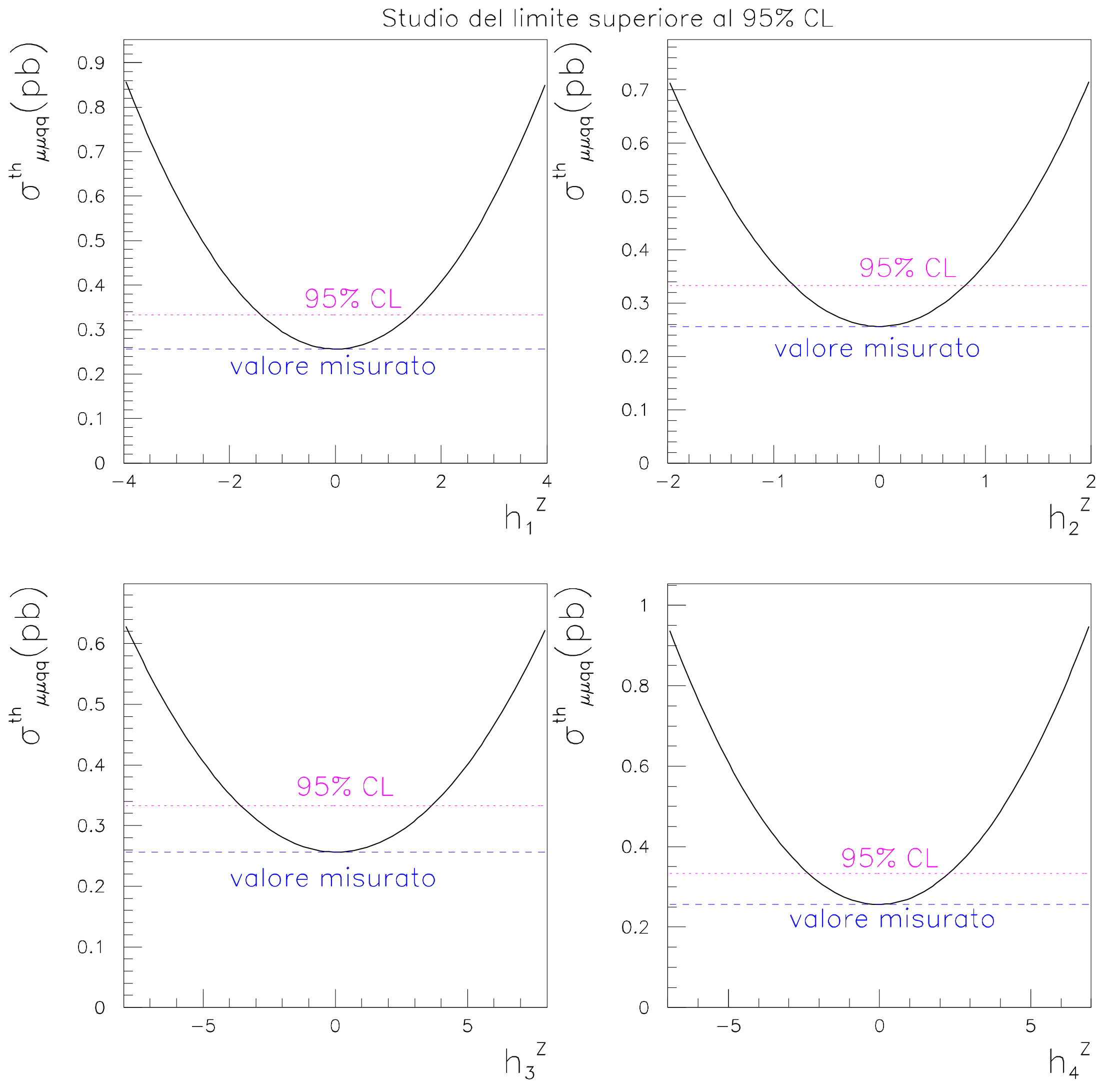

Figura 7.2: *Andamento della sezione d'urto teorica $\sigma^{th}_{\mu\mu qq}$ in funzione di ciascuno dei 4 coefficienti h_i^Z e banda dei valori della sezione d'urto sperimentale permessi al 95% CL. La linea tratteggiata superiore indica il valore sperimentale ($\sigma \pm 1.64\Delta\sigma$).*

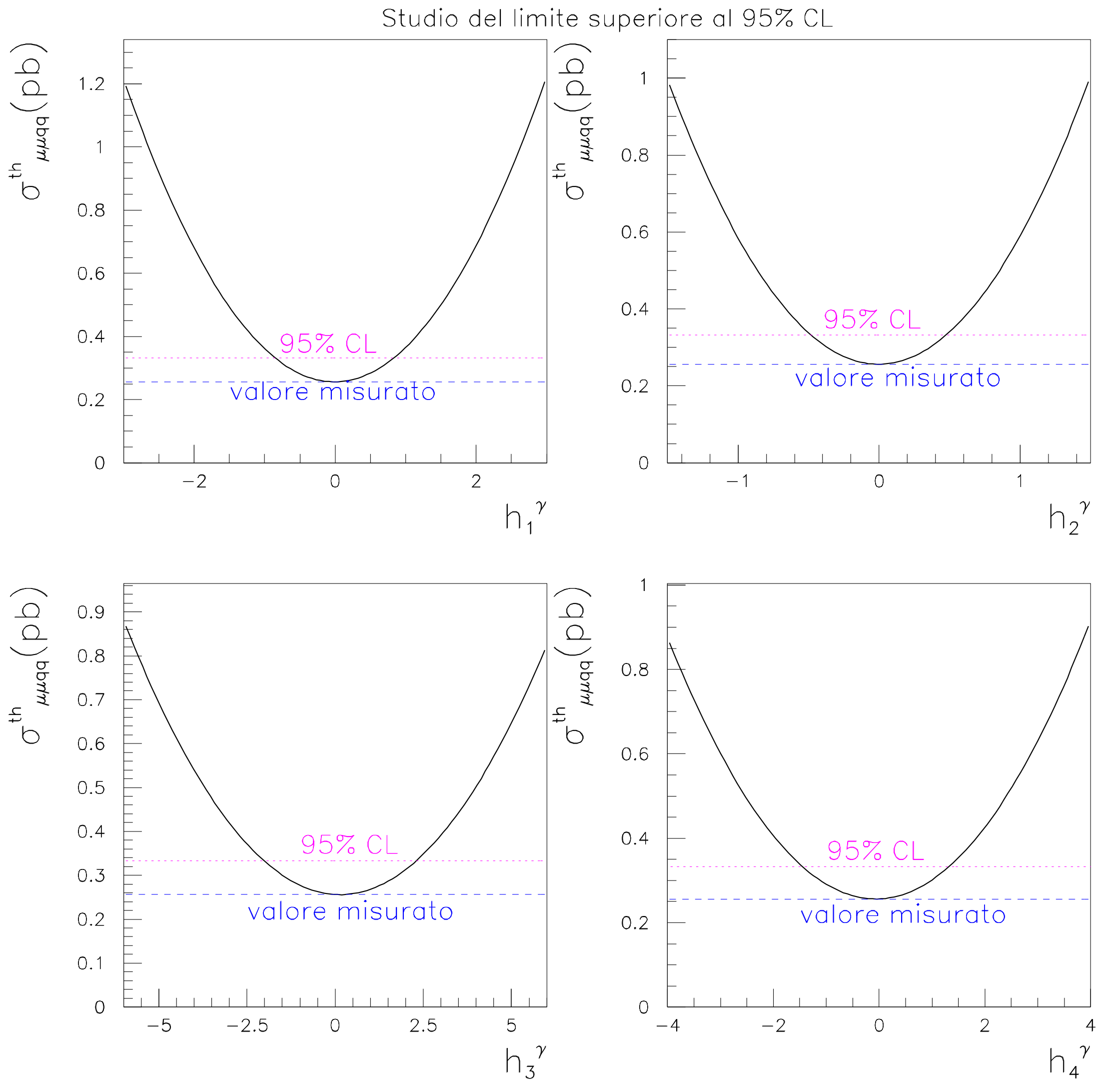

Figura 7.3: *Andamento della sezione d'urto teorica $\sigma^{th}_{\mu\mu qq}$ in funzione di ciascuno dei 4 coefficienti h_i^γ e banda dei valori della sezione d'urto sperimentale permessi al 95% CL. La linea tratteggiata superiore indica il valore sperimentale ($\sigma \pm 1.64\Delta\sigma$).*

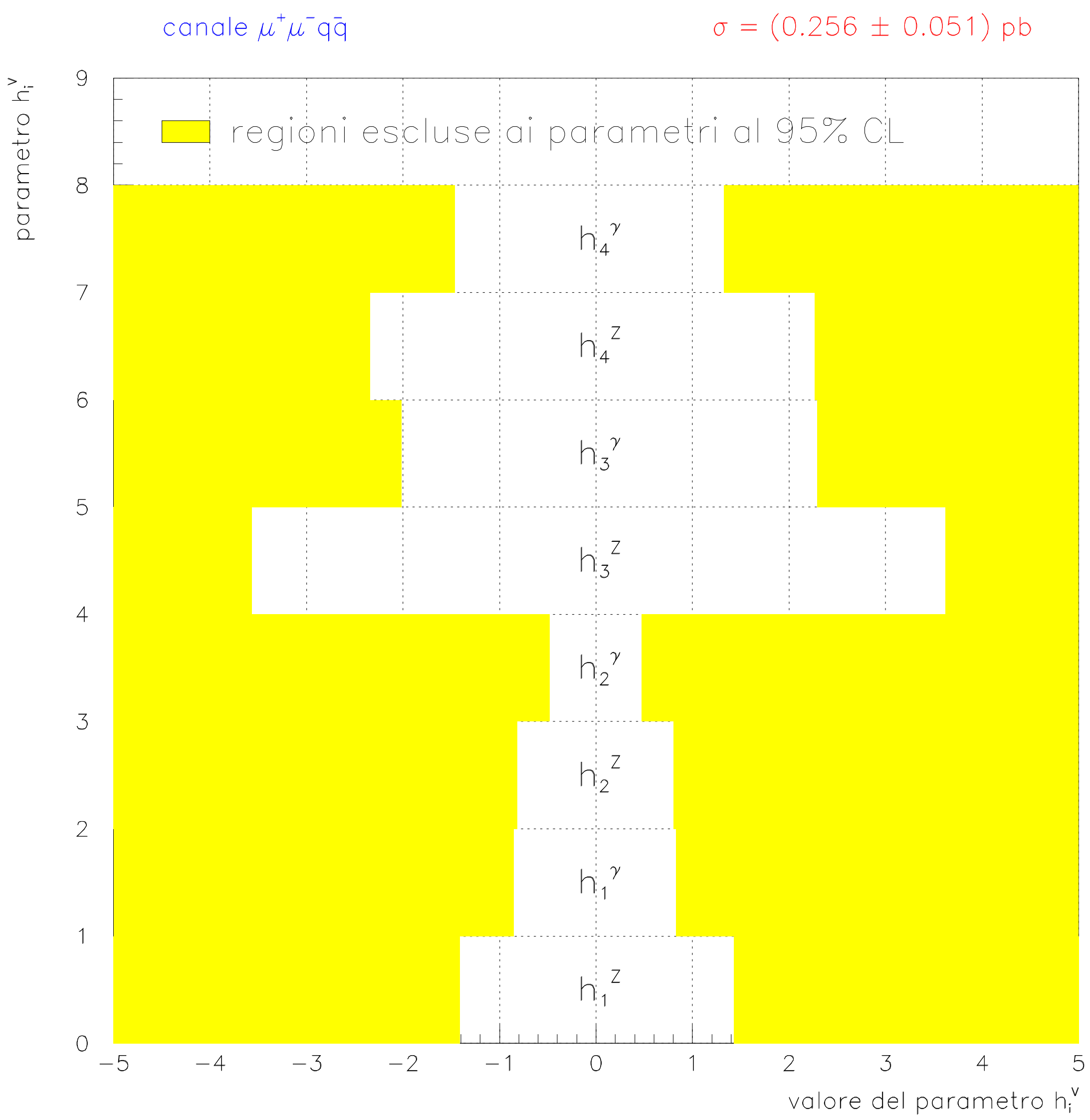

Figura 7.4: *In grigio sono mostrate le regioni di valore escluse ai parametri di accoppiamento anomalo h_i^V al 95% Confidence Level.*

Capitolo 8

Conclusione

In questa tesi è stata presentata l'analisi del processo

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- jetjet$$

utilizzando un campione di 441 pb^{-1} raccolti dall'esperimento DELPHI al LEP durante la fase di alta energia (184-200 GeV) ed in particolare ne è stato calcolato il valore della sezione d'urto corrispondente.

Nella prima parte della tesi, contributo originale, è stata affinata la procedura di analisi basata su una tecnica di selezione impostata su una serie di tagli che, attraverso lo studio di variabili cinematiche, ha consentito l'isolamento di eventi di segnale $\mu^+\mu^- q\bar{q}$ da un fondo largamente dominante costituito soprattutto da eventi $Z\gamma$,con $Z \rightarrow q\bar{q}$ (processi di QCD), eventi $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, con $W \rightarrow adroni$ ed eventi $\gamma\gamma \rightarrow adroni$.

Lo scopo dell'ottimizzazione, basata sull'uso di campioni di eventi simulati, è quello di scegliere il set di tagli che corrisponda al miglior compromesso tra efficienza del segnale e purezza del campione di eventi selezionati. I tagli ottimizzati agiscono su variabili cinematiche caratteristiche della topologia in analisi ovvero la presenza di due muoni isolati, di carica opposta e di alta energia, presenza di attività adronica e valore di energia mancante quasi nullo. Quest'ultima caratteristica è conseguenza della rivelazione dei due muoni. È stato ottenuto un buon accordo tra dati e simulazione MonteCarlo su tutti i livelli dei tagli.

Il numero di eventi di segnale che nel campione di dati sopravvive alla procedura di selezione è:

$$N_{\mu^+\mu^- q\bar{q}} = 30.00 \pm 6.08$$

con un numero di eventi di fondo predetti dal MonteCarlo pari a $N_{fondo} = 8.0 \pm 1.0$ di cui $N_{QCD} = 1.3 \pm 0.4$ e $N_{WW} = 6.7 \pm 0.9$.

La sezione d'urto è stata calcolata sottraendo al numero totale di eventi nel campione di dati il fondo predetto dalla simulazione, correggendo per l'efficienza media di selezione del segnale e tenendo conto degli errori sistematici da attribuirsi alla scelta dei tagli, al grado di conoscenza del fondo e alla limitata statistica MonteCarlo. Il risultato ottenuto è:

$$\sigma_{e^+e^- \to\ \mu^+\mu^- q\bar{q}} = (0.256 \pm 0.051(stat) \pm 0.015(sist))\ pb$$

Va sottolineato che fino a questo punto dell'analisi il risultato è del tutto indipendente dalla possibile interpretazione teorica.

Il *Modello Standard* interpreta la reazione $e^+e^- \to \mu^+\mu^- q\bar{q}$ come interazione mediata da correnti neutre ZZ e $Z\gamma^*$ nel canale *t*. La seconda parte di questo lavoro di analisi, contributo originale, è stato lo sviluppo di due metodi alternativi per la decomposizione della sezione d'urto totale nei contributi ZZ e $Z\gamma^*$. Ciò ha permesso di dare una valutazione preliminare della sezione d'urto $\sigma_{Z\gamma^* \to\ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$ non ancora misurata al LEP.

Con il primo metodo sono stati separati i due contributi alla sezione d'urto totale assumendo che gli eventi ZZ popolino un solo bin del plot di correlazione tra $m_{\mu^+\mu^-}$ e m_{jetjet}, il quale contenga la massa nominale dello Z $\pm 10\ GeV/c^2$ in entrambe le proiezioni. La restante parte della distribuzione si è assunta originare da processi $Z\gamma^*$. Entrambi i contributi sono stati ottenuti sottraendo la distribuzione del fondo al plot di correlazione tra $m_{\mu^+\mu^-}$ e m_{jetjet} nei dati e correggendo per la distribuzione dell'efficienza. Le distribuzioni di fondo ed efficienza sono state costruite istogrammando la correlazione tra $m_{\mu^+\mu^-}$ e m_{jetjet}.

Il secondo metodo è basato su un'originale procedura di fit che considera anche il contributo $\gamma^*\gamma^*$ alla sezione d'urto totale oltre ai due contributi già indicati. Le distribuzioni bidimensionali di eventi simulati, generate da processi ZZ, $Z\gamma^*$, $\gamma^*\gamma^*$ e fondo, sono utilizzate come input del fit applicato alla distribuzione dei dati nel piano ($m_{\mu^+\mu^-}$,m_{jetjet}). I risultati ottenuti con i due metodi sono mostrati in Tab. 8.1.

Componente	*Selezione di massa*	*Procedura di fit*
$\sigma_{ZZ \to\ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$	0.025 ± 0.010	0.025 ± 0.010
$\sigma_{Z\gamma^* \to\ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$	0.231 ± 0.050	0.220 ± 0.050

Tabella 8.1: *Contributi ZZ e $Z\gamma^*$ alla sezione d'urto totale $\sigma_{e^+e^- \to\ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$ ottenuti con due metodi alternativi.*

Nell'ultima parte della tesi la sezione d'urto $\sigma_{e^+e^- \to\ \mu^+\mu^- jetjet}$ è stata interpretata in termini di accoppiamenti anomali tra bosoni neutri di gauge, tipo $ZZ\gamma$ e $Z\gamma\gamma$ detti *Neutral Trilinear Gauge Couplings* non previsti dal *Modello Standard*. La presenza di questi accoppiamenti anomali, parametrizzati con una lagrangiana efficace, avrebbe come conseguenza l'aumento della sezione d'urto dei processi a 4 fermioni. Poichè il valore della sezione d'urto $\sigma_{e^+e^- \to\ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$ determinato in questa analisi è confrontabile con quello predetto dal *Modello Standard*, il valore sperimentale di $\sigma_{e^+e^- \to\ \mu^+\mu^- q\bar{q}}$ è stato utilizzato per la determinazione dei limiti superiori sul valore dei parametri di accoppiamento che compaiono nella lagrangiana efficace. Non emergono però evidenze di deviazioni dalle predizioni del *Modello Standard*.

I risultati ottenuti in questa tesi sono stati da me presentati ad una riunione di collaborazione dell'esperimento DELPHI presso i laboratori del Cern di Ginevra (21-25/2/2000); successivamente sono stati inclusi in due note interne [19] e [20] alla Collaborazione DELPHI come contributo alle Conferenze invernali del 2000. Il mio nome compare nella lista dei firmatari.

Appendice A

I generatori EXCALIBUR e PYTHIA/JETSET

A.1 EXCALIBUR

Il programma EXCALIBUR valuta le sezioni d'urto per lo scattering elettrone positrone con 4 fermioni nello stato finale [21]. Questo avviene attraverso una simulazione MonteCarlo in cui gli eventi sono generati nello spazio delle fasi determinato da un numero di tagli *a priori* (in molti casi l'intero spazio delle fasi è accessibile).

Ogni evento porta un peso tale che il peso medio dell'evento dà la sezione d'urto totale. La distribuzione degli eventi nello spazio delle fasi è generata impiegando un gran numero di mappature di numeri random. Dato un evento si possono imporre tagli addizionali a mano settando il peso degli eventi che si vogliono diversi da zero.

Poichè gli elementi di matrice sono calcolati al livello di ampiezze di elicità, come somma di diagrammi distinti, si possono anche studiare i contributi dei sottoinsiemi di diagrammi e di configurazioni con particolare elicità.

Il lavoro di EXCALIBUR può essere diviso in tre parti: inizializzazione, generazione e valutazione. Le due parti principali della generazione dell'evento sono la scelta di un punto a caso dello spazio delle fasi e il calcolo dell'elemento di matrice per quel punto.

L'inizializzazione è realizzata dalla routine SETPRO che legge i dati dal file di input e determina quali siano i grafici di Feynman ad albero che saranno considerati. Ci sono due distinte topologie di diagrammi: i grafici *abeliani*, con solo accoppiamenti fermione-bosone, e quelli *non abeliani* con accoppiamenti bosonici tripli. Il programma considera tutte le possibili permutazioni dei momenti esterni dei diagrammi e determina, attraverso la conservazione dei numeri quantici, se possono contribuire.

Solo a questo punto si determinano le mappature (i cosidetti *canali*) dello spazio delle fasi più significativo.

Quando un evento viene chiamato per prima cosa si generano le due energie degli $e^{\pm}$ poi viene scelto un particolare canale da cui numeri random sono mappati in un punto dello spazio delle fasi. La probabilità di scegliere un particolare canale è data dal suo *peso a priori*: la sezione d'urto finale è indipendente dai valori di questi pesi. Dopo di ciò l'evento pesato è calcolato come il rapporto del quadrato dell'elemento di matrice sulla densità dello spazio delle fasi generato.

Per il calcolo dell'elemento di matrice si usa il fatto che ogni grafico non abeliano che contribuisce può, nel *Modello Standard* minimale, essere semplicemente espresso come una combinazione dei due contributi abeliani. Questi sono calcolati, per elicità definite, attraverso la tecnica spinoriale. La densità dello spazio delle fasi consiste in una somma di densità appropriate a tutti quei canali che contribuiscono, ognuno pesato con il suo peso a priori.

La valutazione consiste nella stima del peso medio e nella stima del suo errore. A questo punto si grafica la distribuzione di tutti i pesi diversi da zero insieme ad alcune informazioni sull'ottimizzazione del peso a priori.

A.2 PYTHIA/JETSET

PYTHIA/JETSET è un generatore di eventi con scopi generali per una moltitudine di processi nella fisica e^+e^-, ep e pp [21]. L'enfasi è posta sul modello dettagliato di stati finali adronici, per esempio sciami di partoni QCD, frammentazione di stringhe e decadimenti secondari.

Nel processo di inizializzazione i coefficienti sono ottimizzati nelle espressioni analitiche usate per selezionare le variabili cinematiche (i punti dello spazio delle fasi saranno scelti più spesso in quelle regioni dove sono scelti gli elementi di matrice).

Per ogni evento vengono selezionati un tipo di processo ed un punto dello spazio delle fasi. Gli eventi hanno un peso unitario. Il massimo trovato nell'inizializzazione viene aumentato se si incontra un valore della sezione d'urto differenziale più grande. L'informazione sulla sezione d'urto migliora con l'aumento della statistica.

Ogni evento è elencato in COMMON/LUJETS/ e si possono così estrarre tutte le quantità definibili sperimentalmente.

Appendice B

Ampiezze di elicità per $e^+e^- \to ZZ$ ed $e^+e^- \to Z\gamma^*$

Contrariamente alla produzione W^+W^-, la produzione ZZ e $Z\gamma^*$ avviene solo attraverso accoppiamenti fermione-vettore-bosone molto ben conosciuti nel *Modello Standard*. In Fig. B.1 sono mostrati i diagrammi di Feynman per i cosiddetti processi di corrente neutra noti come `NC02`, dove 2 denota il numero di diagrammi che contribuiscono allo stesso stato finale. Interazioni anomale di tre bosoni neutri che possono, tuttavia, contribuire alle reazioni verranno discusse altrove.

In questa appendice vengono descritte le ampiezze di elicità per questi processi [22]

$$e^-(k,\sigma) + e^+(\bar{k},\bar{\sigma}) \to V_1(q_1,\lambda_1) + V_2(q_2,\lambda_2) \tag{B.1}$$

dove V_1V_2 denotano ZZ o $Z\gamma^*$. (Tra parentesi sono indicati i quadrimomenti k, $\bar{k}$, q_1, q_2 e le elicità σ, $\bar{\sigma}$, λ_1, λ_2 di ogni particella.)

Nel *Modello Standard*, solo lo scambio dell'elettrone attraverso il canale t e u contribuisce ai processi. Il corrispondente elemento di matrice di produzione è

$$\mathcal{M}(\sigma,\bar{\sigma};\lambda_1,\lambda_2) = e^2 g_\sigma^{V_1ee} e^2 g_\sigma^{V_2ee} \delta_{\sigma,-\bar{\sigma}} 2\sqrt{k^0\bar{k}^0}$$

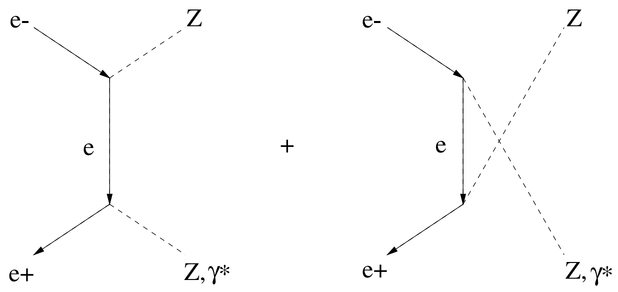

Figura B.1: *Diagrammi di Feynman per i processi* `NC02` $e^+e^- \to ZZ$ *ed* $e^+e^- \to Z\gamma^*$ *nel Modello Standard.*

$$
\begin{aligned}
\times & \left\{ \frac{S(\bar{k}, \varepsilon * (q_2, \lambda_2), k - q_1, \varepsilon * (q_1, \lambda_1), k)^{\sigma}_{\sigma\sigma}}{(k - q_1)^2} \right. \\
+ & \left. \frac{S(\bar{k}, \varepsilon * (q_1, \lambda_1), k - q_2, \varepsilon * (q_2, \lambda_2), k)^{\sigma}_{\sigma\sigma}}{(k - q_2)^2} \right\}
\end{aligned} \tag{B.2}
$$

$g_{\mp}^{V_i ee}$ denota gli accoppiamenti levogiri e destrogiri degli elettroni al bosone vettore V_i.

La forma esplicita delle ampiezze di elicità per $e^+e^- \to ZZ$ nel sistema di riferimento del centro di massa e^+e^- si legge

$$
\mathcal{M}^{(e^+e^- \to ZZ)} = 4\sqrt{2}e^2 (g^{Zee}_{\Delta\sigma})^2 \delta_{|\Delta\sigma|,\pm 1} \frac{\mathcal{A}_{\lambda_1\lambda_2}(\Theta)}{4\beta^2 \sin^2\Theta + \gamma^{-4}} \varepsilon d^{J_0}_{\Delta\sigma,\Delta\lambda}(\Theta) \tag{B.3}
$$

dove $\gamma = \sqrt{s}/2m_Z$, $\beta = (1 - 4m_Z^2/s)^{1/2}$, $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ e $\varepsilon = \Delta\sigma(-1)^{\lambda_2}$.

I coefficienti $\mathcal{A}$ sono elencati in Tab. B.1.
Allo stesso modo per le ampiezze di $e^+e^- \to Z\gamma^*$ si trova

$$
\mathcal{M}^{(e^+e^- \to Z\gamma^*)} = 2\sqrt{2}e^2 g^{Zee}_{\Delta\sigma} \delta_{|\Delta\sigma|,\pm 1} \frac{\mathcal{B}_{\lambda_1\lambda_2}(\Theta)}{(1 - r^2)\sin^2\Theta} \varepsilon d^{J_0}_{\Delta\sigma,\Delta\lambda}(\Theta) \tag{B.4}
$$

dove $r = m_Z/\sqrt{s}$. I coefficienti $\mathcal{B}$ sono mostrati in Tab. B.1. L'apparente singolarità a $\cos\Theta = \pm 1$ in B.4 è eliminata dalla massa dell'elettrone che porta ad un valore finito della sezione d'urto totale.

$\Delta\lambda$	$(\lambda_1\lambda_2)$	$\mathcal{A}_{\lambda_1\lambda_2}$	$\mathcal{B}_{\lambda_1\lambda_2}$
± 2	$(\pm\mp)$	$-\sqrt{2}(1+\beta^2)$	$\sqrt{2}$
± 1	(± 0)	$\gamma^{-1}[\Delta\sigma \cdot \Delta\lambda(1+\beta^2) - 2\cos\Theta]$	
± 1	$(0\pm)$	$\gamma^{-1}[\Delta\sigma \cdot \Delta\lambda(1+\beta^2) - 2\cos\Theta]$	$2r(\cos\Theta + \Delta\sigma \cdot \lambda_2)$
0	$(\pm\pm)$	$-\gamma^{-2}\cos\Theta$	$r^2(\cos\Theta + \Delta\sigma \cdot \lambda_2)$
0	(00)	$-2\gamma^{-2}\cos\Theta$	

Tabella B.1: *Coefficienti per le ampiezze di elicità per i processi $e^+e^- \to ZZ$ ed $e^+e^- \to Z\gamma^*$.*

In generale, ci si può aspettare un'interazione diversa da zero dei tre bosoni vettori neutri, che contribuiscono alla produzione V_1V_2 attraverso un fotone o uno Z nel canale s. Tuttavia, a causa della simmetria di Bose e all' invarianza di gauge elettromagnetica, la forma di tali interazioni si restringe ad un numero più piccolo di accoppiamenti rispetto al caso WWV.

Per la produzione ZZ, per esempio per i due Z *on-mass-shell*, la simmetria di Bose permette solo due accoppiamenti. Il vertice ZZV ($V = Z, \gamma^*$) più generale è dato da (vedi Fig. B.2)

$$
\Gamma^{\alpha\beta\mu}_{ZZV}(q_1, q_2, P) = \frac{s - m_V^2}{m_Z^2} \left[i f_4^{ZZV} (P^\alpha g^{\mu\beta} + P^\beta g^{\mu\alpha}) + i f_5^{ZZV} \varepsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q_1 - q_2)_\rho \right] \tag{B.5}
$$

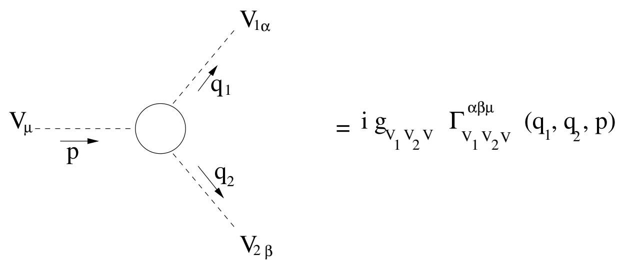

Figura B.2: *Diagramma di Feynman per i vertici anomali* V_1V_2V.

La produzione $Z\gamma^*$ può avere un contributo dagli accoppiamenti anomali $Z\gamma^*V$, dove $V = Z, \gamma^*$ è il bosone virtuale nel canale s. Il più generale accoppiamento anomalo $Z\gamma^*V$ (per Z e γ^* *on-shell*) è dato da

$$\begin{aligned} \Gamma^{\alpha\beta\mu}_{Z\gamma^*V}(q_1, q_2, P) \;&=\; \frac{s - m_V^2}{m_Z^2}\left\{h_1^V(q_2^\mu g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha g^{\mu\beta}) + \frac{h_2^V}{m_Z^2}P^\alpha(P\cdot q_2 g^{\mu\beta} - q_2^\mu P^\beta)\right. \\ &\qquad \left. + h_3^V\varepsilon^{\mu\alpha\beta\rho}q_{2\rho} + \frac{h_4^V}{m_Z^2}P^\alpha\varepsilon^{\mu\beta\rho\sigma}P_\rho q_{2\sigma}\right\} \end{aligned} \tag{B.6}$$

dove i termini proporzionali a P^μ o a q_1^α sono omessi perchè non contribuiscono alla reazione. L'equazione (B.6) è manifestatamente gauge invariante per il fotone finale *on-shell*. Gli accoppiamenti h_1^V e h_2^V sono pari per parità (*P-even*), h_3^V e h_4^V sono pari per carica e parità (*CP-even*); tutti gli altri accoppiamenti sono *C-odd*.

Il fattore $(s - m_V^2)$ in (B.6) proviene dall'invarianza di gauge per $V = \gamma^*$ e dalla simmetria di Bose per $V = Z$. A causa di questo fattore, non ci sono operatori corrispondenti a quattro dimensioni. Se ci si limita ad una dimensione ≤ 6 operatori, rimangono solo h_1^V e h_3^V; gli altri due ricevono un contributo dagli operatori con dimensione pari ad 8 e più alta.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare, a conclusione di questo lavoro di tesi, il mio relatore Dott. Antonio Baroncelli che ha sempre partecipato con interesse al lavoro da me svolto trasmettendomi tutto il suo entusiasmo e il suo desiderio di conoscere, qualità che lo rendono ottimo ricercatore ed attento insegnante.
Ringrazio il relatore interno Prof. Fernanda Pastore che si è dimostrata interessata e disponibile alla discussione dell'analisi che ho sviluppato per la tesi.
Ringrazio i Dottori Enrico Graziani e Antonio Passeri sempre disponibili ad ogni chiarimento.
Vorrei infine ringraziare tutte le persone dei Laboratori dell'INFN della Sezione di Roma3 che mi hanno sostenuto ed incoraggiato durante il periodo di tesi.

Bibliografia

[1] S.Weinberg, *The quantum theory of fields*.

[2] F.Mandl, G.Shaw, *Quantum Field Theory*, John Wiley & Sons.

[3] G.Altarelli, T.Sjostrand and F.Zwirner, *Phisics at LEP2 Vol.1*, CERN 96-1.

[4] P.Bagnaia, F.Pastore, *La fisica dei collider*, SCIENTIFICA ACTA.

[5] P.Abreu et al., DELPHI Collaboration, *Performance of the DELPHI Detector*, CERN-PPE/95-194.

[6] C.Caso et al., *The European Physical Journal*, **C3** (1998) 1.

[7] William R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag.

[8] Ph.Charpentier et al., *The DELPHI Fastbus Data Acquisition System*, DELPHI 91-92/DAS 112.

[9] DELPHI note, `DELSIM` *Reference Manual*, DELPHI 87-97 PROG/100.

[10] DELPHI Collaboration, *DELANA user's guide*, DELPHI 89-44 PROG/137 (1989).

[11] D.Bertrand et al., *DELGRA User Manual*, DELPHI 1998.

[12] F.Carena and G.Gopal, *CARGO User Manual*, DELPHI 86-28 PROG 46.

[13] F.A.Berends, R.Pittau, R.Kleiss, *Comp. Phys. Comm.*, **85** (1995).

[14] T.Sjostrand, *Comp. Phys. Comm.*, **39** (1986); T.Sjostrand, `PYTHIA5.6` *and* `JETSET7.3`, CERN-TH/6488-92.

[15] D.Bertrand, L.Pape, *TANAGRA, Track Analysis and Graphics Package*, DELPHI 87-95 PROG/98 (1987).

[16] T.Sjostrand, *Comp. Phys. Comm.*, **82** (1994);

[17] T.J.V.Bowcock et al., DELPHI Collaboration, *Measurement of Trilinear Gauge Couplings in e^+e^- Collision at 161-172 Gev*, DELPHI 97-113 CONF95.

[18] V.V.Kostyukhin, V.F.Obraztsov, O.P.Yushchenko, `DELTGC` *The program for Four Fermion Calculations*, DELPHI note in preparation.

[19] DELPHI Collaboration, *Measurement of the production of the four-fermion final states mediated by neutral current processes*, contributed paper to Moriond Conference, DELPHI 2000-040 CONF 358.

[20] DELPHI Collaboration, *Update of ZZ production measurement in e^+e^- interactions using data at 192-202 GeV*, contributed paper to Moriond Conference, DELPHI 2000-041 CONF 359.

[21] G.Altarelli, T.Sjostrand and F.Zwirner, *Phisics at LEP2 Vol.2*, CERN 96-1.

[22] K.Hagiwara, K.Hikasa, R.D.Peccei, D.Zeppenfeld, *Nuclear Physics*, **B282** (1987).