

Indice

Introduzione	1
1 Il processo $Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$	5
1.1 La fenomenologia dell'evento	6
1.1.1 Sezioni d'urto per lo stato finale $\nu \bar{\nu} q \bar{q}$	11
1.2 I fondi	13
1.3 TGC neutri in processi a 4 fermioni	16
1.3.1 La lagrangiana degli accoppiamenti trilineari di bosoni di gauge neutri	17
1.3.2 Una stima sperimentale dei coefficienti di accoppiamento	22
1.3.3 I vertici $ZZ\gamma^*$ e $\gamma^*Z\gamma^*$ nella topologia monojet	24
2 La fabbrica dei dati	25
2.1 LEP	25
2.2 DELPHI	28
2.3 Il sistema tracciante	30
2.3.1 Caratteristiche del sistema tracciante	32
2.4 Il sistema calorimetrico	34
2.5 La ricostruzione di traccia	36
2.6 Le informazioni dai calorimetri	37
2.7 La ricostruzione degli sciami	38
2.8 Il sistema di identificazione delle particelle	39
2.9 La risposta in energia di DELPHI	43
2.10 La ricostruzione dei jet	43
2.10.1 L'algoritmo di clusterizzazione LUCLUS	44
2.11 L'ermeticit�	45
2.12 Il sistema di trigger	45
2.13 Il Monte Carlo	46
3 L'analisi dei dati	49
3.1 La ricerca di eventi monojet	49
3.2 Le variabili di evento nell'analisi	51

Indice

3.3	Il campione di dati	53
3.4	La preselezione	58
3.5	La selezione d'evento	61
3.5.1	... per l'analisi LMS	62
3.5.2	... e per l'analisi HE	68
3.6	L'ottimizzazione dei tagli	71
3.7	La combinazione delle analisi LMS e HE	72
3.7.1	Il calcolo della sezione d'urto	75
3.8	Il risultato	85
4	Lo studio dei TGC neutri	89
4.1	Il programma DELTGC	89
4.2	La descrizione del programma	90
4.3	Il calcolo dei limiti sui coefficienti h_i^V dei TGC neutri	91
4.3.1	Lo studio delle distribuzioni differenziali della sezione d'urto	93
4.4	Il futuro dello studio dei vertici $ZZ\gamma^*$ e $\gamma^*Z\gamma^*$	99
	Conclusioni	105
	A Ampiezze di elicit� per la produzione di ZZ e $Z\gamma$	107
	B Il calcolo spinoriale	111
	Bibliografia	113
	Ringraziamenti	117

Introduzione

*... ci sono mondi più grandi
di quello che tieni in una mano ...*



L'energia \sqrt{s} nel centro di massa prodotta con l'acceleratore circolare e^+e^- LEP ha raggiunto dal 1995 valori sempre crescenti, abbandonando il picco dello Z a circa 90 GeV per raggiungere valori di $\sqrt{s} > 2m_Z$ nel 1997, fino al limite attuale di 205 GeV. Durante tutta la fase di LEP dal 1995 ad oggi (denominata LEP200) è stata possibile la produzione di stati finali a 4 fermioni con sezioni d'urto rivelabili.

La motivazione fenomenologica dello studio di questi processi deriva dalla possibilità, data dalle energie e dalle luminosità raggiunte da LEP200, e dall'affidabilità degli esperimenti, di effettuare la ricerca di eventi rari. Processi con sezioni d'urto molto piccole sono infatti difficili da misurare, ma comunque previsti dal Modello Standard; la loro misura è in grado di verificare ulteriormente le predizioni del Modello.

Tali processi sono inoltre fondi irriducibili per la ricerca di nuove particelle (bosone di Higgs, particelle supersimmetriche), di cui a volte presentano la stessa fenomenologia. E' possibile inoltre lo studio degli accoppiamenti trilineari dei bosoni di gauge, indicati nel seguito con l'acronimo TGC (**T**riple **G**auge **C**ouplings), sia previsti dal Modello Standard che anomali.

In questo lavoro di tesi verrà studiato per la prima volta il processo

$$e^+ e^- \rightarrow Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}, \quad (1)$$

Introduzione

schematizzato in figura 1, dove lo Z decade in una coppia $\nu\bar{\nu}$ ¹ e il fotone virtuale γ^*

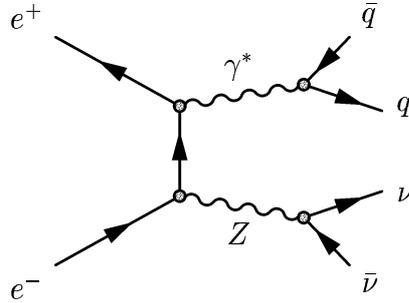


Figura 1: Diagramma di Feynman dominante per il processo $e^+ e^- \rightarrow Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$ previsto dal Modello Standard

($m_{\gamma^*} > 0$), adronizza in due quark.

Per valori piccoli di m_{γ^*} il processo può essere schematizzato secondo modelli che prevedono la produzione intermedia di mesoni vettoriali come, ad esempio,

$$e^+ e^- \rightarrow Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} \rho, \quad \rho \rightarrow 2\pi. \quad (2)$$

Il processo studiato ha una sezione d'urto prevista dal Modello Standard dell'ordine di $10^{-1} pb$ [1]. E' quindi fortemente soppresso rispetto ad altri processi prodotti che arrivano anche a sezioni d'urto dell'ordine del nb (processi di QCD, ad esempio, hanno $\sigma \sim 100 pb$ alle energie del centro di massa intorno ai $200 GeV$).

Poiché verranno studiati anche valori piccoli di massa del γ^* , l'angolo tra i quark prodotti sarà a sua volta piccolo e tale che gli adroni di rivestimento non potranno essere risolti come provenienti da due quark piuttosto che da uno solo. La topologia dell'evento è definita "monojet" in quanto apparirà nel rivelatore come un unico getto di particelle. L'analisi verrà eseguita sul campione di dati raccolto dal rivelatore DELPHI² negli anni 1998 e 1999.

Verrà misurata la sezione d'urto del processo $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ e ne sarà studiata la compatibilità con il valore atteso nel Modello Standard.

Nella seconda parte del lavoro di tesi verrà studiata la possibilità che lo stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ sia raggiunto attraverso uno stato intermedio schematizzato in figura 2, attraverso cioè un accoppiamento trilineare di bosoni di gauge neutri la cui presenza al *tree level* nel Modello Standard non è prevista. L'esistenza di tale accoppiamento sarebbe quindi anomala.

¹Il Modello Standard predice $\Gamma_{SM}(Z \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i) = 0.166 GeV$ per ciascuna specie di neutrino. Misure sperimentali danno $\Gamma^{tot}(Z) = (2.487 \pm 0.010) GeV$

²uno dei quattro esperimenti di LEP

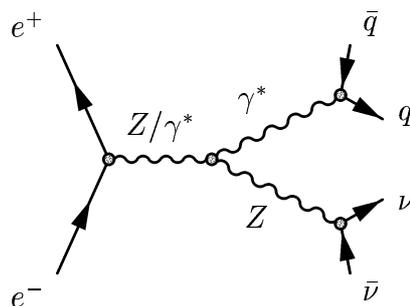


Figura 2: Contributo al processo $e^+ e^- \rightarrow Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$ indotto da TGC neutri

Nel capitolo 1 viene descritta la fenomenologia del processo e lo studio dei fondi. Verrà quindi introdotta la parametrizzazione utilizzata per lo studio dei TGC neutri e la possibilità di porre limiti superiori sui valori delle costanti di accoppiamento di eventuali termini anomali.

Seguirà (capitolo 2) una descrizione del rivelatore e della catena di ricostruzione e identificazione delle particelle.

Verrà quindi presentata la parte originale del lavoro di tesi. Nel capitolo 3 sarà descritto il filtro usato per la distinzione del segnale $Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$ dal fondo.

Verrà quindi riportato il risultato della misura della sezione d'urto (paragrafo 3.8).

Nel capitolo 4 verrà descritto il programma DELTGC, usato per l'interpretazione dei risultati in termini di accoppiamenti anomali, e saranno presentati i risultati dello studio stesso.

Capitolo 1

Il processo $Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$

Lo stato finale a 4 fermioni $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ è prodotto da una serie di processi intermedi di corrente neutra o carica, a seconda della presenza o meno della coppia $\nu_e\bar{\nu}_e$.

I contributi a un processo con 4 fermioni nello stato finale [1], riassunti in figura 1.1, possono dividersi in abeliani (accoppiamenti bilineari di bosoni di gauge) e non abeliani (accoppiamenti trilineari). Nel primo caso si hanno quattro topologie: conversione, annichilazione, bremstrahlung, multiperiferale. Nel secondo sono presenti processi di fusione e annichilazione.

Nel caso di uno stato finale $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu q\bar{q}$ o $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau q\bar{q}$ la produzione avviene solo per scambio di corrente neutra attraverso processi di conversione e annichilazione abeliane. I diagrammi di Feynman che danno luogo a questi stati finali sono in tutto dieci. Per uno stato finale $\nu_e\bar{\nu}_e q\bar{q}$ invece, la coppia $\nu_e\bar{\nu}_e$ può essere prodotta, oltre che per corrente neutra come i neutrini delle altre famiglie, anche per scambio di un W nel canale t con successivo irraggiamento di uno Z o di un γ^* o per produzione di WW in processi multiperiferali o di fusione non abeliana. I diagrammi aggiuntivi sono nove, quindi in tutto i diagrammi che producono lo stato finale $\nu_e\bar{\nu}_e q\bar{q}$ sono diciannove. In figura 1.2 sono mostrati i 19 diagrammi citati.

La sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ è dominata dalla produzione di corrente neutra. In tabella 1.1 sono mostrati i contributi alla sezione d'urto totale di ogni possibile combinazione di coppie $\nu\bar{\nu}$ e $q\bar{q}$, calcolati per $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$ [1]. Per stati finali con quark di tipo “up” (u, c) la sezione d'urto vale $\sim 24 \text{ fb}$ quando la coppia di neutrini è $\nu_e\bar{\nu}_e$ e $\sim 21 \text{ fb}$ per le altre due famiglie. La presenza dei diagrammi aggiuntivi produce dunque una variazione del 4 % nella sezione d'urto totale se si considerano solo quark u e c .

Con quark di tipo “down” (d, s, b) nello stato finale si ha un contributo alla sezione d'urto di rispettivamente $\sim 21 \text{ fb}$ con neutrini elettronici e di $\sim 20 \text{ fb}$ altrimenti. In questo caso la variazione apportata è di appena l'1 %.

Capitolo 1. Il processo $Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$

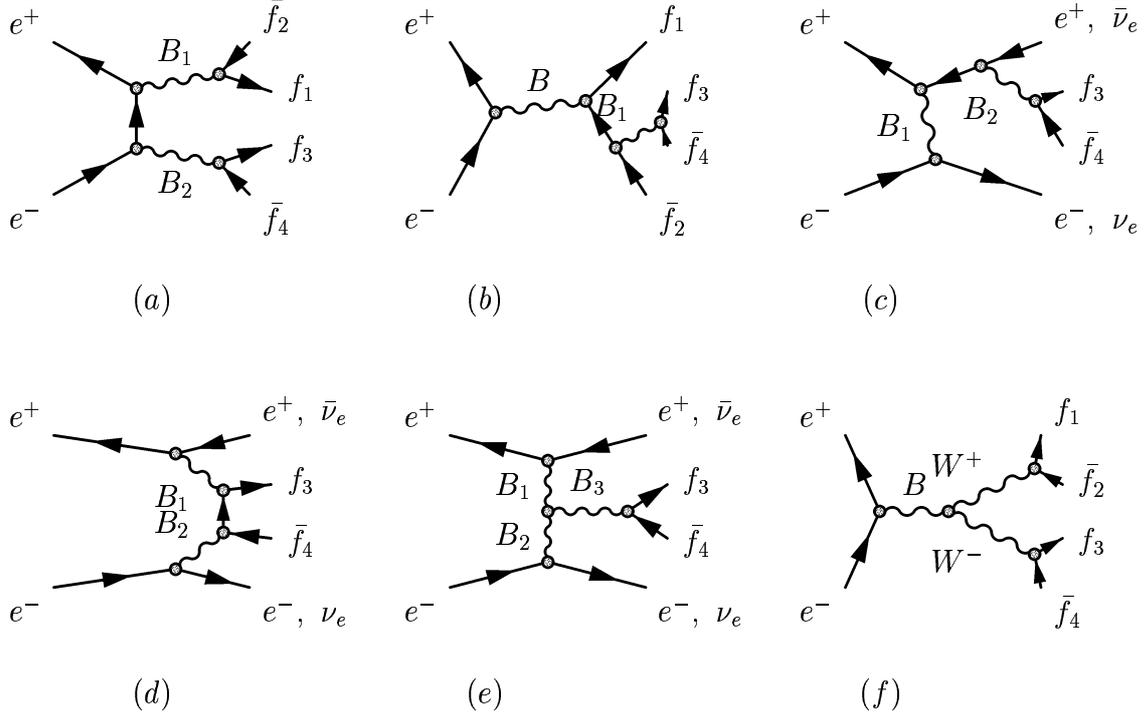


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman che contribuiscono a uno stato finale a 4 fermioni. Abelian: processo di conversione (a), annichilazione (b), bremsstrahlung (c), multi-periferale (d). Non abeliani: fusione (e), annichilazione (f). $B = Z, \gamma$, $B_1, B_2, B_3 = Z, \gamma, W^\pm$

In totale quindi la presenza dei 9 diagrammi aggiuntivi di corrente carica contribuisce ad una variazione del 2-3 % della sezione d'urto.

La radiazione di uno Z nello stato finale rende trascurabili gli altri contributi mediati da corrente neutra.

In prima approssimazione il contributo principale alla sezione d'urto di produzione di uno stato finale con due neutrini e due quark è dovuto ad un'interazione mediata da un processo di conversione abeliana. Se ci si restringe alla zona cinematica che non sia nella regione di produzione di ZZ , la sezione d'urto è dominata dalla produzione di $Z\gamma^*$, e il diagramma responsabile del processo $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ è quello mostrato in figura 1.

1.1 La fenomenologia dell'evento

La figura 1.3 mostra la distribuzione di massa invariante della coppia $q\bar{q}$ per lo stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$, prodotta utilizzando i generatori d'evento usati nell'analisi. Questa distribuzione mostra due componenti: la curva di risonanza Breit-Wigner dello Z (zona di produzione di ZZ) e un accumulo a basse masse dovuto all'adronizzazione del γ^* (zona di produzione di $Z\gamma^*$).

stato finale $\nu_i \bar{\nu}_i q_f \bar{q}_f$	$N_{diagrammi}$	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i q_f \bar{q}_f)$ (fb)
$\nu_e \bar{\nu}_e u \bar{u}$	19	23.89 ± 0.01
$\nu_e \bar{\nu}_e c \bar{c}$	"	"
$\nu_e \bar{\nu}_e d \bar{d}$	19	20.67 ± 0.01
$\nu_e \bar{\nu}_e s \bar{s}$	"	"
$\nu_e \bar{\nu}_e b \bar{b}$	"	"
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu u \bar{u}$	10	21.09 ± 0.01
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu c \bar{c}$	"	"
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau u \bar{u}$	"	"
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau c \bar{c}$	"	"
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu d \bar{d}$	10	19.86 ± 0.01
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu s \bar{s}$	"	"
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu b \bar{b}$	"	"
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau d \bar{d}$	"	"
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau s \bar{s}$	"	"
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau b \bar{b}$	"	"

Tabella 1.1: Sezioni d'urto calcolate da EXCALIBUR per i processi $e^+e^- \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i q_f \bar{q}_f$ per $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$. Non sono inclusi contributi derivanti dal bosone di Higgs. Nel calcolo sono stati applicati i seguenti tagli: $E_{\nu, \bar{\nu}} > 1 \text{ GeV}$, $E_{q, \bar{q}} > 3 \text{ GeV}$, $\theta(\nu[\bar{\nu}] - fascio) > 10^\circ$, $\theta(\nu[\bar{\nu}] - q) > 5^\circ$ e $m_{q\bar{q}} > 5 \text{ GeV}/c^2$

I due contributi non possono essere separati in maniera esatta; tuttavia il calcolo teorico [2] dimostra che processi mediati da ZZ sono trascurabili al di sotto del valore di massa invariante $m_{q\bar{q}}$ pari a $60 \text{ GeV}/c^2$. Al di sotto di questo valore limite la quasi totalità del contributo allo stato finale $\nu \bar{\nu} q \bar{q}$ viene dalla produzione di $Z \gamma^*$.

Nel seguito si farà uso indifferentemente dei simboli $m_{q\bar{q}}$ o m_{γ^*} per indicare la massa invariante del fotone virtuale e quindi della coppia di quark prodotti.

Processi forti fanno sì che ognuno dei due quark prodotti dal γ^* si rivesta di adroni. Sperimentalmente quindi i due quark si manifestano con la presenza di due getti di adroni che hanno memoria della direzione di volo del quark da cui sono generati, e che vengono comunemente chiamati jet.

Dalla formula

$$m_{\gamma^*}^2 \sim 2E_{q_1} E_{q_2} (1 - \cos \theta_{q_1 q_2})$$

valida nel limite $E_{q_i} \sim |\vec{p}_{q_i}|$, si deduce che per bassi valori di m_{γ^*} l'angolo $\theta_{q_1 q_2}$ diventa prossimo a zero, e la separazione tra i 2 jet fa apparire l'evento come un solo jet. Da qui la denominazione "monojet".

Capitolo 1. Il processo $Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$

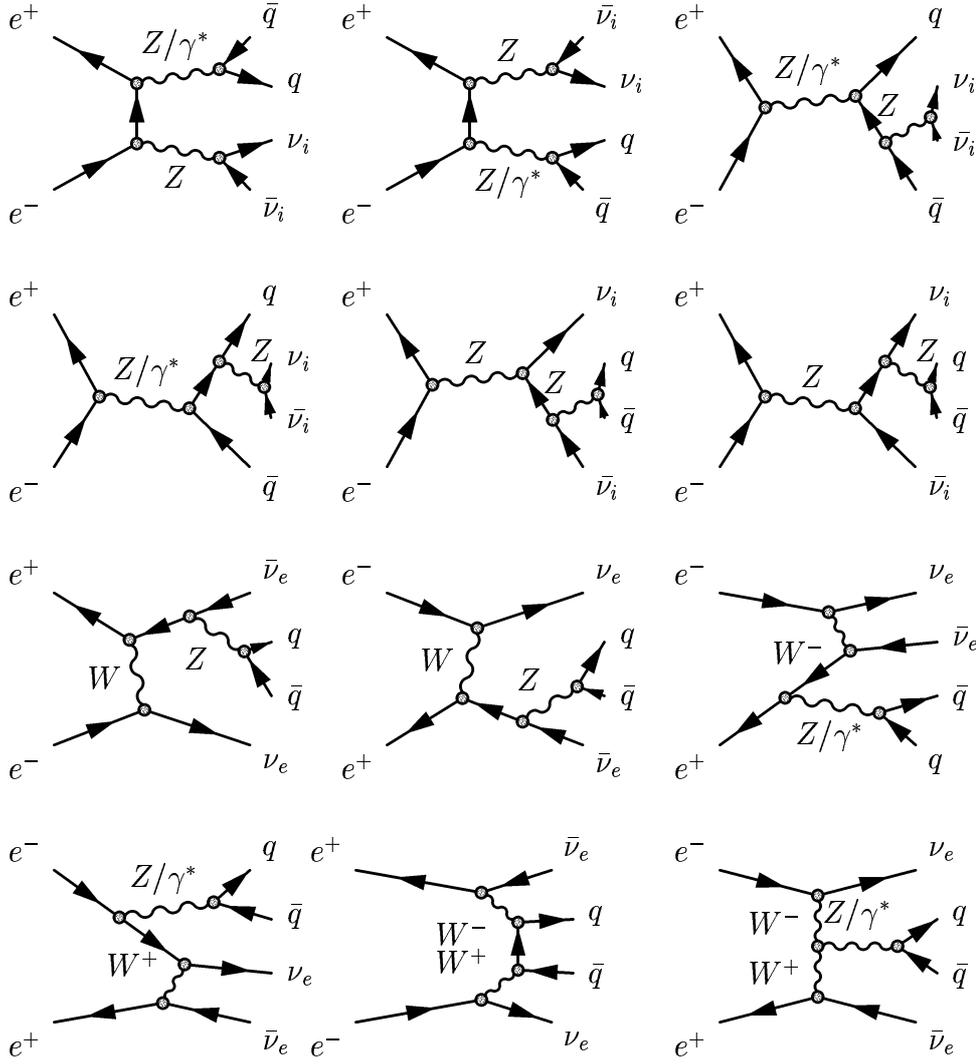


Figura 1.2: Diagrammi di Feynman per uno stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$. $\nu_i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$

Un'altra caratteristica principale dell'evento è la presenza di energia mancante dovuta ai due neutrini di decadimento dello Z non rivelati.

La configurazione cinematica del sistema $Z\gamma^*$ è quella del decadimento a due corpi. L'energia visibile del monojet dipende dalla massa invariante della coppia $q\bar{q}$ ed è data dalla formula

$$E_{q\bar{q}} = \frac{s - m_Z^2 + m_{\gamma^*}^2}{2\sqrt{s}} \quad (1.1)$$

L'impulso della coppia $q\bar{q}$ è

$$P_{q\bar{q}} = \frac{[(s - m_Z^2 - m_{\gamma^*}^2) - 4m_Z^2 m_{\gamma^*}^2]^{1/2}}{2\sqrt{s}} \quad (1.2)$$

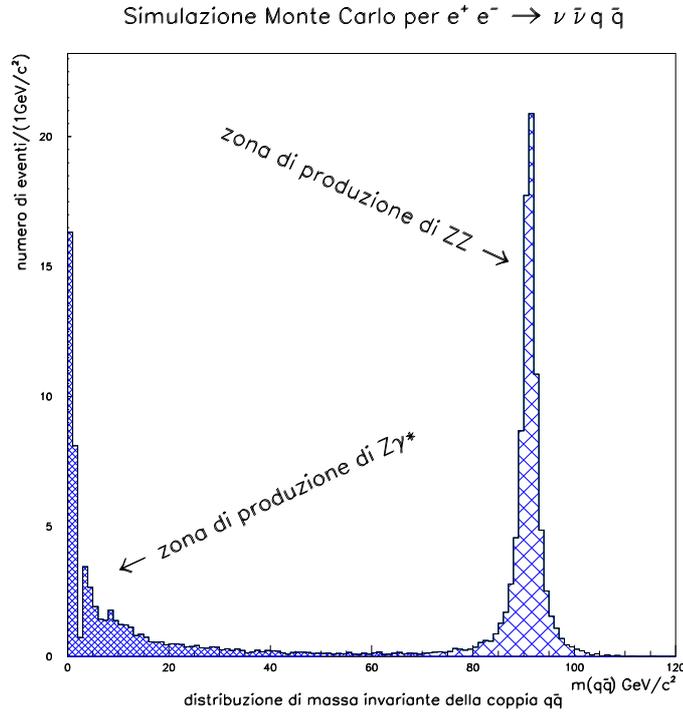


Figura 1.3: Distribuzione di massa invariante generata del sistema $q \bar{q}$

La figura 1.4 mostra la distribuzione della variabile $E_{q\bar{q}}$, ai valori dell'energia nel centro di massa considerati nell'analisi, per il processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ con $m_{q\bar{q}} < 60 \text{ GeV}/c^2$.

Lo Z e il γ^* sono prodotti collineari per la conservazione del momento, e poiché i neutrini di decadimento dello Z non vengono rivelati, tutto l'evento è distribuito in un solo emisfero rispetto all'asse dell'evento stesso.

La massa mancante portata dai neutrini deve poi essere distribuita intorno alla massa dello Z .

Inoltre, poiché il γ^* è prodotto nel canale t (u), la distribuzione angolare del processo sarà essenzialmente piccata a piccoli angoli rispetto all'asse del fascio. [3] Questa caratteristica gioca purtroppo a sfavore dell'analisi, in quanto da una parte il rivelatore non è altrettanto efficiente per il tracciamento in avanti come nella regione a grande angolo, dall'altra alcuni processi tipicamente prodotti in avanti come produzione intermedia di $\gamma\gamma$ mediata da diagrammi multiperiferali e diffusione bhabha hanno sezioni d'urto molto alte. Nel caso dei $\gamma\gamma$ imprecisioni anche piccole nella descrizione della fisica di questi eventi possono originare discrepanze significative tra simulazione Monte Carlo e dati.

L'analisi sarà di conseguenza limitata a quelle regioni cinematiche dove si ha un buon accordo tra realtà e simulazione.

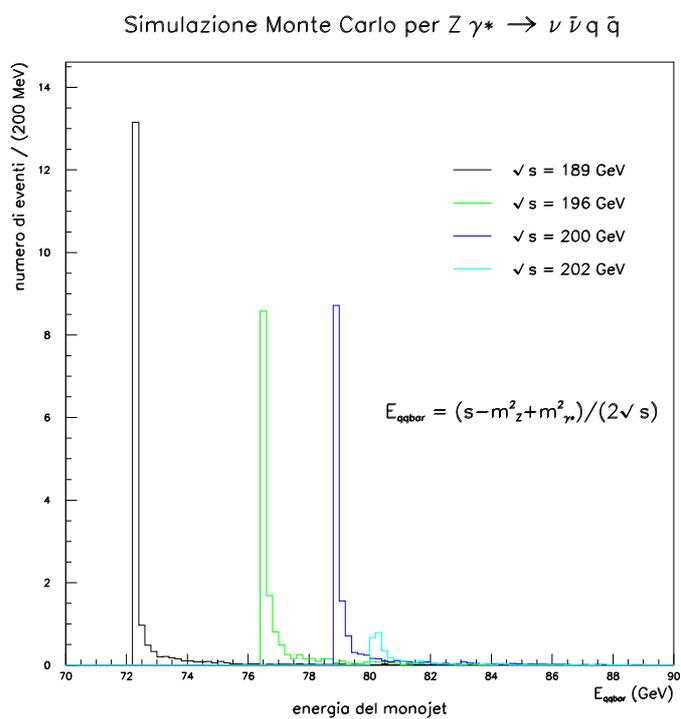


Figura 1.4: Distribuzione di $E_{q\bar{q}}$ ai vari valori dell'energia nel centro di massa per il processo $Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$

1.1.1 Sezioni d'urto per lo stato finale $\nu \bar{\nu} q \bar{q}$

Ogni processo di fisica viene simulato da un programma di generazione specializzato per la trattazione di quel particolare processo. Nel caso del canale in esame gli eventi sono generati da due programmi: EXCALIBUR [4] e KORALW [5], per diversi valori della massa invariante del γ^* .

Al di sotto dei $2 \text{ GeV}/c^2$ cominciano a farsi sentire effetti di QCD non ancora completamente noti in teoria, come l'adronizzazione del fotone virtuale in stati di risonanze di mesoni vettori.

EXCALIBUR rimuove questo problema ponendo una soglia alla massa del γ^* a $2 \text{ GeV}/c^2$, che lo mette al riparo da quegli effetti, mentre KORALW lavora esplicitamente in quella regione, su masse del γ^* comprese tra $2m_\pi$ e $2 \text{ GeV}/c^2$, schematizzando il processo come la produzione di $\rho(770)$ con il successivo decadimento in $\pi^+\pi^-$, e assumendo la dualità adrone-partone, ovvero tratta il problema in termini di quark componenti.

La predizione teorica, fornita dal generatore EXCALIBUR, per la sezione d'urto del processo con stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ a $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ e per $m_{q\bar{q}}$ compresa tra $2 \text{ GeV}/c^2$ e il limite cinematico \sqrt{s} , è:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{m_{q\bar{q}} > 2 \text{ GeV}/c^2} = 0.26 \text{ pb} \quad (\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}). \quad (1.3)$$

Il contributo dovuto alla produzione di ZZ è [2] $\sigma_{ZZ \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{m_{q\bar{q}} > 2 \text{ GeV}/c^2} = 0.18 \text{ pb}$.

Il valore teorico atteso secondo il Modello Standard della sezione d'urto del processo $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ è quindi

$$\sigma_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{m_{q\bar{q}} > 2 \text{ GeV}/c^2} = 0.08 \text{ pb}$$

La predizione di KORALW per lo stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ per $2m_\pi < m_{q\bar{q}} < 2 \text{ GeV}/c^2$ a $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ è poi

$$\sigma_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{2m_\pi < m_{q\bar{q}} < 2 \text{ GeV}/c^2} = 0.08 \text{ pb} \quad (\sqrt{s} = 189 \text{ GeV})$$

In tabella 1.2 sono riportati i valori della sezione d'urto come vengono predetti rispettivamente da EXCALIBUR e KORALW alle varie energie del centro di massa. In figura 1.5 sono mostrati graficamente gli stessi valori di sezione d'urto in funzione dell'energia nel centro di massa.

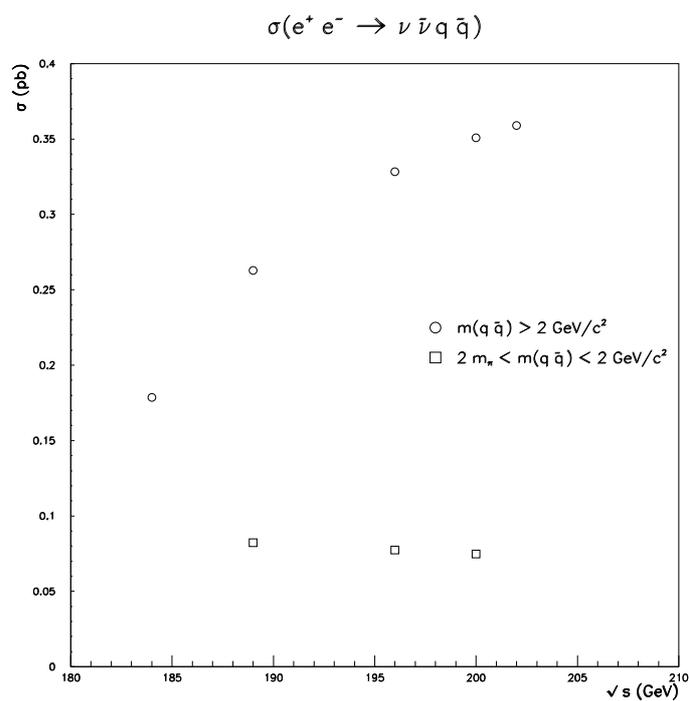


Figura 1.5: Andamento della sezione d'urto per il processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ con $m_{q\bar{q}} > 2 \text{ GeV}/c^2$ predetta da EXCALIBUR (figura in alto) e per il processo $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ con $2m_\pi < m_{q\bar{q}} < 2 \text{ GeV}/c^2$ predetta da KORALW (in basso)

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{m_{q\bar{q}} > 2\text{GeV}}$ (pb) (EXCALIBUR)	$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{2m_\pi < m_{q\bar{q}} < 2\text{GeV}}$ (pb) (KORALW1.03)
184	0.17866 ± 0.00086	
189	0.2628 ± 0.0004	0.0822 ± 0.0017
196	0.3282 ± 0.0004	0.0775 ± 0.0007
200	0.3509 ± 0.0005	0.0747 ± 0.0008
202	0.3590 ± 0.0003	

Tabella 1.2: Valori delle sezioni d’urto per i processi (1) e (2) per vari valori dell’energia nel centro di massa

1.2 I fondi

Nel corso di questo lavoro viene definito “segnale” il processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ con $m_{q\bar{q}} < 60 \text{ GeV}/c^2$, e “fondo” un qualsiasi processo diverso dal segnale che per motivi strumentali o fisici produca una topologia simile a quella del segnale stesso.

Nel segnale la cinematica di decadimento a due corpi prevede che lo Z e il fotone virtuale vengano prodotti collineari; nel caso specifico in cui lo Z decada in neutrini si ha energia mancante, e dall’adronizzazione del γ^* si ottiene uno stato adronico caratterizzato da un basso valore di massa invariante e sbilanciato, concentrato cioè in un solo emisfero rispetto all’asse dell’evento, ovvero all’asse di produzione $Z - \gamma^*$.

Il fondo con la sezione d’urto più alta per uno stato finale a 4 fermioni è costituito dai processi $\gamma\gamma$. Questi processi sono mediati dai diagrammi multiperiferali descritti tra gli altri in figura 1.1, dove due fotoni quasi reali ($m_{\gamma^*} \sim 0$) scambiati nel canale t danno luogo a uno stato finale con una coppia e^+e^- in avanti e una coppia $f\bar{f}$ con una struttura non risonante, bassa massa invariante e bassa energia visibile. In figura 1.6 viene mostrato il diagramma responsabile del processo, dove sono considerati solo quark e leptoni τ nello stato finale perché producono uno stato adronico. Se elettrone e positrone nello stato finale sono prodotti collineari al fascio, essi non vengono rivelati e si portano via gran parte dell’energia dell’evento. Data la bassa massa invariante dei γ^* , il jet derivante dalla coppia $q\bar{q}$ o $\tau^+\tau^-$ avrà bassa molteplicità. Questi processi hanno una topologia simile al segnale quando il γ^* ha massa invariante molto bassa. L’energia visibile però, che per un jet prodotto dall’adronizzazione del γ^* è data dalla formula 1.1, è in generale diversa.

Inoltre un taglio sull’angolo di produzione del jet dovrebbe garantire la scomparsa di gran parte di questo tipo di fondo.

Un altro fondo importante, sebbene abbia una sezione d’urto relativamente piccola rispetto ai processi $\gamma\gamma$, è dato dalla produzione di un W singolo con il suo successi-

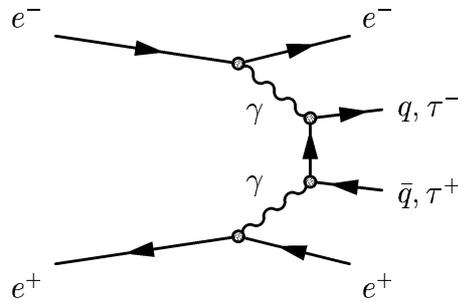


Figura 1.6: Fondo $\gamma\gamma$

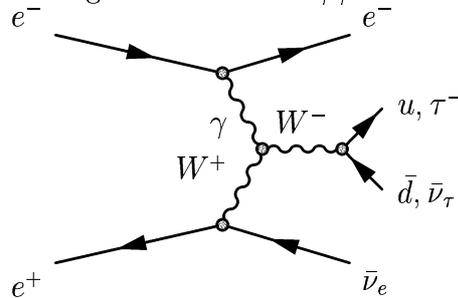


Figura 1.7: Fondo dato dalla produzione di W singolo

vo decadimento in una coppia di leptoni o di quark, secondo il processo mostrato in figura 1.7. Anche in questo caso nella figura sono mostrati solo quegli stati finali che contribuiscono a mimare la topologia del segnale ($e\nu_e q_1 \bar{q}_2$ ed $e\nu_e \tau \bar{\nu}_\tau$). Quando il fotone scambiato è quasi reale, l'elettrone viene prodotto ad angoli piccoli, tali da poterlo far ricadere nel fascio. Questo fatto, oltre alla presenza di uno o più neutrini nello stato finale, porta ad una topologia con energia mancante. Nel caso di produzione leptonica ($\tau\nu_\tau$) lo stato finale sarà caratterizzato da bassa molteplicità adronica e bassa energia visibile. Nel caso invece di produzione di due quark, si avrà uno stato adronico con alta massa invariante e di conseguenza grande momento trasverso rispetto all'asse dell'evento.

In figura 1.8 vengono schematizzati alcuni dei diagrammi che contribuiscono ad uno stato finale con 4 fermioni mediato da produzione di WW , con i successivi decadimenti che possono simulare la topologia di un evento di segnale. Qualora un W decada in una coppia $e\nu_e$ e l'elettrone sfugga alla rivelazione o non venga riconosciuto si ha grande energia mancante. Se l'altro W decade in una coppia $q\bar{q}$ o $\tau\nu_\tau$, si ha poi uno stato adronico simile a quello prodotto dal segnale.

Anche un processo semplice come un'annichilazione e^+e^- con radiazione di stato iniziale (**I**nitial **S**tate **R**adiation), come mostrato in figura 1.9, può costituire un fondo ad

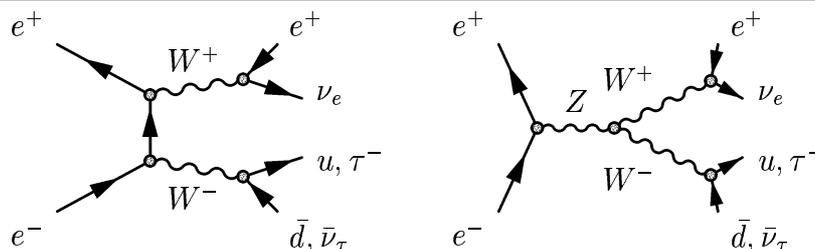


Figura 1.8: Alcuni dei diagrammi che contribuiscono al fondo dato dalla produzione di WW

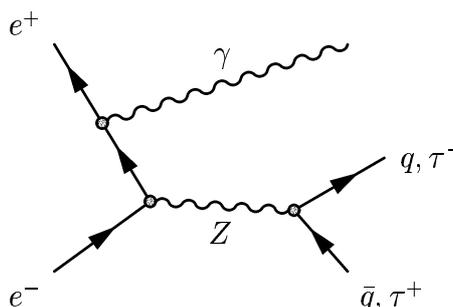


Figura 1.9: Fondo dato da processi radiativi di QCD

uno stato finale con energia mancante e presenza di adroni, se vengono prodotte coppie di quark o leptoni τ . Un processo del genere è caratterizzato da un'alta massa invariante del sistema adronico e un'alta energia efficace $\sqrt{s'}$ nel centro di massa¹. A causa dell'alto valore della massa invariante del sistema nello stato finale, l'angolo di apertura tra i quark o i leptoni prodotti sarà tale da poter ricostruire l'evento in due jet visibili. Processi del genere hanno un'alta sezione d'urto, che arriva a ~ 100 pb per processi di QCD ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$). E' possibile statisticamente che uno dei due jet sia prodotto molto in avanti da non venire rivelato (collineare al fascio) facendo così apparire un solo jet. Inoltre, a questi valori delle energie nel centro di massa, si possono osservare i cosiddetti "ritorni radiativi". La distribuzione della sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ in funzione di \sqrt{s} ha infatti un picco intorno alla massa dello Z . Il fotone radiato tende per questo ad essere emesso con un'energia tale che l'energia effettiva nel centro di massa sia proprio la massa dello Z . Eventi del genere sono piccati a piccoli angoli, aumentando la possibilità che uno dei due jet sia prodotto collineare al fascio e quindi non rivelato. Un modo per discriminare questo fondo potrebbe essere il fatto che, mentre nel caso del segnale non viene prodotta energia nell'emisfero opposto rispetto a quello del monojet, in questo caso non verrebbe rivelata, ma potrebbe comunque esserne depositata una certa quantità nell'emisfero del jet non rivelato.

Vi sono poi altri processi che, pur avendo caratteristiche diverse da quelle del segnale, sono considerati fondi in quanto la loro presenza va comunque eliminata dalla selezione d'evento. Tali processi sono ad esempio diffusione bhabha, annichilazione $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$,

¹ $\sqrt{s'}$ è l'energia portata dallo Z una volta sottratta l'energia radiata con il fotone nello stato iniziale

Capitolo 1. Il processo $Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$

stati finali a 4 fermioni come $e^+e^-\mu^+\mu^-$ e $e^+e^-\tau^+\tau^-$, processi $\gamma\gamma$ con successivo decadimento in leptoni.

La verifica quantitativa delle predizioni del Modello Standard consente di mettere in evidenza l'esistenza di eventuale Nuova Fisica. Un eventuale eccesso nella sezione d'urto rispetto alla predizione del Modello Standard potrebbe infatti essere un'indicazione dell'esistenza di processi esotici che producano lo stesso stato finale e che non siano descritti nel fondo.

1.3 TGC neutri in processi a 4 fermioni

Energie nel centro di massa del LEP superiori a $2m_Z$ danno la possibilità di studiare l'esistenza di eventuali accoppiamenti trilineari anomali di bosoni di gauge neutri provenienti dai vertici $\gamma \rightarrow ZZ$ e $Z \rightarrow ZZ$ con stati finali $qqqq$, $llll$, $qqll$, $qq\nu\nu$ e $ll\nu\nu$ e, in altri intervalli di massa invariante, $\gamma \rightarrow Z\gamma$ e $Z \rightarrow Z\gamma$.

Il processo con stato finale $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ha una sezione d'urto misurabile a queste energie, ed è quindi un buon canale per poter porre dei limiti sull'eventuale esistenza di TGC neutri.

Lo scopo di questa tesi sarà lo studio di TGC neutri anomali in topologie monojet.

In figura 1.10 sono mostrati i contributi di ordine più basso ai TGC previsti dal Modello Standard per processi che coinvolgono bosoni carichi e neutri. Come si può notare, mentre per processi carichi l'interazione avviene attraverso un accoppiamento trilineare di bosoni di gauge già all' $\mathcal{O}(e)$, per quelli neutri l'unico meccanismo di produzione previsto dal Modello Standard è di $\mathcal{O}(e^3)$. E' quindi fortemente soppresso e procede attraverso l'accoppiamento di ognuno dei bosoni neutri con coppie fermione-antifermione.

I TGC carichi previsti dal Modello Standard sono parametrizzati dalla lagrangiana

$$i\mathcal{L}^{VWW} = g_{VWW}\{V^\mu(W_{\mu\nu}^-W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+W^{-\nu}) + W_\mu^+W_\nu^-V^{\mu\nu}\} \quad (1.4)$$

dove $V = Z, \gamma$, $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ (e similmente $W_{\mu\nu}$), $g_{\gamma WW} = -e$, $g_{ZWW} = e \cot \theta_W$. Il contributo previsto dal Modello Standard all'ordine $\mathcal{O}(e)$ per TGC neutri è nullo.

Negli ultimi due decenni si è cominciata a studiare la presenza di eventuali accoppiamenti anomali neutri ($\mathcal{O}(e)$).

Assumendo che oltre il Modello Standard esista una dinamica di Nuova Fisica (New Physics) a scale di massa Λ_{NP} , gli unici effetti osservabili potrebbero allora essere l'esistenza di interazioni anomale tra le particelle previste dal Modello Standard. Queste interazioni anomale possono essere descritte in termini di lagrangiane effettive.

Il numero di operatori ammesso viene stabilito da questioni dimensionali. Considerando Λ_{NP} molto maggiore della scala elettrodebole, diventano rilevanti solo gli operatori a dimensione più bassa. Contributi da operatori di dimensione maggiore devono essere soppressi infatti di un fattore s/Λ_{NP}^2 .

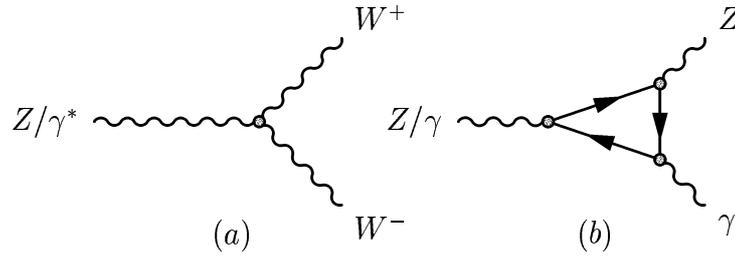


Figura 1.10: Diagrammi di ordine più basso permessi nel Modello Standard per TGC carichi e neutri: *tree level* per TGC carichi (a), a un *loop* fermionico per processi con tre bosoni neutri (b)

Poiché il Modello Standard negli accoppiamenti WWV include gli operatori di dimensione quattro, gli effetti di Nuova Fisica cominciano ad essere prodotti da operatori di dimensione sei.

Dai risultati di alta precisione ottenuti nel corso degli anni è stata stilata una lista ristretta di lagrangiane effettive. Data poi l'assenza sperimentale di deviazioni dal Modello Standard nel campo delle interazioni fermioniche, viene naturale descrivere effetti di Nuova Fisica attraverso lagrangiane effettive che coinvolgano solo i campi bosonici [6]. Risultati sperimentali che possano porre dei limiti superiori sulle costanti di accoppiamento (e da qui, attraverso relazioni di unitarietà, un limite inferiore alla scala di massa di NP, Λ_{NP}) permetterebbero di porre dei vincoli interessanti sulle possibili interazioni di Nuova Fisica.

1.3.1 La lagrangiana degli accoppiamenti trilineari di bosoni di gauge neutri

Per scrivere una lagrangiana che descriva accoppiamenti anomali $VZ\gamma$ e VZZ bisogna richiedere, oltre all'invarianza per trasformazioni di Lorentz e per $U(1)_{em}$, il vincolo dovuto alla statistica di Bose, essendoci sempre almeno 2 particelle identiche. Questa proibisce vertici di interazione ZZZ , $ZZ\gamma$ e $Z\gamma\gamma$ quando i 3 bosoni sono contemporaneamente reali. Accoppiamenti del genere appaiono dunque solo se almeno uno dei bosoni di gauge coinvolti è virtuale.

La forma della lagrangiana effettiva di Nuova Fisica che descrive un accoppiamento trilineare di bosoni di gauge neutri utilizzata in questo lavoro di tesi e definita in [7]-[8] include 2 accoppiamenti indipendenti per vertici VZZ (uno invariante per CP con coefficienti f_5^V , uno CP-violante con coefficienti f_4^V) e 4 accoppiamenti indipendenti per vertici $VZ\gamma$ (due CP-pari con coefficienti h_3^V e h_4^V , due CP-violanti con coefficienti h_1^V e h_2^V). $V = Z, \gamma^*$ è il bosone propagatore accoppiato alla corrente e^+e^- . L'espressione

Capitolo 1. Il processo $Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$

esplicita della lagrangiana è data da:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{NP} = & \frac{e^2}{m_Z^2} \left[-[f_4^\gamma (\partial_\mu F^{\mu\beta}) + f_4^Z (\partial_\mu Z^{\mu\beta})] Z_\alpha (\partial^\alpha Z_\beta) + \right. \\
& + [f_5^\gamma (\partial^\sigma F_{\sigma\mu}) + f_5^Z (\partial^\sigma Z_{\sigma\mu})] \tilde{Z}^{\mu\beta} Z_\beta + \\
& - [h_1^\gamma (\partial^\sigma F_{\sigma\mu}) + h_1^Z (\partial^\sigma Z_{\sigma\mu})] Z_\beta F^{\mu\beta} + \\
& - [h_3^\gamma (\partial_\sigma F^{\sigma\rho}) + h_3^Z (\partial_\sigma Z^{\sigma\rho})] Z^\alpha \tilde{F}_{\rho\alpha} + \\
& - \left\{ \frac{h_2^\gamma}{m_Z^2} [\partial_\alpha \partial_\beta \partial^\rho F_{\rho\mu}] + \frac{h_2^Z}{m_Z^2} [\partial_\alpha \partial_\beta (\partial_\mu \partial^\mu + m_Z^2) Z_\mu] \right\} Z^\alpha F^{\mu\beta} + \\
& + \left\{ \frac{h_4^\gamma}{2m_Z^2} [\partial_\mu \partial^\mu \partial^\sigma F^{\rho\sigma}] + \frac{h_4^Z}{2m_Z^2} [(\partial_\mu \partial^\mu + m_Z^2) \partial^\sigma Z^{\rho\sigma}] \right\} Z_\sigma \tilde{F}_{\rho\alpha} . \quad (1.5)
\end{aligned}$$

L'espressione 1.5 include operatori fino a dimensioni sei e otto. Operatori di dimensionalità più alta sono stati trascurati in quanto soppressi da potenze inverse della scala di Nuova Fisica del processo anomalo.

Gli accoppiamenti proporzionali a f_4^V violano CP, mentre quelli con f_5^V violano la parità. I termini con h_1^V e h_2^V sono pari sotto l'operazione di parità, quelli con h_3^V e h_4^V pari per CP. Tutti i termini sono dispari per trasformazioni di coniugazione di carica.

In tabella 1.3 è schematizzato il comportamento degli operatori corrispondenti ai relativi coefficienti di accoppiamento sotto trasformazioni di parità, coniugazione di carica e CP.

termini	P	C	CP
f_4^V	+	-	-
f_5^V	-	-	+
h_1^V	+	-	-
h_2^V	+	-	-
h_3^V	-	-	+
h_4^V	-	-	+

Tabella 1.3: Comportamento sotto P, C e CP per i termini nella lagrangiana 1.5 proporzionali ai coefficienti di accoppiamento riportati. $V = Z, \gamma^*$

Dalla lagrangiana 1.5 è possibile ricavare le regole di Feynman per i vertici descritti in figura 1.11 nel caso generale in cui tutti i bosoni coinvolti siano virtuali.

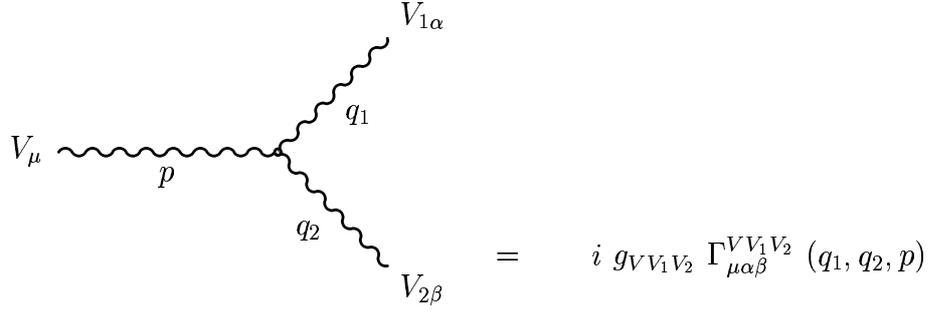


Figura 1.11: Regola di Feynman per vertici anomali VV_1V_2 . L'impulso p è considerato entrante nel vertice, q_1 e q_2 uscenti

Tali vertici sono stati parametrizzati come segue nel corso di questo lavoro di tesi²:

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{VZZ}^{\mu\alpha\beta}(p, q_1, q_2) = & \\
 & +if_4^\gamma \left\{ \frac{p^2}{m_Z^2} (g^{\mu\beta} q_2^\alpha + g^{\mu\alpha} q_1^\beta) - \frac{p^\mu}{m_Z^2} (p^\beta q_2^\alpha + p^\alpha q_1^\beta) \right\} \\
 & +if_4^Z \left\{ \frac{p^2}{m_Z^2} (g^{\mu\alpha} q_1^\beta + g^{\mu\beta} q_2^\alpha) - \frac{q_1^2}{m_Z^2} (g^{\mu\alpha} p^\beta - g^{\alpha\beta} q_2^\mu) - \frac{q_2^2}{m_Z^2} (g^{\mu\beta} p^\alpha - g^{\alpha\beta} q_1^\mu) + \right. \\
 & \quad \left. + \frac{q_1^\alpha}{m_Z^2} (q_1^\mu p^\beta - q_1^\beta q_2^\mu) + \frac{q_2^\beta}{m_Z^2} (q_2^\mu p^\alpha - q_2^\alpha q_1^\mu) - \frac{p^\mu}{m_Z^2} (p^\beta q_2^\alpha + p^\alpha q_1^\beta) \right\} + \\
 & +if_5^\gamma \left\{ -\frac{p^2}{m_Z^2} \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q_1 - q_2)_\rho + \frac{p^\mu}{m_Z^2} p_\rho \epsilon^{\alpha\beta\rho\xi} (q_1 - q_2)_\xi \right\} + \\
 & +if_5^Z \left\{ -\frac{p^2}{m_Z^2} \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q_1 - q_2)_\rho + \frac{q_2^2}{m_Z^2} \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q_1 + p)_\rho - \frac{q_1^2}{m_Z^2} \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q_2 + p)_\rho + \right. \\
 & \quad \left. + \frac{p^\mu}{m_Z^2} p_\rho \epsilon^{\alpha\beta\rho\xi} (q_1 - q_2)_\xi \right\}, \tag{1.6}
 \end{aligned}$$

per la produzione di ZZ , *on-shell* oppure *off-shell*, e da

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{VZ\gamma}^{\mu\alpha\beta}(p, q_1, q_2) = & \\
 & ih_1^\gamma \left\{ \frac{p^2}{m_Z^2} (g^{\alpha\beta} q_2^\mu - g^{\mu\beta} q_2^\alpha) + \frac{q_2^2}{m_Z^2} (g^{\mu\beta} p^\alpha - g^{\alpha\mu} p^\beta) + \frac{q_2^\beta}{m_Z^2} [g^{\mu\alpha} (p \cdot q_2) - q_2^\mu p^\alpha] + \right. \\
 & \quad \left. - \frac{p^\mu}{m_Z^2} [g^{\alpha\beta} (p \cdot q_2) - p^\beta q_2^\alpha] \right\} +
 \end{aligned}$$

²L. Conti, L. Pieri, aprile 2000

Capitolo 1. Il processo $Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$

$$\begin{aligned}
& +ih_1^Z \left\{ \frac{(p^2 - q_1^2)}{m_Z^2} (g^{\alpha\beta} q_2^\mu - g^{\mu\beta} q_2^\alpha) + \frac{q_1^\alpha}{m_Z^2} [g^{\mu\beta} (q_1 \cdot q_2) + q_1^\beta q_2^\mu] + \right. \\
& \quad \left. - \frac{p^\mu}{m_Z^2} [g^{\alpha\beta} (p \cdot q_2) - p^\beta q_2^\alpha] \right\} + \\
& +i \frac{h_2^\gamma}{m_Z^2} \left\{ \frac{p^2}{m_Z^2} p^\alpha [g^{\mu\beta} (p \cdot q_2) - q_2^\mu p^\beta] - \frac{q_2^2}{m_Z^2} q_2^\alpha [g^{\mu\beta} (p \cdot q_2) - q_2^\mu p^\beta] \right\} + \\
& +i \frac{h_2^Z}{m_Z^2} \left\{ \frac{(p^2 - m_Z^2)}{m_Z^2} p^\alpha [g^{\mu\beta} (p \cdot q_2) - q_2^\mu p^\beta] + \frac{(q_1^2 - m_Z^2)}{m_Z^2} q_1^\mu [g^{\alpha\beta} (q_1 \cdot q_2) - q_1^\beta q_2^\alpha] \right\} + \\
& +ih_3^\gamma \left\{ -\frac{p^2}{m_Z^2} q_{2\xi} \epsilon^{\mu\alpha\beta\xi} - \frac{q_2^2}{m_Z^2} p_\xi \epsilon^{\mu\alpha\beta\xi} + \frac{q_2^\beta}{m_Z^2} p_\xi q_{2\rho} \epsilon^{\mu\alpha\xi\rho} + \frac{p^\mu}{m_Z^2} p_\rho \epsilon^{\alpha\beta\rho\xi} q_{2\xi} \right\} + \\
& +ih_3^Z \left\{ -\frac{(p^2 - q_1^2)}{m_Z^2} q_{2\xi} \epsilon^{\mu\alpha\beta\xi} - \frac{q_1^\alpha}{m_Z^2} q_{2\xi} q_{1\rho} \epsilon^{\mu\beta\xi\rho} + \frac{p^\mu}{m_Z^2} p_\rho \epsilon^{\alpha\beta\rho\xi} q_{2\xi} \right\} + \\
& -i \frac{h_4^\gamma}{m_Z^2} \left\{ \frac{p^2}{m_Z^2} p^\alpha p_\xi q_{2\rho} \epsilon^{\mu\beta\xi\rho} + \frac{q_2^2}{m_Z^2} q_2^\alpha q_{2\xi} p_\rho \epsilon^{\mu\beta\xi\rho} \right\} + \\
& -i \frac{h_4^Z}{m_Z^2} \left\{ \frac{(p^2 - m_Z^2)}{m_Z^2} p^\alpha p_\xi q_{2\rho} \epsilon^{\mu\beta\xi\rho} - \frac{(q_1^2 - m_Z^2)}{m_Z^2} q_1^\mu q_{1\rho} q_{2\xi} \epsilon^{\alpha\beta\xi\rho} \right\} \tag{1.7}
\end{aligned}$$

per la produzione di $Z\gamma^*$ o $Z\gamma$.

Tuttavia, come discusso in [7]-[8], la lagrangiana 1.5 è valida limitatamente ai casi di bosoni uscenti Z e/o γ reali. In particolare gli autori di [7] hanno richiesto che $\partial_\mu V^\mu = 0$ dove $V^\mu = Z^\mu, A^\mu$. Questo vincolo nel caso del fotone coincide con la condizione di gauge di Lorentz $\partial_\mu A^\mu = 0$ ed è quindi sempre verificato; viceversa nel caso dello Z è vero solo *on-shell*. Inoltre la lagrangiana 1.5 è stata scritta imponendo che $q_{\gamma^*}^2 = 0$ e $q_Z^2 = m_Z^2$ rispettivamente per il fotone e lo Z uscenti, richiedendo cioè che i bosoni siano entrambi *on-shell*.

Nel caso di bosoni uscenti reali le regole di Feynman dei vertici si riducono alle espressioni 1.8 e 1.9 [7]-[8]:

$$\Gamma_{\mu\alpha\beta}^{VZZ}(q_1, q_2, p) = i \frac{p^2 - m_V^2}{m_Z^2} \times \{f_4^V (p_\alpha g_{\mu\beta} + p_\beta g_{\mu\alpha}) + f_5^V \epsilon_{\mu\alpha\beta\rho} (q_1 - q_2)^\rho\}, \tag{1.8}$$

per la produzione di ZZ ,

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\mu\alpha\beta}^{VZ\gamma}(q_1, q_2, p) = & i \frac{p^2 - m_V^2}{m_Z^2} \times \left\{ h_1^V (q_{2\mu} g_{\alpha\beta} - q_{2\alpha} g_{\mu\beta}) + \frac{h_2^V}{m_Z^2} p_\alpha [(p \cdot q_2) g_{\mu\beta} - q_{2\mu} p_\beta] + \right. \\
& \left. - h_3^V \epsilon_{\mu\alpha\beta\rho} q_2^\rho - \frac{h_4^V}{m_Z^2} p_\alpha \epsilon_{\mu\beta\rho\sigma} p^\rho q_2^\sigma \right\} \tag{1.9}
\end{aligned}$$

per la produzione di $Z\gamma$.

La convenzione per il verso degli impulsi si riferisce alla figura 1.11, e si definisce $\epsilon^{0123} = +1$.

L'approssimazione di bosoni uscenti reali

Il processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ su cui verte il lavoro di analisi di questa tesi contiene vertici del tipo $VZ\gamma^*$ con $V = Z, \gamma^*$, e consente quindi solo di porre limiti sui coefficienti h_i^V della 1.9, nell'approssimazione che tutti i bosoni uscenti siano *on-shell*.

Come detto, sia la lagrangiana che i vertici ricavati in [7]-[8] sono adeguati solo per il caso in cui entrambi i bosoni uscenti da un vertice $VZ\gamma^*$ siano reali, ma al momento non sono note dalla teoria le espressioni generali dei vertici nel caso *off-shell*.

Quindi l'uso dell'espressione 1.9 non è corretto per il canale $e^+e^- \rightarrow VZ\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$, dove i bosoni uscenti sono entrambi virtuali. L'espressione completa dei vertici 1.6 e 1.7 per gli accoppiamenti proporzionali ai coefficienti h_i^V o f_i^V derivanti dalla lagrangiana 1.5 contiene infatti anche ulteriori termini proporzionali al quadrato della massa invariante dei bosoni virtuali finale, nonché termini proporzionali all'impulso del γ e dello Z uscenti.

Se il fotone e lo Z sono *on-shell*, tutti questi termini danno contributo nullo all'ampiezza del processo. Infatti per un fotone reale ($q^2 = 0$), termini del vertice proporzionali all'impulso quadro del fotone stesso si annullano. Inoltre, poichè per un bosone reale si ha $\epsilon_\mu q^\mu = 0$ (dove ϵ_μ è il quadrivettore di polarizzazione e q_μ il quadrimpulso del bosone) tutti i termini del vertice proporzionali all'impulso del fotone e dello Z uscenti (supposti *on-shell*) non contribuiscono.

Nel caso *off-shell* queste cancellazioni non sono in generale più vere. Tuttavia nel caso di un fotone, la conservazione della corrente $J_\mu(q)$ elettromagnetica ($J_\mu(q) q^\mu = 0$) implica che i termini proporzionali al quadrimomento di un fotone si annullino anche nel caso *off-shell*. Per questo motivo nel vertice con $V = \gamma^*$ non si ha contributo da termini del vertice proporzionali a $p_V^\mu = p_\gamma^\mu = (p_{e^+} + p_{e^-})^\mu$ poichè essi sono accoppiati alla corrente conservata $J_\mu^{e^+e^-}(p_\gamma)$. Sempre grazie alla conservazione della corrente elettromagnetica non danno contributo neanche i termini del vertice in $q_{\gamma^*}^\mu$, proporzionali cioè all'impulso del fotone uscente γ^* che adronizza in $q\bar{q}$: questi termini infatti sono accoppiati alla corrente conservata $J_\mu(qq\bar{q})$.

Diverso è invece il caso dello Z . Nel canale considerato in questo lavoro, $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$, lo Z *off-shell* comparirà nei vertici anomali o in produzione, accoppiato alla corrente e^+e^- , o in decadimento, accoppiato alla corrente $\nu\bar{\nu}$. Questi accoppiamenti danno luogo, nel modulo quadro dell'ampiezza, a termini proporzionali a $\frac{m_f^2}{m_Z^2}$, dove f indica l'elettrone o il neutrino. Questo contributo dunque è esattamente nullo per i neutrini e del tutto trascurabile nell'accoppiamento a e^+e^- , nel limite $m_e \rightarrow 0$.

Passando dall'espressione *on-shell* dei vertici a quella *off-shell* si può concludere che tra tutti i possibili termini aggiuntivi nell'espressione delle regole di Feynman, nel caso del canale $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ vanno considerati solo termini proporzionali al quadrato della

Capitolo 1. Il processo $Z \gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$

massa invariante del fotone virtuale $m_{\gamma^*}^2$ (e al fattore $(q_Z^2 - m_Z^2)$ che verrà in seguito trascurato), giacchè sono gli unici a dare un contributo non nullo.

Non è possibile, a priori, dire se l'effetto di tali correzioni sia o meno trascurabile.

Nel seguito viene però fatta l'assunzione che tutta la correzione dipenda dal rapporto $\frac{m_{\gamma^*}^2}{m_Z^2}$, con $n = 2$ oppure $n = 4$, rispettivamente per operatori di dimensione 6 o 8. Con questo spirito sono state inserite nel programma di analisi DELTGC le espressioni 1.8 e 1.9 per il calcolo di quantità relative a processi derivanti da TGC neutri.

Nel capitolo 4 verrà giustificata questa assunzione in base ai risultati dell'analisi sui monojet.

Un possibile modello per la Nuova Fisica

Facendo uso delle equazioni del moto 1.10 per i campi del fotone e dello Z , si può pensare a 1.5 come a una lagrangiana che descrive una serie di interazioni a contatto $f\bar{f}ZZ$ e $f\bar{f}Z\gamma$,

$$\begin{aligned} \partial^\mu F_{\mu\nu} &\Rightarrow Q_f \bar{f} \gamma_\nu f, \\ \partial^\mu Z_{\mu\nu} + m_Z^2 Z_\nu &\Rightarrow e \bar{f} \left(g_L^Z \gamma_\nu \frac{(1-\gamma_5)}{2} + g_R^Z \gamma_\nu \frac{(1+\gamma_5)}{2} \right) f, \\ (\partial_\mu \partial^\mu + m_Z^2) Z_\nu &\Rightarrow e \bar{f} \left(g_L^Z \gamma_\nu \frac{(1-\gamma_5)}{2} + g_R^Z \gamma_\nu \frac{(1+\gamma_5)}{2} \right) f, \end{aligned} \quad (1.10)$$

dove f è qualsiasi fermione di carica Q_f e terza componente di isospin $t_f^{(3)}$ con accoppiamenti

$$g_L^\gamma = g_R^\gamma = Q_f, \quad (1.11)$$

$$g_L^Z = \frac{1}{s_W c_W} (t_f^{(3)} - Q_f s_W^2), \quad g_R^Z = \frac{1}{s_W c_W} (-Q_f s_W^2). \quad (1.12)$$

s_W e c_W indicano rispettivamente il seno ed il coseno dell'angolo di Weinberg. Nell'Appendice A saranno scritte le espressioni delle ampiezze di diffusione per $f\bar{f} \rightarrow ZZ$ e $f\bar{f} \rightarrow Z\gamma$ sia previste dal Modello Standard attraverso lo scambio di un fermione nel canale t , sia dovute alla lagrangiana di Nuova Fisica descritta dall'espressione 1.5.

1.3.2 Una stima sperimentale dei coefficienti di accoppiamento

L'eventuale presenza di accoppiamenti anomali si rifletterebbe sulla sezione d'urto e sulle distribuzioni angolari dei processi. Secondo uno studio riportato in [8] gli accoppiamenti che conservano CP portano ad ampiezze reali che interferiscono con quelle del Modello Standard, mentre questa interferenza non esiste per i termini che violano CP in quanto le ampiezze corrispondenti sono immaginarie. In questo modo i termini CP-violanti

portano sempre ad un aumento della sezione d'urto mentre nel caso dei termini CP-pari sarebbe in linea di principio possibile anche una diminuzione. Tuttavia verrà mostrato nel capitolo 4 come i termini di interferenza siano trascurabili per tutti gli h_i^V , e come l'eventuale presenza di un accoppiamento anomalo porti in pratica sempre ad un aumento della sezione d'urto.

Si prevede inoltre che i termini proporzionali a h_2^V e h_4^V in 1.5, essendo di dimensione 8, al contrario degli altri termini di dimensione 6, crescano con una potenza in più di s . In questo modo al crescere delle energie raggiunte in laboratorio, le procedure per l'estrazione dei limiti sperimentali sono più sensibili ai coefficienti.

Sempre in [8] viene riportata una stima numerica dei limiti possibili alle energie di LEP200 basata sulle sezioni d'urto dei processi $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow all$ ed $e^+e^- \rightarrow Z\gamma \rightarrow all$ (dove il γ è reale) e sulle previsioni di luminosità integrata ed efficienze sperimentali per quegli stessi processi.

Vengono calcolati il numero di eventi attesi, la sezione d'urto e le precisioni su questi valori.

Usando le relazioni A.9 e A.10 è stato calcolato il valore del coefficiente anomalo che induce una variazione della sezione d'urto pari all'errore Δ con cui la sezione d'urto è misurata. E' opportuno ricordare però che questi coefficienti sono ricavati dalla parametrizzazione usata in 1.8 e 1.9 valida solo per bosoni uscenti reali, mentre l'analisi soggetto di questo lavoro ha a che fare con bosoni uscenti virtuali.

Gli effetti ad un Δ dal valore previsto per la sezione d'urto dal Modello Standard, simmetrici nel caso dei coefficienti CP violanti e influenzati dal termine di interazione altrimenti, portano a stabilire i limiti sperimentali sui coefficienti riportati in tabella 1.4.

termini	limite entro 1 Δ dal MS
$ f_4^\gamma $	0.3
$ f_4^Z $	0.5
$\pm f_5^\gamma$	0.6
$\pm f_5^Z$	0.3
$ h_1^\gamma $	0.1
$ h_1^Z $	0.2
$ h_2^\gamma $	0.07
$ h_2^Z $	0.12
$\pm h_3^\gamma$	0.02
$\pm h_3^Z$	0.12
$\pm h_4^\gamma$	0.015
$\pm h_4^Z$	0.09

Tabella 1.4: Limiti stimati per i coefficienti dei TGC anomali alle energie di LEP200 derivabili da processi $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow all$ ed $e^+e^- \rightarrow Z\gamma \rightarrow all$, e riconducibili ad effetti di 1 Δ dal valore previsto della sezione d'urto nel Modello Standard [8]

1.3.3 I vertici $ZZ\gamma^*$ e $\gamma^*Z\gamma^*$ nella topologia monojet

Poiché lo stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ procede attraverso produzione intermedia di $Z\gamma^*$, in questa analisi si avrà sensibilità verso i vertici $\gamma^*\gamma^*Z$ e $Z\gamma^*Z$.

Per ricalcolare le sezioni d'urto differenziali che sarebbero dovute alla eventuale presenza di un termine anomalo, viene utilizzato il programma di analisi DELTGC, basato su metodi di integrazione numerica degli elementi di matrice e dello spazio delle fasi. Il programma utilizza la parametrizzazione dei vertici anomali 1.8 e 1.9 per bosoni uscenti reali.

La topologia dell'evento monojet prevede uno scambio di un fotone virtuale nel canale t , e quindi la distribuzione angolare dei prodotti di decadimento del γ^* sarà piccata a piccoli angoli rispetto all'asse del fascio. Sono però presenti in quelle zone cinematiche i fondi $\gamma\gamma$, ritorni radiativi e altri processi come diffusione bhabha. E' plausibile quindi una scelta di tagli cinematici tale da eliminare la zona in avanti dall'analisi. Dopo la selezione d'evento sopravviveranno quindi più eventi di segnale nella zona centrale del rivelatore.

I diagrammi degli accoppiamenti trilineari di bosoni di gauge procedono invece attraverso scambi di bosoni nel canale s . Per questo motivo, la distribuzione angolare dei prodotti di decadimento dei bosoni prodotti in interazione anomale sarà concentrata proprio nella zona centrale del rivelatore dove si concentrerà l'analisi. Nel capitolo 4 verrà discusso l'utilizzo di questa informazione nell'estrazione dei limiti sui coefficienti h_i^V degli accoppiamenti anomali.

Capitolo 2

La fabbrica dei dati

2.1 LEP

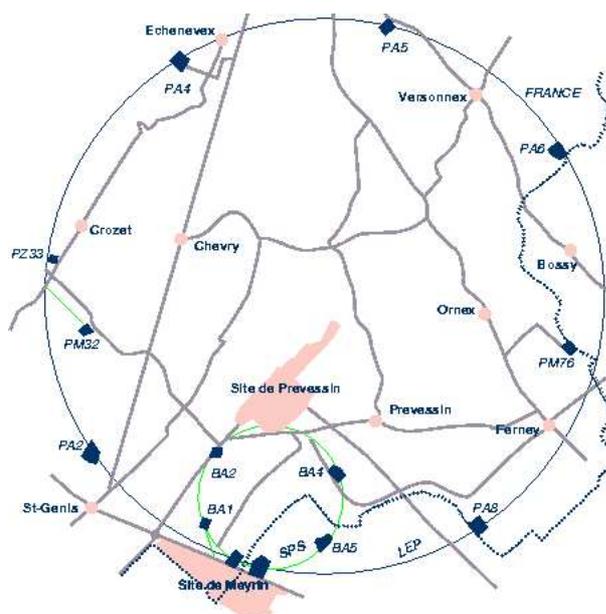


Figura 2.1: Posizione dell'anello del LEP e delle aree sperimentali (PA2-L3, PA4-ALEPH, PA6-OPAL, PA8-DELPHI)

Installato presso i laboratori del CERN, nei pressi di Ginevra (vedi figura 2.1), l'anello di collisione a fasci incrociati e^+e^- LEP (**L**arge **E**lectron-**P**ositron collider) è in funzione dal 1989 ed è stato costruito per ottenere una verifica sperimentale della teoria elettrodebole standard. Esiste per questo la possibilità di effettuare misure di precisione, rese possibili dalla grande statistica e dall'affidabilità degli apparati sperimentali, e ricerche, e di portare avanti la ricerca del bosone di Higgs. Le energie raggiunte permettono di

Capitolo 2. La fabbrica dei dati

aprire poi nuove finestre per la ricerca di eventuale Nuova Fisica oltre il Modello Standard. A tali fini nella sua prima fase denominata LEP100 (1989-1995) ha lavorato ad energie del centro di massa pari al picco di risonanza dello Z (91.2 GeV). Nella seconda fase, nota come LEP200, l'acceleratore opera ad energie progressivamente maggiori che permettono lo studio della produzione dei bosoni W e aprono nuove finestre di massa nella ricerca.

Va ricordato infatti che un acceleratore e^+e^- , a differenza delle macchine adroniche dove interazioni nello stato iniziale rendono più complicate le analisi, è la macchina ideale per la ricerca di processi "esotici" o con bassissima sezione d'urto.

La macchina acceleratrice LEP è oggi la più grande macchina operativa al mondo, con i suoi 26.6 km di circonferenza e 3.13 km di raggio di curvatura nei magneti.

L'energia persa per radiazione di sincrotrone per giro da un elettrone a LEP200 è di $\approx 2.3 \text{ GeV}$.

La catena di iniezione e accelerazione di LEP, in ordine di percorrenza, ha inizio con due Linac: LIL-V, che produce il fascio primario di elettroni a 200 MeV e genera i positroni per interazione con un bersaglio, e LIL-W, che porta tutti e due i fasci a 600 MeV e li inietta nell'anello di accumulazione EPA, il quale li inietta al protosincrotrone (**PS**) dove la loro energia viene portata a 3.5 GeV . Da qui vengono quindi iniettati nel super protosincrotrone (**SPS**) dove vengono accelerati a 20 GeV , energia finale di iniezione nel LEP.

Viene definita luminosità di un acceleratore la grandezza \mathcal{L} tale che

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma$$

dove σ è la sezione d'urto del processo realizzato nella collisione e $\frac{dN}{dt}$ il numero di processi osservati per unità di tempo. \mathcal{L} ha dunque dimensioni $[\text{pb} \times \text{s}]^{-1}$, qualora la sezione d'urto sia misurata in pb . La luminosità definisce la capacità di una macchina acceleratrice di produrre eventi.

In un acceleratore a fasci incrociati come LEP la luminosità è qualitativamente data dalla relazione

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^+} N_{e^-} f k}{4\pi S_x S_y}$$

dove N_{e^+} e N_{e^-} sono rispettivamente il numero di positroni ed elettroni presenti nei fasci, f la frequenza di rivoluzione, k il numero pacchetti circolanti, S_x e S_y le dimensioni trasverse dei pacchetti (che hanno approssimativamente forma gaussiana) nel punto di intersezione. In pratica \mathcal{L} viene misurata attraverso uno studio delle interazioni bhabha, come verrà descritto in seguito. Per l'anello di accelerazione LEP si ha $S_y \sim 10 \mu\text{m}$ e $S_x \sim 200 \mu\text{m}$, valori dipendenti dall'energia nel centro di massa.

Nella tabella 2.1 viene riportato il valore della luminosità integrata accumulata durante la fase di LEP200 per i vari valori di energia del fascio. Vengono convenzionalmente classificati "eventi adronici" quegli eventi che sono caratterizzati dalla presenza di un certo numero minimo di tracce ricostruite e da un minimo di attività nei calorimetri. La selezione che questi eventi devono aver superato sarà descritta al paragrafo 3.3.

Anno	E_{fascio} GeV	Eventi adronici	$\int \mathcal{L} dt$ (pb^{-1})
1995	65.173	7428	2.93
	70.121	111	0.04
	68.142	8358	3.01
<i>totale</i>		<i>15897</i>	<i>15.00</i>
1996	80.757	24571	9.97
	86.286	26683	9.60
	85.229	2028	0.71
	82.376	158	0.05
	91.043	80	0.01
	91.552	759	0.15
<i>totale</i>		<i>54279</i>	<i>20.49</i>
1997	91.121	11644	3.68
	91.597	140115	49.26
	90.548	656	0.17
	65.100	6164	3.10
	68.111	5914	2.97
	92.240	5060	1.64
	94.458	1912	0.66
<i>totale</i>		<i>171465</i>	<i>62.18</i>
1998	94.294	396776	158.07
1999	95.792	54148	25.89
	97.792	158532	76.90
	99.823	168242	83.59
	100.85	81897	41.11
	101.91	91	0.04
<i>totale</i>		<i>462910</i>	<i>227.53</i>
LEP200		1101327	483.27

Tabella 2.1: Sommario del funzionamento di LEP200 (dal **DELPHI Run Data Base**) per $\sqrt{s} > m_Z$

2.2 DELPHI

DELPHI (**DE**tector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification) [9] è uno dei quattro apparati sperimentali in funzione al LEP. E' stato disegnato per ottenere un'alta granularità di ricostruzione dell'evento su quasi tutto l'angolo solido ed un'eccellente identificazione delle particelle.

Il sistema standard di coordinate in DELPHI prevede l'asse z diretto lungo l'asse del fascio nel verso degli elettroni, l'asse x puntante verso il centro del LEP, l'asse y diretto verso l'alto. Gli angoli polari e azimutali, rispetto all'asse z , sono chiamati rispettivamente θ e ϕ . La coordinata radiale è di conseguenza $R = (x^2 + y^2)^{1/2}$. Il rivelatore, schematizzato in figura 2.2 è suddiviso in due regioni principali; la prima, la *barrel*, che copre valori dell'angolo polare θ compresi tra 40 e 140 gradi, e una seconda costituita dai coperchi, *end caps*, che copre la restante regione angolare in avanti e indietro. Le due regioni provvedono un sistema tracciante composto, procedendo dall'interno verso l'esterno, da un rivelatore di vertice (**V**ertex **D**etector), un rivelatore interno (**I**nnner **D**etector), una camera a proiezione temporale (**T**ime **P**rojection **C**hamber) e un rivelatore esterno (**O**uter **D**etector) nel *barrel*, e le camere in avanti (**F**orward **C**hamber **A** e **F**orward **C**hamber **B**), nonché il tracciante in avanti (**V**ery **F**orward **T**racker) negli *end caps*.

La precisione con cui si misura il momento trasverso delle particelle di $1 \text{ GeV}/c$ è in media $\Delta p_t/p_t = 0.06 \%$.

Uno dei sistemi per l'identificazione di particelle cariche è costituito dai rivelatori a luce Čerenkov (**B**arrel **R**ing **I**maging **C**herenkov e **F**orward **R**ing **I**maging **C**herenkov rispettivamente avanti e indietro).

Altri sistemi di identificazione di particelle si basano su una serie di rivelatori dal principio distruttivo. Nel caso di elettroni e fotoni vi sono i calorimetri elettromagnetici (l'**H**igh density **P**rojection **C**hamber nel *barrel*, il **F**orward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter negli *end caps*, lo **S**mall angle **T**ile **C**alorimeter nella regione a piccolo angolo polare, che propriamente è adibito alla misura di \mathcal{L} , e diversi scintillatori nelle zone di giunzione delle due regioni). Lo **S**TIC è un calorimetro a campionamento con scintillatori al piombo. E' composto da due cilindri a geometria proiettiva posti a 220 cm dalla regione di interazione e con una copertura in θ compresa fra i 29 e i 185 mrad . La precisione sulla misura della luminosità al livello del 5 per mille. Il processo utilizzato per la misura è la diffusione bhabha in avanti. Infatti questo processo ha una chiara evidenza sperimentale, una statistica elevata e una sezione d'urto ben calcolata teoricamente.

Per l'identificazione di adroni sono usati dei calorimetri adronici (**H**adron **C**ALorimeter nel *barrel* e **H**Adron **F**orward calorimeter negli *end caps*). Ci sono infine delle camere a muoni per l'identificazione di questi leptoni (**M**Uon **B**arrel chamber e **M**Uon **F**orward chamber avanti e indietro).

Vengono descritti di seguito i rivelatori di traccia e il sistema calorimetrico, il procedimento di ricostruzione delle tracce e il sistema di identificazione delle particelle.

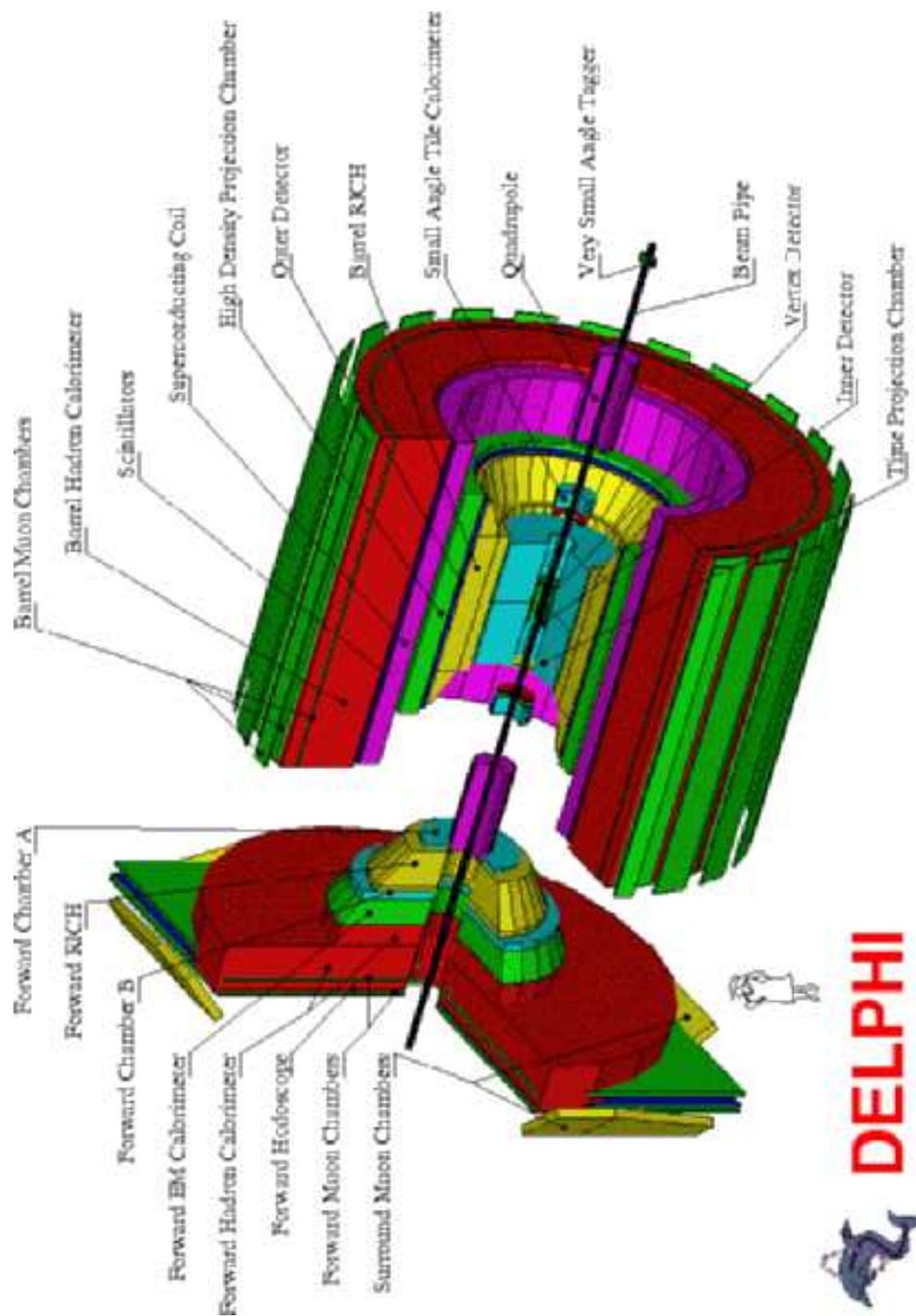


Figura 2.2: Il rivelatore DELPHI al LEP

2.3 Il sistema tracciante

E' definito volume tracciante il volume che comprende i rivelatori traccianti del *barrel* e le camere traccianti della parte in avanti. Il solenoide superconduttore che racchiude la parte centrale ha un diametro interno di 5.2 *m* e produce un campo magnetico uniforme di 1,23 *T* lungo l'asse *z* e in tutto il volume tracciante.

Il rivelatore di vertice

Con rivelatore di vertice si intende un rivelatore in grado di ricostruire la traiettoria delle particelle cariche vicino al vertice d'interazione dei fasci.

In DELPHI il VD è costituito da 3 strati cilindrici coassiali di raggi 6.3, 9 e 10.9 *cm*, ognuno composto di 24 moduli posti in maniera tale da ricoprire l'intera superficie laterale del cilindro, per un totale di 96 rivelatori a microstrip al silicio¹. La sovrapposizione in ϕ tra i moduli adiacenti è di $\approx 10\%$.

Lo strato più interno copre valori di θ compresi tra 25° e 155° , mentre i due esterni hanno una copertura angolare in θ tra 44° e 136° .

La cella di *read-out* è di 50 μm in $R\phi$. Lungo *z* vale 49.5 μm per $\theta = 90^\circ$ e varia da 99 a 150 μm per valori crescenti di *z* nello strato più interno e da 44 a 84 μm in quello esterno. La risoluzione nella determinazione della posizione del singolo *hit*, ovvero del punto in cui la particella attraversa il rivelatore, è di 7.6 μm in $R\phi$ per strato, e dipende in minima parte dall'angolo di incidenza. Questa dipendenza si fa cruciale lungo *z*, dove la precisione raggiunge il valore di 9 μm per tracce perpendicolari agli strati.

Il VD fornisce fino a 3 punti per singola traccia.

Il rivelatore interno

Il rivelatore interno ID è formato da due cilindri concentrici di raggio 11.8 e 28 *cm*.

La parte interna è formata da una camera a jet a deriva con 24 settori azimutali che coprono 15° in ϕ , ognuno in grado di dare fino a 24 punti in $R\phi$ per singola traccia. Per valori di θ compresi tra 23° e 157° , una traccia passante colpisce almeno 10 fili anodici. La copertura angolare polare in θ va da 15° a 165° .

Intorno alla camera a jet ci sono 5 strati di camere a tubi (**T**ri**g**ger **L**ayers) con spaziatura tra i tubi di $\approx 8\text{ mm}$. La cella di *read-out* è larga 8 *mm*. Tubi su strati diversi sono sovrapposti di mezza cella. Sono possibili 5 misurazioni in $R\phi$ per singola traccia. La copertura in angolo polare è tra 30° e 150° .

Le risoluzioni sugli elementi di traccia sono: $\sigma(R\phi) = 40\ \mu\text{m}$, $\sigma(\phi) = 0.89\ \text{mrad}$, e $\sigma(z)$ variabile da 0.5 *mm* a 1 *mm* al variare di θ .

¹con strip parallele all'asse *z* e distanti 25 μm l'una dall'altra

La camera a proiezione temporale

La TPC è la parte principale del sistema di tracciamento di DELPHI. Consiste in un cilindro di diametro esterno pari a 120 cm e 3 m di lunghezza, le cui basi sono formate ciascuna da MWPC divise in 6 settori azimutali per ciascun lato. Il volume è riempito da una miscela gassosa $80\% \text{ Ar} - 20\% \text{ CH}_4$ ad una pressione operativa di 1 atm . Ogni settore contiene 1680 piastre rettangolari (*pad*) di lettura disposti su 16 file che forniscono fino a 16 punti spaziali per traccia. Le aree dei *pad* variano da circa 1 cm^2 nella fila più interna a circa 6 cm^2 in quella più esterna. Un foglio di alluminio tenuto a un potenziale costante di 22.5 kV rispetto alle basi divide a metà il cilindro e genera un campo elettrico di 187 Vcm^{-1} parallelo alla direzione del campo magnetico. Una particella carica che attraversa la camera a proiezione temporale produce una media di 70 elettroni per cm di gas. Sotto l'azione del campo elettrico questi elettroni primari derivano verso le camere proporzionali. Di fronte ad ogni settore sono sistemati 192 fili sensibili spaziatati di 4 mm utilizzati per collezionare gli ioni positivi prodotti dallo sciame di elettroni al livello dei fili.

Gli elettroni primari (che hanno una velocità di deriva $\approx 6\text{ cm}\mu\text{s}^{-1}$ contro i $\approx 0.3\text{ cm}\text{ms}^{-1}$ degli ioni secondari) non sono influenzati da questo sistema di fili, la cui informazione viene utilizzata per la misura del dE/dx delle particelle.

La TPC fornisce fino a 16 punti per singola traccia per θ compreso tra 39° e 141° ² in un raggio tra 40 e 110 cm .

La risoluzione spaziale è di $250\mu\text{m}$ in $R\phi$ e di $900\mu\text{m}$ in z . La capacità di separazione di due tracce è di 1 cm in entrambe le coordinate.

Il rivelatore esterno

Sistemato al di fuori del BRICH, ad un raggio compreso tra 197 e 206 cm , l'OD è costituito da 5 strati di tubi a deriva in regime di *streamer* limitato. Copre valori di θ tra 42° e 138° , mentre ha una copertura totale in ϕ fornita dai 24 settori per strato. L'OD fornisce 3 punti spaziali e 2 in $R\phi$ per traccia.

La risoluzione di singolo punto è di $110\mu\text{m}$ in $R\phi$, e di 3.5 cm in z , ove sia possibile ³ tale ricostruzione mediante una misura del tempo di arrivo del segnale dal filo anodico.

Le camere in avanti

Il tracciamento nella regione in avanti (e dietro) è provvisto dalle FCA e FCB.

²e fino a 3 punti tra 20° e 160°

³in tre strati su cinque

Capitolo 2. La fabbrica dei dati

La FCA si trova ad una distanza media dal punto di interazione in z di ≈ 160 cm. E' costituita da due settori, uno per ogni lato del rivelatore. Ogni settore contiene 3 moduli di camere a deriva ruotati di 120° uno rispetto all'altro. Ogni camera ha due strati di 128 tubi a deriva con un filo anodico largo $100 \mu m$ nel mezzo. La copertura polare va da 11° a 32° (e da 148° a 169°).

Le precisioni medie su singolo punto sono di $290 \mu m$ in x , $240 \mu m$ in y , 8.5 mrad in θ e 24 mrad in ϕ .

La FCB è una camera a deriva divisa in 4 moduli indipendenti, 2 per ogni lato. Ogni modulo contiene circa 2000 fili divisi su 12 piani. Il tutto si trova a 275 cm di distanza in z dal vertice di interazione e copre valori di θ compresi tra 11° e 36° (e tra 144° e 189°). Le risoluzioni su singolo punto sono pari a $150 \mu m$ in x e y , 3.5 mrad in θ e $(4.0/\sin\theta)$ mrad in ϕ .

Il tracciatore in avanti

Il VFT è posizionato su entrambe le basi del VD. In ogni lato è formato da due strati di rivelatori a mini *strip* e due strati di rivelatori a *pixel*. L'angolo polare coperto va da 10° a 25° . I canali di *read-out* sono circa 24500 per i 96 moduli a mini *strip*. Ogni strato di rivelatori a *pixel* è costituito da due corone di rivelatori. Ogni corona è formata da 20 moduli, ognuno dei quali ha circa 8000 elementi di rivelazione.

2.3.1 Caratteristiche del sistema tracciante

L'impulso delle particelle cariche è determinato dalla loro curvatura nel campo magnetico attraverso la relazione $p_t(R\phi) = 0.3\rho B$ dove p_t è dato in GeV/c, ρ in m, B in Tesla. L'incertezza sulla misura dell'impulso è data dalla risoluzione spaziale sul singolo punto e dal numero di punti misurati.

Per eventi $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ la risoluzione in momento nel *barrel* ricavata da tracce misurate contemporaneamente su VD, ID, TPC e OD può essere parametrizzata come

$$\sigma_B \left(\frac{1}{p} \right) = 0.57 \times 10^{-3} (GeV/c)^{-1},$$

mentre nella zona in avanti, da tracce misurate in TPC, FCA e FCB contemporaneamente, è

$$\sigma_F \left(\frac{1}{p} \right) = 1.31 \times 10^{-3} (GeV/c)^{-1}$$

In figura 2.3 vengono mostrati gli andamenti, in funzione rispettivamente dell'angolo polare e dell'impulso della particella, dell'errore relativo percentuale σ_p/p (a, b), delle precisioni sulla determinazione dell'angolo polare θ stesso (c, d) e dell'angolo azimutale ϕ (e, f). In a, c ed e la dipendenza da θ è mostrata per 3 diversi valori del momento.

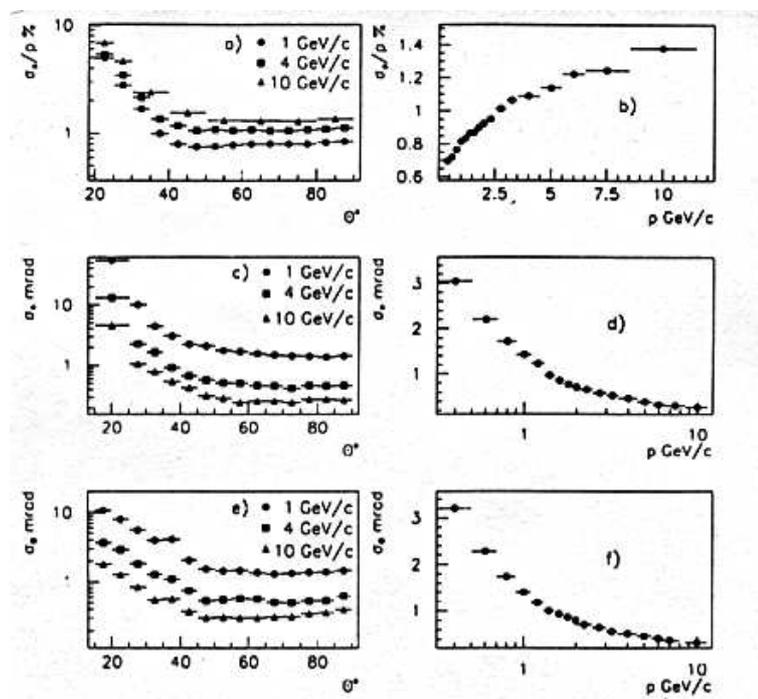


Figura 2.3: Precisioni sui parametri di traccia. Figura tratta da [9]

I rivelatori Čerenkov

Una particella che viaggia in un mezzo a velocità superiore di quella della luce nel mezzo stesso (pari a c/n , se n è l'indice di rifrazione del mezzo attraversato) polarizza le molecole del dielettrico che depolarizzandosi emettono della radiazione elettromagnetica (luce Čerenkov) lungo un cono il cui asse coincide con l'asse di volo della particella. Dalla relazione: $\cos \theta_C = \frac{1}{n} \times \left(1 + \frac{m^2}{p^2}\right)^{1/2}$, dove θ_C è l'angolo di emissione (o di apertura del cono) si può associare ad un valore misurato di θ_C la massa della particella.

Il RICH di DELPHI è costituito da due radiatori di diverso indice di rifrazione: il radiatore liquido (C_6F_{14} sia nel BRICH che nel FRICH, $n = 1.2718$) permette di identificare pioni carichi con momento almeno pari a 0.17 GeV/c, kaoni con almeno 0.7 GeV/c e protoni con impulso minimo pari a 1.2 GeV/c, quello gassoso (C_4F_{10} nel *barrel*, C_5F_{12} in avanti, $n = 1.00194$), tenuto a una temperatura di 40°C e a una pressione di 1033 mbar, permette l'identificazione di pioni con soglia a 2.3 GeV/c, kaoni di almeno 8.2 GeV/c e protoni a partire da 16.0 GeV/c.

La tecnica RICH si basa sulla rivelazione di luce Čerenkov congiuntamente alla misura dell'angolo Čerenkov.

Al crescere del momento della particella infatti, tutti gli angoli di emissione tendono ad

un valore comune di saturazione, θ_{sat} , indipendente dalla massa della particella. Il valore di θ_{sat} in un dato mezzo è derivabile dalla relazione $\cos\theta_{sat} = 1/n$.

Nel DELPHI RICH vengono usati due mezzi radiatori proprio per essere sensibili a diversi valori del momento della particella. Gli angoli di saturazione sono rispettivamente di ~ 70 *mrad* nel radiatore gassoso e di ~ 670 *mrad* in quello liquido.

Nella figura in alto a destra in 2.4 vengono riportate le curve dell'andamento dell'angolo Čerenkov come funzione del momento della particella in eventi multiadronici nel BRICH, per il radiatore liquido (a) e gassoso (b). Le tre bande in ognuno dei due grafici corrispondono, da quella più in alto a quella più in basso, al passaggio di pioni, kaoni, protoni.

I fotoni emessi vengono riflessi e focalizzati in camere a deriva (48 nel BRICH e 24 nei FRICH). Il BRICH da solo ha una copertura nell'angolo polare da 40° a 140° , e il FRICH da 15° a 35° .

2.4 Il sistema calorimetrico

Il calorimetro elettromagnetico nel “barrel”

La camera a proiezione temporale ad alta densità, l'HPC, è un calorimetro a campionamento esterno all'OD, riconosce fotoni ed elettroni⁴ e copre la regione polare in θ tra 43° e 137° .

L'HPC, che copre 18 lunghezze di radiazione, consiste in 144 moduli disposti su 6 cilindri coassiali di raggio interno pari a 208 *cm*, raggio esterno di 20 *cm* e lunghi fino a 90 *cm*. Ogni cilindro è diviso radialmente in 24 moduli.

Ogni modulo è una scatola trapezoidale larga dai 52 ai 64 *cm*, alta 47 *cm* e lunga 90 *cm*. La scatola contiene 41 strati di piombo separati da volumi di gas ($Ar - CH_4$).

Una particella elettromagnetica produce uno sciame nel piombo ionizzando in tal modo il gas. Lo ione deriva quindi lungo l'asse del rivelatore, ovvero verso l'estremità della scatola dove è raccolto da una camera proporzionale (come in una TPC). Per ogni modulo esistono 128 *pad* di lettura disposti in 9 file. Le dimensioni dei *pad* variano da 2 *cm* nella fila interna a 8 *cm* in quella esterna, e forniscono la granularità in R (pari a 9 punti) e in ϕ (1 grado). La carica di ogni *pad* è campionata in 256 fessure temporali che consentono una granularità in z di 4 *mm*.

La risoluzione sulla direzione dell'asse dello sciame derivante dalla misura del punto di impatto è di 1.0 *mrad* in ϕ e di 1.7 *mrad* in θ .

La risoluzione in energia per fotoni ed elettroni è data da $\sigma(E)/E = 0.043 \oplus 0.32/\sqrt{E(\text{GeV})}$.

⁴infatti gli adroni bucano l'HPC, essendo questa equivalente a $\sim 0.5\lambda_{abs}$

Il calorimetro elettromagnetico in avanti

Il FEMC è un calorimetro omogeneo formato da due serie dal diametro di 5 m ciascuna di 4532 blocchi di vetro al piombo Čerenkov. La distanza in z dal vertice della faccia frontale di entrata è di 284 cm, i valori di θ coperti sono compresi tra 8° e 35° (e tra 145° e 172°). Ogni blocco è una piramide troncata; la dimensione della faccia interna è pari a $5.0 \times 5.0 \text{ cm}^2$, quella della faccia esterna è pari a $5.6 \times 5.6 \text{ cm}^2$. La profondità è di 40 cm, corrispondente a 20 lunghezze di radiazione.

La risoluzione sulla posizione nel piano (x, y) è di $\sim 0.5 \text{ cm}$ per particelle elettromagnetiche di energia superiore ai 2 GeV.

La risoluzione in energia, sempre solo per fotoni ed elettroni, è data da $\sigma(E)/E = 0.03 \oplus 0.12/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 0.11/E(\text{GeV})$.

Il calorimetro adronico

L'HCAL è situato nel ferro di ritorno del campo magnetico del solenoide di DELPHI. E' composto di due coperchi, ognuno diviso in 12 settori, e un settore centrale di 24 moduli. Tra le piastre di ferro spesse 5 cm sono sistemati 19000 tubi a streamer limitato larghi 8 cm e lunghi da 40 a 410 cm. Il read-out è posizionato sui catodi dei tubi. Tutto il calorimetro copre una vasta regione di angolo solido, con θ compreso tra 11° e 189° , ed ha una profondità di 6 lunghezze di interazione. Gli adroni perdono quindi tutta la loro energia in sciami adronici.

La risoluzione energetica dell'HCAL per particelle adroniche nella regione centrale è data da $\sigma(E)/E = 0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E(\text{GeV})}$.

Le camere a muoni

Mentre gli adroni degradano tutta la loro energia in processi adronici e vengono fermati dal calorimetro adronico, i muoni riescono a penetrarlo e a raggiungere la regione esterna del rivelatore.

Nella regione centrale vi sono tre rivelatori per muoni, uno interno al calorimetro adronico, composto da 3 strati di camere proporzionali, due all'esterno, di 2 strati ciascuno.

La regione angolare polare coperta comprende θ tra 53° e 88° e tra 91.5° e 127° .

Inoltre si ha $\sigma(R\phi) = 1.5 \text{ mm}$ e $\sigma(z) = 10 \text{ mm}$.

Nella regione in avanti, a $z = 45.5 \text{ cm}$ e 502.5 cm dal punto di interazione, vi sono due rivelatori per lato, ognuno composto da due camere a fili.

I valori di θ accettati sono compresi tra 20° e 42° e tra 138° e 10° .

La risoluzione spaziale è di $\sim 1 \text{ mm}$.

2.5 La ricostruzione di traccia

Il primo passo verso la ricostruzione del passaggio di una particella nel rivelatore DELPHI è l'identificazione di elementi di traccia (**T**rack **E**lement) all'interno dei singoli rivelatori del sistema tracciante. Il codice di ricostruzione di ogni rivelatore applica le calibrizioni interne al rivelatore stesso che tengono conto, ad esempio, di eventuali distorsioni del campo magnetico, ed effettua il cosiddetto *pattern recognition* locale, ovvero applica un algoritmo in grado di riconoscere i vari *hit* di un rivelatore come originati da una stessa unità. Il risultato è una serie di informazioni di alto livello come punti bidimensionali singoli in $R\phi$ o Rz ⁵, cluster energetici⁶ o segmenti di traccia⁷. Il TE è l'elemento di partenza dei vari programmi di analisi in DELPHI, in quanto fornisce informazioni su impulso, energia, direzione.

Questi elementi sono l'*input* per la ricerca globale di traccia e i processori di *fit*. Viene infatti calcolata la compatibilità di una "stringa", ovvero un insieme di punti e segmenti provenienti da vari rivelatori, con l'ipotesi di appartenenza ad un'unica traccia.

Le particelle cariche

Una particella carica lascia una traccia del suo passaggio nei rivelatori di traccia e nel sistema calorimetrico.

Per quanto riguarda la ricostruzione della traccia carica nella zona del *barrel*, si prende come riferimento un segmento di traccia nella TPC che abbia una lunghezza di almeno 5 cm, un minimo di 10 *hit* e un $\chi^2/\text{DOF} < 20$. Viene condotta poi un'estrapolazione verso l'esterno (OD) e verso l'interno (ID) che confrontata con TE esistenti formi un candidato di traccia compatibile con gli elementi presenti in ogni rivelatore.

A questo scopo viene utilizzato il metodo dei residui: l'estrapolazione del TE della TPC verso l'ID incontra la superficie esterna di quest'ultimo in un punto; viene calcolata la distanza tra questo punto e quello dove la traccia estrapolata dall'interno dell'ID verso l'esterno incontra la stessa superficie. Per la precisione intrinseca di ogni rivelatore questa distanza viene misurata con precisione pari a $\sigma_{ID-TPC} = \sqrt{\sigma_{ID}^2 + \sigma_{TPC}^2}$. Se la distanza tra i due punti estrapolati, detta "residuo", è minore di $3 \sigma_{ID-TPC}$, allora i due TE vengono associati alla stessa traccia. Una procedura analoga viene applicata anche agli altri rivelatori.

Per ogni singolo candidato di traccia si deve avere $\chi^2/\text{DOF} < 20$. Un parametro importante a questo punto per la ricostruzione di una traccia dai singoli elementi è il seguente: viene assunta una certa traiettoria di inizializzazione (**R**eference **T**rajectory), in generale data dall'elemento di traccia della TPC o, se questa non fosse presente, da una media dei contributi dei singoli elementi.

⁵ad esempio per il VD

⁶per i calorimetri

⁷per la TPC o altri rivelatori di traccia

Vengono calcolate una serie di possibili traiettorie TnoTE (**T**rajectory with **no** **T**rack **E**lement) escludendo un elemento di traccia per volta, e il contributo al χ^2 di quella TE viene calcolato come

$$\Delta_{\chi^2} = (\chi_{RT}^2 - \chi_{TnoTE}^2).$$

Se \mathcal{NDEG} è la differenza tra il numero di gradi di libertà della traiettoria con e senza il TE considerato, viene calcolata la probabilità \mathcal{P} che quel segmento appartenga alla traccia:

$$\mathcal{P} = \chi^2(\Delta_{\chi^2}, \mathcal{NDEG}).$$

Questa variabile è distribuita tra 0 ed 1 ed ha un picco a zero quando la traiettoria non risulta compatibile con l'ipotesi di appartenenza alla RT. Viene imposto un taglio su \mathcal{P} tale che risulti $\mathcal{P} > 0.015$. Se la TE con minimo \mathcal{P} è al di sotto di questa soglia, l'elemento viene rifiutato e la procedura ricomincia dall'inizio [10].

Nella zona in avanti, algoritmi di ricerca simili utilizzano la TPC solo come rivelatore perno per angoli polari.

La stringa candidata passa quindi attraverso il processore di *fit* per l'intera traccia, che calcola il momento della particella dalla sua curvatura nel campo magnetico. Il *fit* tiene inoltre conto di eventuali perdite di energia o diffusioni multiple.

Le tracce ricostruite (ID + OD + TPC) sono quindi estrapolate attraverso il rivelatore. A questo livello vengono aggiunte le informazioni del VD e ne viene ancora una volta calcolata la compatibilità con un candidato di traccia.

Alle tracce che passano queste selezioni vengono associate le informazioni sui cluster calorimetrici.

Come ultimo passo della ricostruzione delle particelle cariche vengono associate alle tracce i codici di identificazioni provenienti dai RICH e dalle camere a muoni.

Le particelle neutre

Cluster energetici nei calorimetri che non risultino associati a nessuna traccia carica vengono identificati con una particella neutra. Al deposito scalare di energia viene quindi associato un versore che dal punto di inizio dello sciame punti al vertice di interazione dei fasci, definendo la traccia neutra.

2.6 Le informazioni dai calorimetri

In DELPHI la precisione dei rivelatori di traccia è tale che (a parte per alcuni casi dove la traccia è mal ricostruita) l'energia delle particelle cariche è stimata in maniera migliore usando l'informazione contenuta in essi piuttosto che quella data dai calorimetri. Per queste particelle la massa è stimata usando il sistema di identificazione di DELPHI.

Elettroni e fotoni rilasciano tutta la loro energia nei calorimetri elettromagnetici, non appena entrano in contatto col materiale del calorimetro. Un π_0 è riconoscibile dal suo

decadimento in fotoni. Adroni neutri come K_L^0 e neutroni o adroni carichi sono rivelati nell'HCAL, ma possono rilasciare parte della loro energia nei calorimetri elettromagnetici.

Risulta fondamentale distinguere sciame adronici da sciame elettromagnetici originati da fotoni o elettroni.

2.7 La ricostruzione degli sciame

La ricostruzione degli sciame nell'HPC

Il primo passo della ricostruzione nell'HPC è quello di ricostruire le informazioni di ogni singolo *pad*. Questa procedura riduce il contributo alla precisione lungo z sul vertice del singolo cluster a valori più piccoli di 1 mm . La ricostruzione degli sciame procede nel modo seguente: i depositi di energia che si trovano sui 9 strati sono proiettati radialmente dal punto dove sono stati registrati su una griglia in $z - R\phi$. Questa griglia è posizionata a un raggio costante di 217 cm corrispondente al terzo strato ed ha bin di $3.4\text{ mm} \times 3.4\text{ mm}$ (quanto una fessura temporale lungo z). Bin vicini vengono raggruppati fino a che la risoluzione è di $0.5^\circ \times 0.5^\circ$. Su questa griglia vengono ricercati dei massimi di intensità. Aree connesse sono separate se tra due massimi locali viene trovato un minimo significativo. Tutti i bin che rimangono connessi sono raccolti nello sciame definito dal più vicino massimo locale. In un secondo tempo le tracce cariche ricostruite precedentemente vengono estrapolate fino all'HPC e associate col metodo dei residui. Un residuo di pochi mm associa una traccia al cluster elettromagnetico. Lungo l'estrapolazione di traccia possono venire aggiunti sciame addizionali di bassa energia e, se necessario, gli sciame esistenti possono essere ulteriormente suddivisi.

La ricostruzione degli sciame nel FEMC

La ricostruzione degli sciame elettromagnetici nel FEMC avviene su due piani: prima di tutto viene compiuta una ricerca iterativa di accumuli energetici. In entrambe le due facce perpendicolari all'asse dei fasci viene localizzato il blocco con il deposito maggiore e degli 8 blocchi adiacenti sono considerati quelli con un deposito superiore a un certo valore di soglia. Viene posta un'etichetta di identificazione se uno dei blocchi adiacenti a quello principale che abbia passato la selezione è stato precedentemente attribuito ad un altro deposito (ovvero se il blocco risulta adiacente contemporaneamente a due blocchi con alto deposito di energia), e l'energia viene divisa in proporzione a quella depositata nei blocchi centrali.

La somma delle energie nei vari blocchi fornisce l'energia del deposito, mentre il centro di gravità dei vari depositi indica la sua coordinata. A questo punto vengono ricalcolati i contributi a due diversi cluster che si trovino in uno stesso blocco, e la procedura continua finché tutte le energie sopra soglia siano assegnate a un deposito energetico.

La seconda parte della ricostruzione implica l'uso delle informazioni del sistema tracciante per distinguere depositi derivanti da particelle cariche o neutre.

La ricostruzione degli sciame nell'HCAL

Una procedura analoga a quella di ricostruzione nel FEMC viene applicata anche nel caso di ricostruzione di sciame nell'HCAL.

Viene compiuta cioè una ricerca di accumuli energetici e attraverso lo studio del profilo longitudinale dei depositi vengono divisi i possibili contributi da sciame diversi.

Informazioni dal sistema tracciante e dal sistema di identificazione di adroni carichi permette infine di associare il deposito ad una particella carica oppure neutra. Il valore del residuo che permette l'associazione ad una traccia carica è di circa 10 cm.

Uno sciame adronico può avere inizio nel calorimetro elettromagnetico. Una volta ricavato il profilo longitudinale di uno sciame combinando i contributi nei vari calorimetri si può calcolare l'energia dell'adrone usando calibrazioni diverse per le diverse parti (elettromagnetica e adronica). Tale profilo sarà composto da un picco stretto dato dalla componente elettromagnetica e da una coda adronica.

L'energia associata allo sciame adronico è quindi $E_{adrone} = \sum_{i=em,adr} w_i E_i$, dove il peso w_i è dato dallo studio del profilo ed E_i è il valore misurato nei vari calorimetri.

2.8 Il sistema di identificazione delle particelle

L'identificazione di elettroni

L'identificazione di elettroni è complicata dalle interazioni elettromagnetiche che si possono avere nel materiale posto prima del raggiungimento del calorimetro.

Nel barrel, un elettrone attraversa uno spazio pari a circa $0.8X_0/\sin\theta$ prima di arrivare all'HPC. Questa quantità aumenta nella regione in avanti, rendendo ancora più probabile queste interazioni.

Per l'identificazione di elettroni nel barrel vengono utilizzate due misure indipendenti e complementari, la misura del dE/dx della TPC e il deposito di energia nell'HPC. Per un elettrone, dopo le correzioni dovute agli effetti radiativi prima di raggiungere i calorimetri e a piccole deviazioni dalla linearità del calorimetro, ci si aspetta che il rapporto E_{HPC}/p sia vicino all'unità. La distribuzione di E_{HPC}/p viene poi convertita in funzione di probabilità per l'ipotesi "elettrone". Le tracce delle particelle cariche sono estrapolate dalla TPC al calorimetro e ne viene calcolata la direzione e il loro punto di impatto con l'HPC. Questi valori vengono poi confrontati con la misura di posizione e direzione dello sciame nell'HPC e viene utilizzato il metodo dei residui per l'associazione dello sciame alla particella. Per quantificare il carattere elettromagnetico dello sciame si confronta la sua deposizione longitudinale con la parametrizzazione attesa per quel

Capitolo 2. La fabbrica dei dati

valore di energia.

Un confronto con il dE/dx della TPC è in grado quindi di separare ulteriormente elettroni da altre particelle cariche. Come si vede dalla figura in alto a sinistra nella 2.4 infatti, la perdita di energia di un elettrone ha un andamento diverso da quello delle altre particelle cariche.

Una procedura analoga viene applicata nel caso delle camere in avanti.

Identificazione di fotoni e π^0

Il 40 % circa dei fotoni convertono prima di raggiungere l'HPC. Un 7% converte in coppie e^+e^- poco prima della TPC. Poiché elettroni e positroni sono ben ricostruiti, si ha in questi casi un'alta efficienza di ricostruzione per fotoni. Sciami di fotoni nell'HPC e nel FEMC sono ricostruiti sommando cluster vicini.

Un π^0 può essere ricostruito sia attraverso il riconoscimento di una coppia di fotoni che convertano prima della TPC la cui massa invariante sia pari alla massa del pione, sia attraverso l'analisi di depositi di energia che mostrino una struttura interna.

L'angolo tra due fotoni derivanti da un π^0 con un'energia al di sopra dei 6 GeV è infatti generalmente minore di 2° . In queste condizioni il programma di *pattern recognition* dell'HPC ricostruisce un solo sciame. Viene studiata in questo caso la sottostruttura laterale dello sciame, studio reso possibile dall'alta granularità in z dell'HPC. La larghezza di campionamento lungo z (asse di deriva) corrisponde a 3.4 mm, mentre le dimensioni di un pad nei primi strati varia tra i 2 e i 3 cm. Viene costruito un algoritmo che proietta tutte le misure del cluster su una griglia in $\theta - \phi$. La distribuzione di carica così ottenuta viene proiettata su un'asse e fittata con due gaussiane. Se vengono trovati due massimi significativi, gli sciami potrebbero derivare dal decadimento di un π^0 .

Anche un fotone singolo che converte immediatamente prima dell'HPC porta ad una topologia a 2 cluster. In questo caso però i 2 cluster sarebbero separati dal campo magnetico in ϕ ma non in θ . Non sono quindi considerati pioni neutri due sciami la cui separazione in θ risultasse minore di un decimo della separazione in ϕ .

Viene infine calcolata la massa invariante dei due sciami dall'energia divisa tra i due picchi e dalla loro distanza.

L'identificazione di adroni carichi

L'identificazione di particelle adroniche cariche in DELPHI si basa sulla perdita di energia per ionizzazione per unità di lunghezza nella TPC e sui rivelatori Čerenkov.

Ionizzazione specifica nella TPC

La misura della perdita di energia per ionizzazione nella TPC può essere combinata alle informazioni dei rivelatori Čerenkov per ottenere informazioni sugli adroni carichi.

I segnali raccolti dai fili sono associati alle tracce ricostruite dalla TPC attraverso un confronto dei tempi d'arrivo dei segnali dei *pad* e dei fili.

Tempi troppo vicini per essere distinti non sono utilizzati nel calcolo del dE/dx . Questa richiesta corrisponde, per tracce ortogonali alla direzione di deriva, a una separazione minima di 2 *cm*. Per effetto della soglia dell'elettronica viene perso l'8 % circa del segnale.

Il taglio di qualità richiesto è un minimo di 30 fili con segnale per traccia.

La risoluzione della perdita di energia e l'efficienza di identificazione variano al variare del momento e dell'angolo di incidenza della traccia e della topologia dell'evento stesso. Per muoni al di sopra dei 45 *GeV* si ha $\sigma(dE/dx)/(dE/dx) = 5.2$ %. Nella figura in alto a sinistra nella 2.4 viene riportato l'andamento della perdita di energia specifica nella TPC in funzione del momento della particella per diversi tipi di particelle.

L'identificazione di adroni carichi nel RICH

La risposta del RICH al passaggio di una particella carica viene confrontata con quella attesa per 5 ipotesi di massa (e, μ, π, K, p). Viene controllata l'esistenza di un anello di fotoelettroni in corrispondenza della traccia, si determina θ_C e lo si confronta con il valore atteso. Se il confronto dà esito positivo, la particella viene identificata. Viene inoltre preso in considerazione il fatto che una particella al di sotto della soglia Čerenkov non emette luce (regione di veto, o di identificazione negativa). Ad esempio, se un adrone di momento pari a 5 *GeV/c* fornisce luce Čerenkov nel radiatore gassoso, non può che essere un pione.

Utilizzando le informazioni su veto e θ_C si ottiene una risposta positiva o negativa per i π , i K e i p , con efficienze che variano dal 70 % al 50 %. La risposta viene inoltre classificata in funzione della sua attendibilità su tre livelli: *loose, standard, tight*.

Se la particella riconosciuta dal RICH è stata identificata anche dalla TPC, le informazioni vengono combinate e alla particella viene attribuito un grado di identificazione più stretto.

La figura in basso di 2.4 riporta le informazioni dalla TPC e dal RICH per una serie simulata di decadimenti adronici dello Z .

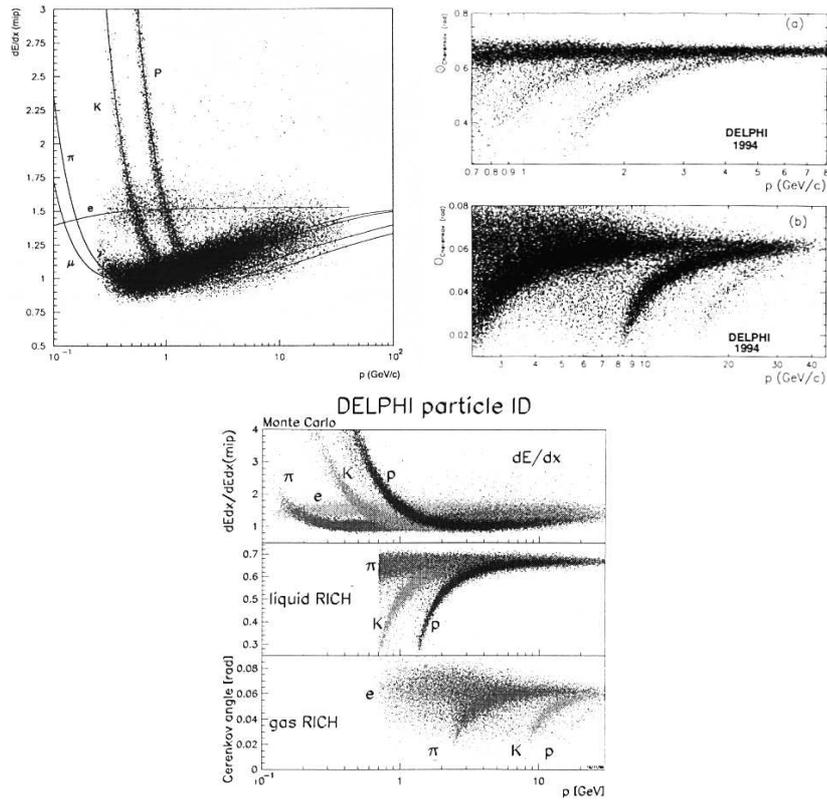


Figura 2.4: In alto a sinistra: andamento della perdita di energia specifica dE/dx nella TPC in funzione del momento della particella. In alto a destra: andamento dell'angolo Čerenkov come funzione del momento della particella nel BRICH, per il radiatore liquido (a) e gassoso (b). La banda in alto corrisponde al passaggio di pioni, quella centrale identifica kaoni, quella in basso protoni. In basso: identificazione combinata utilizzando l'informazione del dE/dx nella TPC e dell'angolo Čerenkov nel RICH per una serie simulata di decadimenti adronici dello Z. Figure tratte da [9]

2.9 La risposta in energia di DELPHI

La comprensione della risposta complessiva del rivelatore DELPHI ad eventi completi, ovvero comprendenti adroni carichi e neutri, leptoni e fotoni, è necessaria per estrarre informazioni sulla direzione e l'energia dei componenti così come per identificare eventi che contengono una grande quantità di energia mancante. Tale informazione d'insieme viene definita *Energy flow* (flusso di energia), ed è determinata utilizzando tutte le informazioni disponibili dai rivelatori di traccia e dai calorimetri. La precisione della misura di *Energy flow* è funzione della precisione intrinseca, della risoluzione e dell'efficienza dei rivelatori, e dell'efficienza dell'algoritmo di ricostruzione usati per combinare i dati. Di seguito viene descritto il metodo usato per misurare il flusso d'energia nel rivelatore.

Il raggruppamento dell'energia si svolge in due passi. Per prima cosa viene eseguita una ricerca di elettroni e fotoni identificati. Sciami nell'HPC che non sono identificati come indotti da fotoni o elettroni sono riciclati per l'algoritmo seguente. Tutte le particelle cariche in un evento sono classificate in base al loro momento. Ogni traccia, in ordine decrescente di energia, viene poi estrapolata attraverso il calorimetro elettromagnetico fino all'HCAL e ogni deposito di energia entro un certo angolo (2° per l'HPC, 5° per il FEMC e 6° per l'HCAL, in funzione della risoluzione angolare di ogni rivelatore) dalla traccia ricostruita è associata a quella traccia. Il procedimento è il metodo dei residui calcolato in funzione dell'angolo. Questo processo viene iterato per ogni particella carica. L'energia associata in questo modo alle tracce cariche non viene usata per il calcolo dell'energia totale dell'evento.

I depositi di energia restanti sono utilizzati per definire sciami derivanti da particelle neutre. Vengono ordinati in ordine decrescente di energia tutti i depositi rimanenti nei calorimetri e si usa l'informazione sul deposito più grande nello stesso modo che per le tracce cariche. Tutti i rilasci di energia entro un certo angolo dalla traccia neutra sono associati alla particella.

Devono essere considerate correzioni dovute alla possibilità che una particella carica sia collineare ad una neutra. Se la particella neutra ha bassa energia non c'è modo di recuperare la sua energia poiché la discrepanza tra il momento p della particella carica come è misurato dai rivelatori di traccia e l'energia associata nel calorimetro E_{ass} è dominata dalla risoluzione energetica del calorimetro. Un piccolo valore misurato dell'energia può quindi essere confusa con una fluttuazione nella risoluzione. Se E_{ass} è però più grande di 2.5σ (in risoluzione di energia) rispetto al momento p della traccia carica, viene creata una particella neutra con energia $(E_{ass} - p)$, e la sua energia viene aggiunta al calcolo dell'energia totale dell'evento.

2.10 La ricostruzione dei jet

Dopo la ricostruzione di tutte le tracce, un filtro seleziona eventi giudicati interessanti per l'*output* di fisica. Circa il 40 % dei trigger sono registrati sulle cassette di dati (DST); la parte rimanente rimane comunque accessibile nei dati grezzi per eventuali

futuri processamenti.

Le informazioni sulle particelle cariche e neutre sono prese insieme per essere passate attraverso un algoritmo di raggruppamento delle particelle in jet.

2.10.1 L'algoritmo di clusterizzazione LUCLUS

Per determinare le informazioni cinematiche di ogni jet in un evento vengono comunemente usati algoritmi di clusterizzazione, che consentono di raggruppare le particelle di un evento in cluster che conservano memoria della direzione del singolo quark prima dell'adronizzazione.

L'algoritmo utilizzato per la clusterizzazione delle particelle in jet in questo lavoro di tesi è LUCLUS [11].

La filosofia di questo algoritmo è ad "unione binaria". Ogni particella all'inizio viene considerata un cluster a sé. Attraverso una misura di distanza che viene definita per ogni tipo di algoritmo, vengono riconosciuti i due cluster più vicini. Se la loro distanza è minore di una certa soglia d_{join} questi sono raggruppati in un solo cluster. A questo punto l'impulso del sistema di due particelle è dato dalla somma vettoriale degli impulsi iniziali delle particelle stesse. In questa nuova configurazione vengono trovati i due cluster più vicini e si ripete lo stesso procedimento fino a che tutti i cluster si trovano a distanze maggiori della soglia.

I cluster che sopravvivono sono chiamati jet.

Si può scegliere sia di far variare d_{join} fino a che sono ricostruiti un numero fissato di jet che di fissare d_{join} e lasciare libero l'algoritmo.

La grandezza che misura la distanza tra due cluster utilizzata in LUCLUS è il momento trasverso rispetto a un'asse comune del jet.

La distanza d_{ij} tra due particelle o cluster di momenti \vec{p}_i e \vec{p}_j è definita come:

$$d_{ij}^2 = \frac{1}{2}(|\vec{p}_i||\vec{p}_j| - \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j) \frac{4|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{(|\vec{p}_i| + |\vec{p}_j|)^2} = \frac{4|\vec{p}_i|^2|\vec{p}_j|^2 \sin^2(\theta_{ij}/2)}{(|\vec{p}_i| + |\vec{p}_j|)^2}.$$

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

$$d_{ij} \approx \frac{|\vec{p}_i \wedge \vec{p}_j|}{|\vec{p}_i + \vec{p}_j|}.$$

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

La particolarità dell'algoritmo è che quando più di due cluster sono uniti, viene operato un riassegnamento delle particelle ai jet, per evitare che particelle di uno stesso cluster siano in realtà più distanti di due particelle in due cluster diversi. La procedura iterativa si ferma quando tutte le combinazioni ij all'interno di un cluster sono tali che $d_{ij} < d_{join}$.

2.11 L'ermeticità

In analisi dove è necessaria un'accurata ricostruzione di energia e momento mancante è importante avere un rivelatore ermetico.

Ci sono diversi punti deboli in DELPHI, dove può essere perduta una porzione significativa di energia; per esempio, i vuoti tra i moduli dell'HPC sono di ~ 1 cm in ϕ e z , tranne che per $\theta = 90^\circ$, dove per accomodare un anello di rinforzo per il criostato tra il terzo e il quarto anello, si viene a creare un vuoto di ~ 7.5 cm.

I vuoti più seri nel rivelatore sono nella regione dove sono posti i condotti dei cavi tra la zona centrale e i coperchi. Questi creano regioni non sensibili intorno a $\theta = 40^\circ$ e $\theta = 140^\circ$.

Per migliorare l'ermeticità sono stati inseriti contatori a scintillazione in piombo, a coprire la regione con θ compreso tra 36° e 41° (e tra 139° e 144°), pari al 6 % della copertura geometrica di DELPHI.

2.12 Il sistema di trigger

Il sistema di trigger di DELPHI [12] è composto di 4 livelli successivi a selettività crescente, denominati **T1**, **T2**, **T3** e **T4**.

I primi due livelli di trigger sono sincroni rispetto al segnale di incrocio dei fasci (**B**eam **C**ross **O**ver signal). Mentre T1 è un trigger blando, una risposta positiva di T2 decide dell'acquisizione del dato da parte dell'elettronica di lettura.

L'intervallo tra due incroci successivi dei fasci ⁸ è di $22 \mu s$. Le decisioni di trigger di T1 e T2 sono prese rispettivamente 3.9 e $39 \mu s$ dopo il BCO.

Il tempo morto introdotto è del 3 % con un tempo tipico di lettura dell'evento di 3 ms. Con tempo morto si intende il tempo durante il quale un dato non può essere acquisito perché il sistema è impegnato nel processamento del dato precedente. La decisione di T1 è presa in base a informazioni provenienti dai rivelatori a tracciamento veloce (ID, OD, FCA e FCB), da matrici di scintillatori inseriti nel *barrel* (**T**ime **O**f **F**light), negli *end caps* (**F**orward **H**odoscope) e nell'HPC, dal FEMC e dalle camere a muoni.

In T2 si aggiungono segnali provenienti dalla TPC, dall'HPC, dalla MUF e dalla combinazione di segnali da diversi sottorivelatori. T2 introduce quindi correlazioni geometriche rispetto a T1.

Gli ultimi due livelli di trigger sono filtri software, asincroni rispetto al BCO.

T3 dimezza il fondo (eventi vuoti, di rumore, ...) che passa T2 applicandone la stessa logica ma usando un'informazione più dettagliata. L'evento a questo punto viene scritto. T4 poi è in grado di dimezzare ulteriormente il fondo, in quanto utilizza un programma di ricostruzione completo.

La frequenza massima di acquisizione dati dopo un trigger T1 è di ~ 600 Hz, scende a $5 \div 10$ Hz dopo T2, e viene ulteriormente dimezzata da T3 e T4. La frequenza finale di

⁸nel LEP circolano quattro pacchetti di elettroni e positroni equidistanziati

Capitolo 2. La fabbrica dei dati

registrazione dei dati è di 2 Hz .

La sovrapposizione geometrica dei sottorivelatori fornisce una ridondanza tra le diverse condizioni di trigger. Questa caratteristica assicura efficienza elevata e stabile su lunghi periodi di presa dati.

L'efficienza globale di trigger per coppie $e^+ e^-$ e $\mu^+ \mu^-$ è consistente con 1 al livello di 1×10^{-4} per angoli polari compresi tra 20° e 160° .

Per tracce singole con momento trasverso superiore a $1\text{ GeV}/c$ le efficienze di riconoscimento di un segnale di fisica, per θ tra 42° e 138° nella regione centrale e tra 10° e 32° (e tra 148° e 170°) in avanti, sono superiori al 95 %.

Nel *barrel* l'efficienza sul singolo fotone cresce linearmente dal 5 % per fotoni tra 1 e $2\text{ GeV}/c$ al 60 % per fotoni al di sopra dei $4\text{ GeV}/c$.

Per l'elevata molteplicità nello stato finale, gli eventi adronici ($Z \rightarrow \text{adroni}$) sono selezionati con un'efficienza difficilmente distinguibile da 1 su praticamente tutto l'angolo solido.

2.13 Il Monte Carlo

La simulazione di eventi ha lo scopo di capire in dettaglio la risposta dello strumento con cui si effettua una misura ad una sollecitazione rappresentata da un modello fisico. Tale modello viene poi utilizzato per studiare le caratteristiche di un dato segnale di fisica ed in seguito isolare su queste basi il segnale stesso dai dati reali.

In DELPHI gli strumenti utilizzati nella simulazione sono dei programmi di generazione dei processi fisici primari (generatori) e di ricostruzione della risposta del rivelatore a quel dato processo (DELSIM).

Il programma di generazione

Un programma di generazione di evento [13] consiste in una parte di codice di calcolo che trasforma numeri pseudo-casuali in distribuzioni fisiche di variabili dello spazio delle fasi di un dato processo, tenendo conto della presenza dei vari diagrammi di Feynman. Per quei valori dei quadrimomenti dei fermioni, viene prodotto l'elemento di matrice quadrato e sommato/mediato sugli stati di spin e di colore. Da qui il calcolo della sezione d'urto del processo considerato.

In figura 2.5 viene riportato un esempio di come il Monte Carlo riproduca le distribuzioni dei dati. Viene mostrata in particolare la distribuzione di massa ricostruita del bosone W studiata nei canali di decadimento $WW \rightarrow q\bar{q}\mu\nu_\mu$, $WW \rightarrow q\bar{q}\tau\nu_\tau$ e $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ [14]. L'accordo tra la distribuzione reale e quella simulata è quasi ovunque buono, tranne che nel canale $WW \rightarrow q\bar{q}\tau\nu_\tau$ dove si notano delle discrepanze, dovute in parte agli algoritmi di clusterizzazione applicati al decadimento del τ .

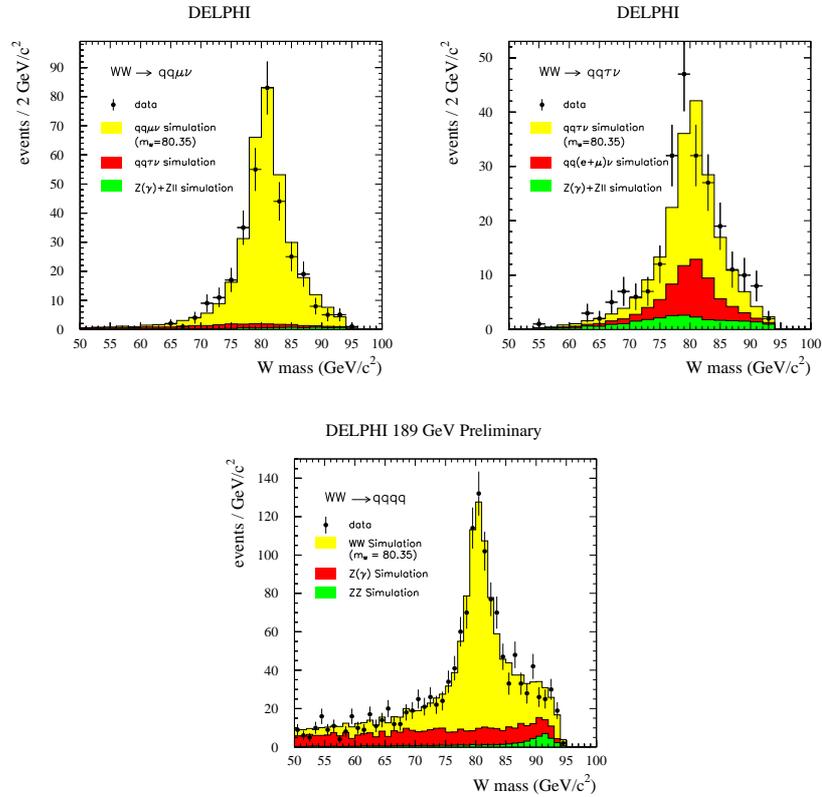


Figura 2.5: Distribuzioni delle masse ricostruite del bosone W nei canali $WW \rightarrow q\bar{q}\mu\nu$ (figura in alto a sinistra), $WW \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$ (figura in alto a destra) e $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (figura in basso). Figure tratte da [14]

Il programma di simulazione del rivelatore

Il programma DELSIM (**DELPHI SIMulation program**) [15] simula la risposta dettagliata del rivelatore ad un particolare processo fisico.

Una delle sue componenti principali è una parte di codice dedita alla simulazione delle particelle che attraversano i volumi di materia dei vari rivelatori (a maggiore o minore densità). Si segue la particella nel campo magnetico considerando perdita di energia, diffusione multipla, effetti moltiplicativi (importanti nei calorimetri), ed interazioni secondarie quali effetto fotoelettrico, emissione di raggi δ , bremstrahlung, decadimenti deboli e interazioni nucleari, diffusione Compton.

Viene quindi simulata la risposta del rivelatore.

Capitolo 3

L'analisi dei dati

Lo stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ può essere prodotto da diversi stati intermedi. Nel caso di neutrini μ o τ i diagrammi che mediano l'interazione sono 10 e avvengono per scambio di corrente neutra. Il numero di diagrammi sale a 19 se nello stato finale sono presenti neutrini e perché in tal caso si aggiungono diagrammi con scambi di uno o più bosoni W nel canale t . Nel caso di correnti neutre è stato calcolato che il contributo essenziale viene dalla produzione di ZZ . Al di fuori della regione di produzione di due Z il contributo principale deriva dalla produzione di $Z\gamma^*$, la cui sezione d'urto varia con la massa invariante del fotone virtuale, ma dipende solo debolmente dall'energia nel centro di massa.

Per il canale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$, nella regione di massa invariante $m_{\gamma^*} \equiv m_{q\bar{q}} < 60 \text{ GeV}/c^2$, argomento di questa tesi, il contributo alla produzione di ZZ può essere considerato trascurabile, e come discusso nel capitolo 1, lo stato finale avrà la topologia caratteristica di un monojet.

3.1 La ricerca di eventi monojet

Per piccole masse invarianti del γ^* la molteplicità dell'evento è bassa (al limite solo due particelle), mentre all'aumentare della massa il jet che esso origina contiene un numero maggiore di tracce.

In questo lavoro di tesi sono state sviluppate due analisi:

- o un'analisi sensibile a basse masse del γ^* , denominata nel seguito LMS (**L**ow **M**ass **S**ensitive). Questa analisi è stata messa a punto per essere efficiente a valori piccoli di m_{γ^*} dove è attesa la maggior parte degli eventi di segnale (come mostrato dalla figura 1.3, che riporta la distribuzione in massa invariante del fotone predetta dalla simulazione Monte Carlo utilizzata in questo lavoro);
- o un'analisi ad alta efficienza, HE (**H**igh **E**fficiency), studiata per avere un'efficienza migliore su valori della massa invariante del γ^* fino a circa $60 \text{ GeV}/c^2$.

Le due analisi hanno efficienze diverse nell'intervallo di variazione della massa invariante del γ^* . Questo risultato è raggiunto senza applicare alcun taglio esplicito sulla massa

Capitolo 3. L'analisi dei dati

ricostruita del monojet.

Nella regione $2 \text{ GeV}/c^2 < m_{q\bar{q}} < 60 \text{ GeV}/c^2$, EXCALIBUR predice una sezione d'urto di 0.080 pb per $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ e 0.073 pb per $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ [16].

Per $2m_\pi < m_{q\bar{q}} < 2 \text{ GeV}/c^2$ la massa invariante del γ^* è vicina a quella dei mesoni vettori e possono aver luogo processi come $\gamma^* \rightarrow \rho \rightarrow \pi\pi$. Devono quindi essere inclusi effetti non perturbativi di QCD¹. Piccole masse invarianti dei due quark prodotti significano basso Q^2 nell'interazione, per cui vengono prodotti nello stato finale stati di risonanza a bassa massa come appunto la ρ .

KORALW è il generatore usato in questo intervallo di massa. Esso implementa un modello semplificato per la frammentazione del γ^* , basato sulla dualità adrone-partone, assumendo che abbia luogo solo il processo $\gamma^* \rightarrow \pi^+\pi^-$. Per modellare la distribuzione di massa invariante della coppia $\pi^+\pi^-$ viene usato il rapporto $R_\pi = \sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$. La sezione d'urto predetta in questa regione di massa varia da 0.082 pb per $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ a 0.075 pb per $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$.

La sezione d'urto totale per $e^+e^- \rightarrow Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ nella regione $2m_\pi < m_{q\bar{q}} < 60 \text{ GeV}/c^2$ varia tra 0.162 pb e 0.148 pb .

Attraverso uno studio del segnale di fisica di cui si vuole calcolare la sezione d'urto e del fondo da rimuovere, in questa tesi è stata preparata una selezione di eventi che fa uso di tagli sequenziali per rigettare i fondi principali e mantenere il miglior compromesso tra efficienza ϵ e purezza \mathcal{P} del segnale. Questa procedura di selezione applicata ai dati reali estrae un campione di eventi N_{dati} e applicata agli eventi simulati seleziona un campione di eventi di segnale ($N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{MC}$) e di fondo (N_{fondo}^{MC}) Monte Carlo.

Poiché la simulazione del fondo comprende una serie di processi ben noti e già misurati sperimentalmente, è legittimo assumere che il fondo sia descritto correttamente dal Monte Carlo. La validità di questa assunzione sarà giustificata dal confronto dati-MC a vari livelli dell'analisi.

La definizione monojet viene usata nel seguito per indicare un processo $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$, anche se un fotone virtuale di alta massa apparirà come due jet distinti. Il numero di eventi nei dati $N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{dati}$ corrispondenti a topologie monojet può quindi essere calcolato dalla differenza tra il numero totale di eventi selezionati nei dati e il numero di eventi di fondo Monte Carlo:

$$N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{dati} = N_{dati} - N_{fondo}^{MC}. \quad (3.1)$$

Si assume poi che la fisica di $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ sia descritta in maniera affidabile dal Monte Carlo utilizzato. L'efficienza ϵ e la purezza \mathcal{P} del segnale sono definite come:

$$\epsilon = \frac{N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{MC}}{N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{MC \text{ generazione}}}, \quad \mathcal{P} = \frac{N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{MC}}{N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{MC} + N_{fondo}^{MC}}.$$

¹questi effetti possono essere descritti attraverso il modello VMD (Vector Meson Dominance) [17]

$N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{MCgenerazione}$ è il numero di eventi di segnale alla generazione, ovvero prima della selezione d'evento. La sezione d'urto misurata per il processo $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ è proporzionale a $N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{dati}/\epsilon$ e all'inverso della luminosità integrata $L = \int \mathcal{L}dt$. La sezione d'urto $\sigma_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}$ è data da:

$$\sigma_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}} = \frac{N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{dati}}{L \cdot \epsilon}. \quad (3.2)$$

A questo punto il valore misurato della sezione d'urto sarà confrontato con quello previsto dal Modello Standard. Saranno studiate poi eventuali deviazioni che non siano compatibili con l'errore sulla misura.

Nell'analisi di questo canale di fisica c'è un grosso fondo: per $m_{q\bar{q}} < 60 \text{ GeV}/c^2$ sono previsti dal Monte Carlo ~ 60 eventi $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ contro i più di $2 \cdot 10^5$ eventi nei dati. Si presenta inoltre un ulteriore problema di natura puramente statistica. Sia pure nell'ipotesi totalmente ottimistica in cui sia la purezza \mathcal{P} che l'efficienza ϵ del segnale fossero uguali ad 1 (quindi in 3.2 si avrebbe $\epsilon = 1$ e $N_{fondo}^{MC} = 0$), l'errore statistico sarebbe comunque del 15 %. Infatti supponendo $N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{dati} = N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{MCgenerazione}$, si avrebbe $N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{dati} \sim 60$, da cui l'errore statistico relativo del 15 % pari a $\sqrt{N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{dati}}/N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{dati}$.

3.2 Le variabili di evento nell'analisi

Nel seguito di questo lavoro di analisi verranno utilizzate le seguenti variabili di traccia e di evento:

Quantità cinematiche di traccia

E_{cal} L'energia misurata nei calorimetri per le particelle neutre è data da

$$E_{cal} = \sum_{i=em,adr} w_i E_i.$$

$\vec{p}_{traccia}$ Per le tracce cariche si ha \vec{p}_{\pm} pari all'impulso misurato dalla curvatura della traccia associata, per quelle neutre $\vec{p}_0 = E_{cal}\hat{v}_0$, dove \hat{v}_0 è il versore che dal vertice ricostruito dello sciame punta al vertice di interazione. Se la particella è stata identificata si usa $|p_0| = \sqrt{E_{cal}^2 - m_{particella}^2}$.

$E_{tot}^{traccia}$ E' l'energia visibile della traccia. Per una particella carica si ha di *default*

$$E_{tot}^{\pm} = \sqrt{|\vec{p}_{\pm}|^2 + m_{\pi}^2}. \text{ Se la particella è stata identificata si sostituisce ad } m_{\pi} \text{ la massa della particella. Per i neutri si ha } E_{tot}^0 = E_{cal}.$$

θ_{tr} L'angolo polare della traccia è dato da $\cos \theta_{tr} = (\vec{p}_{tr} \cdot \hat{z})/|\vec{p}_{tr}|$.

Quantità cinematiche d'evento

$|p|$ Il momento totale dell'evento è definito da $\vec{p} = \sum_{i=i_{\pm}, i_0} \vec{p}_i$, dove l'indice i somma su tutte le particelle, cariche e neutre, ricostruite.

E_{tot} L'energia totale visibile è data da $E_{tot} = \sum_{i=\pm, 0} E_{tot}^i$.

m_{tot} La massa invariante totale dell'evento è data da $m_{tot} = \sqrt{E_{tot}^2 - |\vec{p}|^2}$.

θ L'angolo polare è dato da $\cos \theta = (\vec{p} \cdot \hat{z})/|\vec{p}|$.

\vec{p}_{manc} Il momento mancante dell'evento è definito come il momento totale \vec{p} cambiato di segno.

E_{manc} L'energia mancante è data da $\sqrt{s} - E_{tot}$.

m_{manc} Viene considerata massa mancante la quantità $m_{manc} = \sqrt{E_{manc}^2 - |\vec{p}_{manc}|^2}$.

θ_{manc} L'angolo polare del momento mancante è definito da $\cos \theta_{manc} = (\vec{p}_{manc} \cdot \hat{z})/|\vec{p}_{manc}|$.

\mathcal{T} L'asse di thrust dell'evento è la direzione che minimizza la dispersione angolare delle tracce, e viene quindi considerato asse dell'evento. E' definito dalla relazione $\mathcal{T} = \max_{\vec{n}} [T(\vec{n})] = \max_{\vec{n}} \frac{\sum_i |p_{i\parallel}|}{\sum_i p_i}$ dove \vec{n} è un qualunque versore nello spazio e le somme su i devono intendersi fatte su tutti quegli impulsi che hanno componente lungo \vec{n} positiva (cioè $p_{i\parallel} > 0$).

E_{em} Viene considerata energia elettromagnetica la somma delle energie depositate nei calorimetri elettromagnetici.

E_t L'energia trasversa è data da $E_t = \sum_i E_{tot}^i \sin \theta_i$.

p_t L'impulso trasverso dell'evento è definito da $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ qualora si scriva $|\vec{p}| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$, essendo x, y, z la terna standard di coordinate in DELPHI.

$d_{join}^{(2)}$ E' il valore minimo del parametro di clusterizzazione di LUCLUS d_{join} per cui vengono ricostruiti due jet, se si vuole forzare l'evento in 2 soli jet. L'evento viene forzato ad essere ricostruito in 2 jet imponendo all'algoritmo di clusterizzazione di continuare a raggruppare le tracce fino a ricostruire 2 jet, seppure la ricostruzione naturale fosse, ad esempio, in 3 o in un solo jet.

\vec{p}_{jet} Il momento di un jet è dato da $\vec{p}_{jet} = \sum_{i=jet=i_{\pm}, i_0} \vec{p}_{i, jet}$, dove l'indice i_{jet} somma su tutte le particelle, cariche e neutre, raggruppate in un jet.

Θ_{2jet} Nella configurazione forzata a due jet si definisce l'angolo spaziale tra i due jet come $\Theta_{2jet} = \frac{\vec{p}_{jet1} \cdot \vec{p}_{jet2}}{|\vec{p}_{jet1}| |\vec{p}_{jet2}|}$.

$\Theta_{2jet}^{R\phi}$ La proiezione di Θ_{2jet} sul piano trasverso viene data da $\Theta_{2jet}^{R\phi} = \frac{\vec{p}_t^{jet1} \cdot \vec{p}_t^{jet2}}{|\vec{p}_t^{jet1}| |\vec{p}_t^{jet2}|}$.

$\sqrt{s'}$ L'energia effettiva nel centro di massa viene costruita con il pacchetto di analisi SPRIME [18]. L'evento viene forzato ad essere ricostruito in 2 jet, e viene assunta l'esistenza di un fotone di radiazione dello stato iniziale.

In eventi dove tale fotone non viene rivelato, viene assunto che esso sia stato radiato lungo l'asse del fascio. Le direzioni dei due jet sono quindi utilizzate per definirne l'energia E_γ , utilizzando la conservazione del momento. Risulta $\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - P_\gamma^2}$, similmente che per la presenza di uno o più fotoni ISR rivelati.

Nei dati simulati, variabili come masse, energie ed impulsi possono sia essere calcolate a livello di generazione delle singole particelle dell'evento che ricostruite dalle informazioni del rivelatore. Poiché nel caso dei dati reali è disponibile solo quest'ultima informazione, ogni volta che un dato simulato verrà confrontato con uno reale sarà usata l'informazione ricavata dalla ricostruzione dell'evento.

Tutte le informazioni relative all'evento e alle tracce sono memorizzate in un *file* ad accesso diretto, l'*ntuple*, da dove vengono richiamate per l'analisi.

3.3 Il campione di dati

I dati reali

In questa analisi viene usato per la ricerca di eventi monojet il campione di eventi preso dal rivelatore DELPHI nel 1998 e 1999, per una luminosità integrata totale di circa 386 pb^{-1} ad energie del centro di massa variabili tra i 189 GeV e i 202 GeV. La tabella 3.1 riassume i valori delle luminosità integrate raggiunte per i vari valori dell'energia nel centro di massa e le sezioni d'urto predette da EXCALIBUR e KORALW per il processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$.

I dati utilizzati in questo lavoro di tesi sono stati estratti, tra tutti quelli raccolti da DELPHI, dopo aver rimosso eventi dovuti a fondo strumentale o di macchina. La selezione avviene secondo criteri accettati da tempo dalla collaborazione. I tagli che gli eventi devono superare sono i seguenti [19]:

I tagli di traccia

Le tracce cariche devono avere momento superiore ai $400 \text{ MeV}/c$, lunghezza di traccia maggiore di 30 cm , parametri d'impatto rispetto al vertice di interazione $|I_{xy}| < 5 \text{ cm}$ e $|I_z| < 10 \text{ cm}$, coseno dell'angolo polare della traccia minore di 0.94.

Capitolo 3. L'analisi dei dati

\sqrt{s} (GeV)	$\int \mathcal{L} dt$ (pb ⁻¹)	$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{m_{q\bar{q}} > 2GeV/c^2}$ (fb) (EXCALIBUR)	$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{2m_\pi < m_{q\bar{q}} < 2GeV/c^2}$ (fb) (KORALW)
188.7	158	263	82
191.6	25	290	80
195.5	77	328	77.5
199.5	82	351	74.7
201.6	41	359	73.5

Tabella 3.1: Sezioni d'urto predette da EXCALIBUR e KORALW per il processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ e luminosità integrate raggiunte da DELPHI ai vari valori dell'energia nel centro di massa

I tagli d'evento

Gli eventi sono poi selezionati dall'OR dei seguenti tagli d'evento:

- o viene richiesta la presenza di almeno 5 tracce cariche con energia maggiore di 0.12 volte l'energia nel centro di massa;
- o sono selezionati eventi con almeno 5 tracce cariche con energia maggiore di 0.12 volte l'energia nel centro di massa e $\sqrt{s'} > 0.85\sqrt{s}$;
- o devono esserci almeno 1 traccia o un cluster nei calorimetri elettromagnetici con momento maggiore di 10 GeV/c;
- o viene richiesto che ci siano almeno 3 tracce cariche con energia carica maggiore di 0.06 volte l'energia nel centro di massa, momento mancante maggiore di 10 GeV/c e coseno dell'angolo polare del momento mancante minore di 0.94;
- o è richiesta la presenza di almeno 5 tracce cariche con energia maggiore di 0.07 volte l'energia nel centro di massa e una selezione di traccia meno selettiva ($p > 200$ MeV/c, lunghezza > 15 cm, $|I_{xy}| < 5$ cm, $|I_z| < 4/\sin\theta$ cm),
- o viene poi accettata la presenza di candidati per eventi mediati da produzione di W singolo, secondo i criteri di selezione accettati dalla collaborazione.

Il campione di eventi selezionato è pari all'1 % del totale di dati raccolti.

I dati simulati

EXCALIBUR [4] è il generatore Monte Carlo usato per la generazione del processo

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

per $m_{q\bar{q}} > 2 \text{ GeV}/c^2$.

Quando si ha $2 m_\pi < m_{q\bar{q}} < 2 \text{ GeV}/c^2$, gli eventi di segnale sono generati da KORALW [5]. Il processo viene in questo caso semplificato ammettendo la sola presenza della reazione

$$e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \rho, \quad \rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

Il metodo di integrazione di EXCALIBUR è puramente Monte Carlo, ovvero nessuna parte dello spazio delle fasi è integrata analiticamente. I fermioni sono considerati privi di massa, quindi non è previsto nessuno scambio di Higgs; funzioni di struttura tengono conto della ISR mentre non sono trattate le FSR. Nella tabella seguente sono riportati i tagli imposti alla generazione sulla massa invariante delle coppie fermione-antifermione e sul coseno dell'angolo dell'elettrone (positrone) relativo al fascio di elettroni (positroni). Questi tagli sono necessari per far convergere il calcolo della sezione d'urto, a causa della massa nulla imposta ai fermioni.

quantità	richiesta
$\cos \theta_e$	< 0.98 in $e^+e^-l^+l^-$
$\cos \theta_e$	< 0.9999 altrimenti
$E(e)$	$> 1.0 \text{ GeV}$ in $e^+e^-l^+l^-$
$m(e^+e^-)$	$> 0.05 \text{ GeV}/c^2$
$m(\mu^+\mu^-)$	$> 0.21 \text{ GeV}/c^2$
$m(\tau^+\tau^-)$	$> 3.6 \text{ GeV}/c^2$
$m(d\bar{d})$	$> 2.0 \text{ GeV}/c^2$
$m(u\bar{u})$	$> 2.0 \text{ GeV}/c^2$
$m(s\bar{s})$	$> 2.0 \text{ GeV}/c^2$
$m(c\bar{c})$	$> 5.0 \text{ GeV}/c^2$
$m(b\bar{b})$	$> 15.0 \text{ GeV}/c^2$

Il programma KORALW (versione 1.03) include effetti di QED nello stato iniziale, in decadimenti leptonici del W e in decadimenti secondari come quelli del τ . Viene inoltre presa in esame l'adronizzazione dei quark. Sono inclusi effetti di spin e di polarizzazione del τ .

Il fondo è suddiviso in tre grandi categorie:

- $4f$, ovvero eventi con quattro fermioni nello stato finale. Sono compresi gli eventi dovuti a produzione di W singolo e di WW ;
- $2f$, eventi con due fermioni nello stato finale, tra cui processi di QCD, annichilazione e^+e^- in due leptoni, bhabha;
- $\gamma\gamma$, eventi dovuti a scambio di due fotoni nel canale t .

Per ciascun canale è stato scelto il generatore ritenuto migliore dalla collaborazione. I processi con 4 fermioni nello stato finale sono stati simulati con EXCALIBUR e JETSET

Capitolo 3. L'analisi dei dati

7.4 per la frammentazione dei quark.

Sempre JETSET 7.4 è utilizzato da GRC4F [20] per la generazione di processi derivanti dalla produzione di W singolo (stati finali $e\nu q\bar{q}$ e $e\nu\tau\nu$). Il taglio alla generazione in questo caso è $\cos\theta_e > 0.9999$. Eventi di QCD ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$) sono stati generati con PYTHIA [21] (interfacciato con JETSET 7.4), mentre le annichilazioni $e^+e^- \rightarrow l\bar{l}\gamma$ con KORALZ. Interazioni $\gamma\gamma$ sono state generate con BDK e BDKRC [22] per leptoni nello stato finale e con TWOGAM [23] quando nello stato finale sono prodotti adroni. Eventi bhabha sono generati da BHWIDE [24], con le restrizioni $\theta_e > 9^\circ$, $E_e > 0.050$. In tabella 3.2 viene dato un sommario dei processi simulati, dei generatori utilizzati, delle sezioni d'urto calcolate e del numero di eventi generati per i diversi valori dell'energia nel centro di massa.

I tagli di traccia

I tagli di traccia applicati durante questo lavoro di tesi sia ai dati reali che a quelli simulati mirano ad ottimizzare la qualità della traccia per le analisi. I tagli possono essere riassunti in questo modo:

- tracce presenti solo nell'ID-VD sono rigettate se $\theta < 11^\circ$, $\theta > 169^\circ$ o $85^\circ < \theta < 95^\circ$, oppure se non hanno informazione in z o ancora se non hanno energia elettromagnetica associata (ovvero $E_i < 10 \text{ GeV}$, $i = \text{HPC, FEMC, STIC}$);
- tracce presenti solo nel VD sono rigettate se non hanno informazione lungo z o energia elettromagnetica associata, negli stessi termini delle tracce ID-VD;
- la lunghezza di traccia deve essere minore di 4 m . Il taglio è mirato all'eliminazione di tracce date da raggi cosmici. Questo valore corrisponde alle dimensioni fisiche di mezzo rivelatore; un cosmico può infatti attraversare tutto il rivelatore passando vicino al punto di interazione simulando un evento di fisica e^+e^- ;
- il parametro d'impatto rispetto al vertice d'interazione in $R\phi$ deve essere minore di 4 cm . Quello in z deve essere minore di $\frac{4 \text{ cm}}{\sin\theta}$ e comunque minore di 10 cm ;
- il momento della traccia deve essere almeno di $200 \text{ MeV}/c$;
- l'errore relativo sulla misura del momento, $\frac{\sigma_p}{p}$, deve essere minore di 1. Se questo rapporto risulta maggiore di 1 ma alla traccia è associato un deposito di energia nei calorimetri maggiore di 10 GeV , allora si assume $p = E$ e viene richiesto $\frac{\Delta E}{E} < 1$;
- il deposito di energia elettromagnetica associata a particelle neutre deve essere almeno di 500 MeV ;
- l'energia depositata nel calorimetro adronico associata a particelle neutre deve essere maggiore di 500 MeV .

Processo	Generatore	\sqrt{s} GeV	σ (pb)	numero di eventi
$ZZ, Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ (4f)	EXCALIBUR	184	0.178669	4926
		189	0.2628	5811
		196	0.3282	3268
		200	0.3509	3616
		202	0.3590	3628
$Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}\rho$ (4f)	KORALW	189	0.0822	3397
		196	0.0775	1723
		200	0.0747	1639
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}e\nu$ (W singolo)	GRC4F	189	0.349	1199
		196	0.39	2856
$e^+e^- \rightarrow e\nu\tau\nu$ (W singolo)	GRC4F	189	0.0503	1800
		196	0.060	2100
tipo WW	EXCALIBUR	189	17.733	59420
		196	18.482	119659
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ (4f)	EXCALIBUR	189	0.389	1199
		196	0.3637	2012
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ (4f)	EXCALIBUR	189	0.0839	1200
		196	0.0749	1948
$Z\gamma \rightarrow \gamma q\bar{q}$ (QCD)	PYTHIA + JETSET	188	99.96	120973
		196	90.04	101086
$Z\gamma \rightarrow \gamma\mu^+\mu^-$	KORALZ	189	8.35	11481
		196	7.63	13226
$Z\gamma \rightarrow \gamma\tau^+\tau^-$	KORALZ	189	8.16	37727
		196	7.55	16223
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ (bhabha)	BAFO	188	1207.6	3692
		188	41.62	10500
		189	1205.5	54690
		196	1119	125698
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ ($\gamma\gamma$)	BDK unbiased	196	2167.8	371012
		(189)	(2165)	
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ ($\gamma\gamma$)	BDKRC unbiased	196	1900.4	435000
		(189)	(1909)	
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ ($\gamma\gamma$)	BDK unbiased	196	440.7	225699
		(189)	(436.3)	
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ adroni ($\gamma\gamma$)	TWOGAM2	189	880	248817
	TWOGAM202D	200	940	503957

Tabella 3.2: Processi simulati, generatori utilizzati, sezioni d'urto e numero di eventi generati per i diversi valori dell'energia nel centro di massa

3.4 La preselezione

La preselezione avviene in due momenti e per scopi distinti:

- nel passaggio dai DST al riempimento dell'*ntupla* vengono eliminati eventi di rumore del rivelatore e/o mal ricostruiti;
- a livello dell'analisi nell'*ntupla*, vengono ridotti considerevolmente fondi di fisica derivanti principalmente da interazioni $\gamma\gamma$, che hanno sezioni d'urto dell'ordine del nb e incertezza teorica di generazione.

In seguito è stata studiata la selezione d'evento per la determinazione di $N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{dati}$ e ϵ e quindi per la misura della sezione d'urto secondo il procedimento spiegato al paragrafo 3.1.

La preselezione a livello di riempimento dell'*ntupla*

Vengono poste le seguenti condizioni globali sull'evento:

- viene richiesto che ci sia almeno una traccia con momento maggiore di $2 \text{ GeV}/c$;
- la presenza di energia neutra maggiore di 10 GeV deve essere associata ad un evento sbilanciato. Ovvero, l'energia totale in un emisfero rispetto all'asse di thrust dell'evento deve essere maggiore del 90 % di quella rivelata nell'emisfero opposto.

Dopo questa selezione il segnale viene ridotto del 13 %.

Le condizioni di preselezione hanno l'effetto di deprimere la produzione di fotoni virtuali di bassa massa e/o prodotti nelle due regioni avanti/indietro. Nelle figure 3.16 e 3.18 è mostrato l'effetto di questi tagli di preselezione sulla simulazione Monte Carlo per $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$. Nella 3.16 viene mostrata la distribuzione di massa invariante della coppia $q\bar{q}$ alla generazione, indicata con il tratto continuo. La stessa distribuzione dopo i tagli di preselezione viene indicata con un istogramma quadrettato largo.

Nella 3.18 è riportata con linea tratteggiata la distribuzione alla generazione per il processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ dell'angolo θ del momento mancante. Con tratto continuo viene indicata la stessa distribuzione estratta per $m_{\gamma^*} < 60 \text{ GeV}$; l'effetto della preselezione è mostrato con istogramma quadrettato largo.

La preselezione a livello dell'analisi

Mentre un dato acquisito dal rivelatore ha un peso pari ad 1, un evento di Monte Carlo che supera la selezione di riempimento dell'*ntupla* ha un peso nell'analisi dato dal fattore $w = \sigma \cdot \int \mathcal{L}dt / N_{MC}^{gen}$. Così ad esempio un evento Monte Carlo di un processo con $\sigma \sim 100 \text{ pb}$ corrispondente ad una luminosità integrata $\int \mathcal{L}dt \sim 400 \text{ pb}^{-1}$ e appartenente ad un campione di circa 100000 eventi generati, avrà un peso pari a 0.4 eventi

reali. Se alla fine sopravviveranno ~ 4 eventi pesati N_w , questo vorrà dire che sono sopravvissuti in realtà 10 eventi generati. L'errore statistico sui 4 eventi sarà dunque dato da $\Delta N_w = \frac{\sqrt{N_{gen}}}{N_{gen}} \cdot N_w$. In questo esempio il risultato sarebbe dunque $N_w = 4.0 \pm 1.3$. Con tale procedura sono calcolati tutti gli errori statistici sulla simulazione Monte Carlo.

Dopo la prima preselezione il totale di eventi MC pesati supera di circa un ordine di grandezza il totale di eventi nei dati. Infatti vi sono 232658 eventi nei dati e circa $1.6 \cdot 10^6$ nel MC totale, di cui $\sim 1.3 \cdot 10^6$ $\gamma\gamma$ e $2.4 \cdot 10^5$ bhabha (che da soli pesano quanto tutti i dati). I dati presi in esame in questo lavoro sono però a loro volta già selezionati come eventi interessanti per le analisi di fisica, come discusso al paragrafo 3.3, ed è plausibile che non contengano alcuni degli eventi generati da processi $\gamma\gamma$ o bhabha che sono tipologie studiate in analisi dedicate. E' quindi necessario restringere l'analisi ad una regione cinematica in cui questi processi sono assenti, sopprimendo all'inizio il fondo $\gamma\gamma$ e bhabha.

La topologia dei processi $\gamma\gamma$ e bhabha è caratterizzata da eventi a bassa molteplicità sbilanciati verso $|\cos\theta| \sim 1$ e con grande deposito nei calorimetri elettromagnetici per la presenza di elettroni e fotoni nello stato finale. In particolare eventi $\gamma\gamma$ avranno anche un basso valore dell'energia totale visibile.

Nel seguito tutte le distribuzioni di eventi simulati Monte Carlo sono normalizzate ai dati. Il primo passo di selezione d'evento a livello di analisi è comune alle due analisi (LMS e HE):

- o nella parte superiore della figura 3.1 è mostrata la distribuzione dell'energia misurata nei calorimetri elettromagnetici E_{em} nel caso di eventi simulati bhabha e $\gamma\gamma$. La stessa distribuzione per il segnale viene mostrata nella parte inferiore della stessa figura. La richiesta di un deposito di energia elettromagnetica minore di 60 GeV è efficiente per il segnale e deprime considerevolmente queste due tipologie di fondo. Viene inoltre richiesto che l'ammontare di energia elettromagnetica ad angoli polari sotto i 15° e sopra i 165° sia minore di 10 GeV. Sempre nella stessa zona di angolo polare non viene permessa la presenza di elettroni identificati.
- o Nella figura 3.2 viene mostrata la distribuzione di energia visibile totale per il fondo $\gamma\gamma$ (in alto) e per il segnale (in basso). Viene richiesta $E_{tot} > 35 \text{ GeV}$;
- o la distribuzione dell'angolo polare θ_{manc} della direzione del momento mancante è riportata in figura 3.3. Nella parte in alto vengono mostrati i contributi dei fondi bhabha e $\gamma\gamma$, in basso quello relativo al segnale. L'angolo θ_{manc} deve essere compreso tra 15° e 165° .

La selezione sull'energia visibile da una parte elimina la gran parte di eventi $\gamma\gamma$, dall'altra non compromette l'efficienza per eventi $Z\gamma^*$. Infatti dalla relazione che lega la massa invariante m_{γ^*} all'energia visibile totale, $E_{q\bar{q}} = \frac{s - m_Z^2 + m_{\gamma^*}^2}{2\sqrt{s}}$, si deduce che l'energia visibile

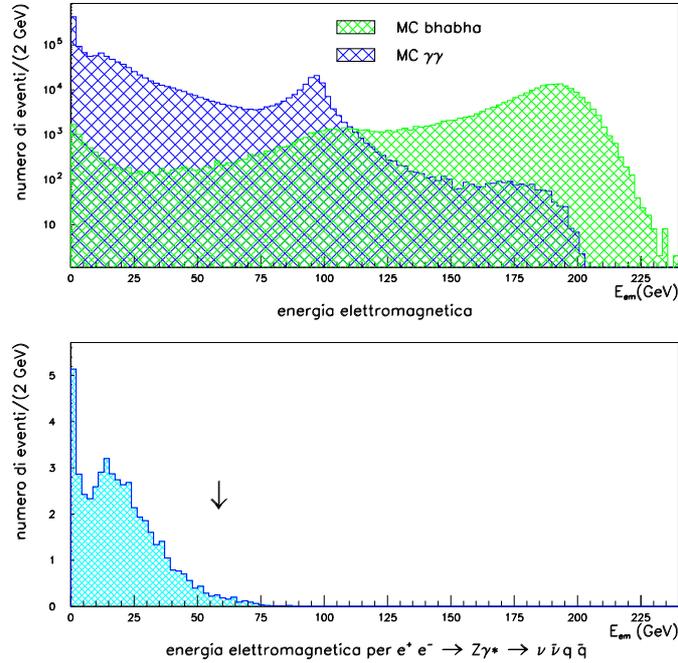


Figura 3.1: Distribuzione dell'energia elettromagnetica depositata nei calorimetri elettromagnetici per i fondi MC bhabha e $\gamma\gamma$ (figura in alto) e per il segnale (figura in basso) dopo la preselezione a livello di riempimento dell'ntupla. La freccia indica il valore dove viene effettuato il taglio

del sistema adronico (e quindi l'energia visibile dell'evento) varia tra i 70 e gli 80 GeV con \sqrt{s} per valori della massa invariante del fotone virtuale prossimi a zero. La richiesta sulla direzione del momento mancante penalizza invece il segnale (anch'esso prodotto nel canale t) deprimendo tuttavia gran parte del fondo.

Nella figura 3.4 a sinistra viene mostrata la distribuzione di molteplicità carica, ovvero il numero totale di particelle cariche nell'evento per il segnale (in basso) e per i fondi bhabha e $\gamma\gamma$ (in alto). Come si osserva però dalla figura di destra, dove viene riportata la distribuzione di correlazione tra molteplicità carica e $m_{q\bar{q}}$, tagliare su valori piccoli di molteplicità significa tagliare su bassi valori della massa invariante del γ^* . Non si può quindi banalmente tagliare su questa variabile perché richiedere un numero maggiore o uguale di 5 tracce risulterebbe molto efficiente per rigettare il fondo ma anche piuttosto selettivo per quanto riguarda il segnale a massa basse. Un'analisi con questa richiesta può dunque essere efficiente solo per valori intermedi della massa invariante del fotone virtuale.

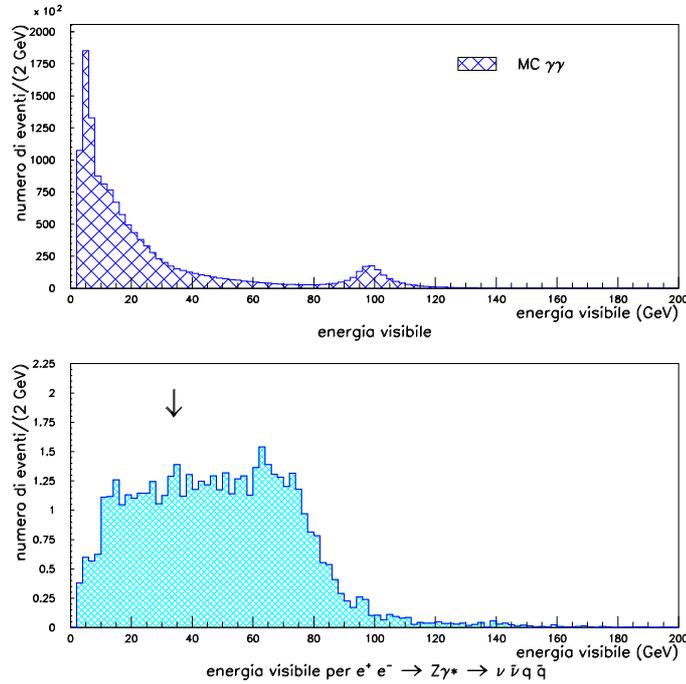


Figura 3.2: Distribuzione di energia visibile totale per il fondo MC $\gamma\gamma$ (in alto) e per il segnale (in basso) dopo la preselezione a livello di riempimento dell'ntupla. La freccia indica il valore dove viene effettuato il taglio

Richiedere invece la presenza di almeno due tracce cariche risulterebbe poco selettivo sia per il segnale che per i fondi Monte Carlo che si vogliono eliminare.

Sono state studiate da questo punto in poi diverse condizioni di selezione corrispondenti alle due analisi descritte precedentemente:

- o l'analisi HE richiede la presenza di almeno 5 tracce cariche con momento superiore a $200 \text{ MeV}/c$;
- o nell'analisi LMS, per non perdere completamente l'efficienza per $m_{\gamma^*} \sim 0 \text{ GeV}/c^2$, viene richiesta la presenza di almeno 2 tracce cariche con momento superiore a $200 \text{ MeV}/c$ e che l'energia trasversa dell'evento sia maggiore di 10 GeV.

3.5 La selezione d'evento ...

Nella tabella che segue vengono riportati il numero di eventi nei dati sopravvissuti ai tagli preliminari e la composizione del fondo predetto dal Monte Carlo. Con $\epsilon_{\nu\bar{\nu}q\bar{q}}$ si

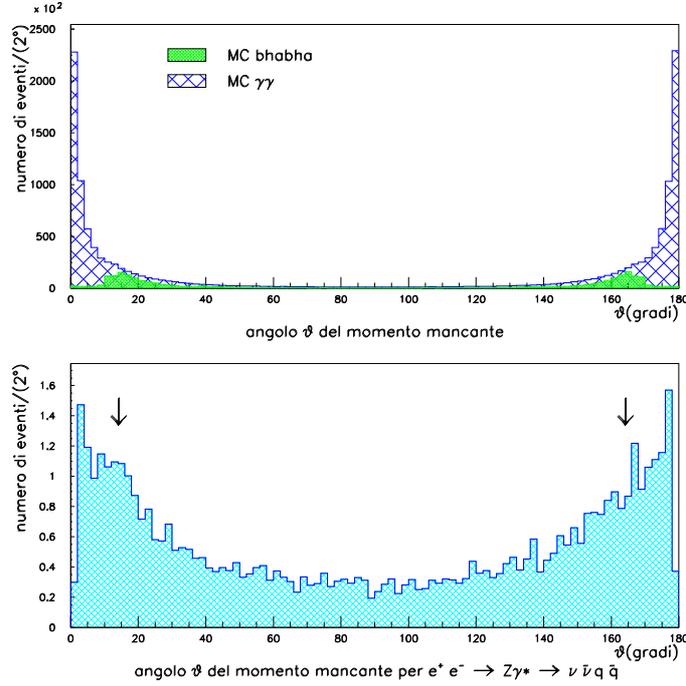


Figura 3.3: Distribuzione dell'angolo θ_{manc} del momento mancante per i fondi MC bhabha e $\gamma\gamma$ (in alto) e per il segnale (in basso) dopo la preselezione a livello di riempimento dell'ntupla. Le frecce indicano il valore dove viene effettuato il taglio

intende l'efficienza per il canale $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ mediata su tutto lo spettro di massa al di sotto dei $60 \text{ GeV}/c^2$ a questo livello dell'analisi.

	dati	4f (MC)	2f (MC)	$\gamma\gamma$ (MC)	totale MC	$\epsilon_{\nu\bar{\nu}q\bar{q}}$
LMS	20617	4820 ± 15	17400 ± 140	1290 ± 30	23530 ± 145	42 %
HE	13110	4360 ± 15	8240 ± 40	390 ± 15	13003 ± 45	25 %

Nel campione 2f dell'analisi LMS sono presenti 7000 ± 130 eventi bhabha. Questo processo è stato completamente soppresso nell'analisi HE. Il numero di eventi Monte Carlo che sopravvivono ai tagli di preselezione è del 20 % superiore ai dati nel caso LMS e circa uguale ad essi nel caso HE.

3.5.1 ... per l'analisi LMS ...

La tabella precedente mostra un eccesso di circa $3 \cdot 10^3$ eventi nella simulazione (pari al 15 % dei dati) rispetto ai dati. La figura 3.5 mostra la distribuzione dell'angolo θ del

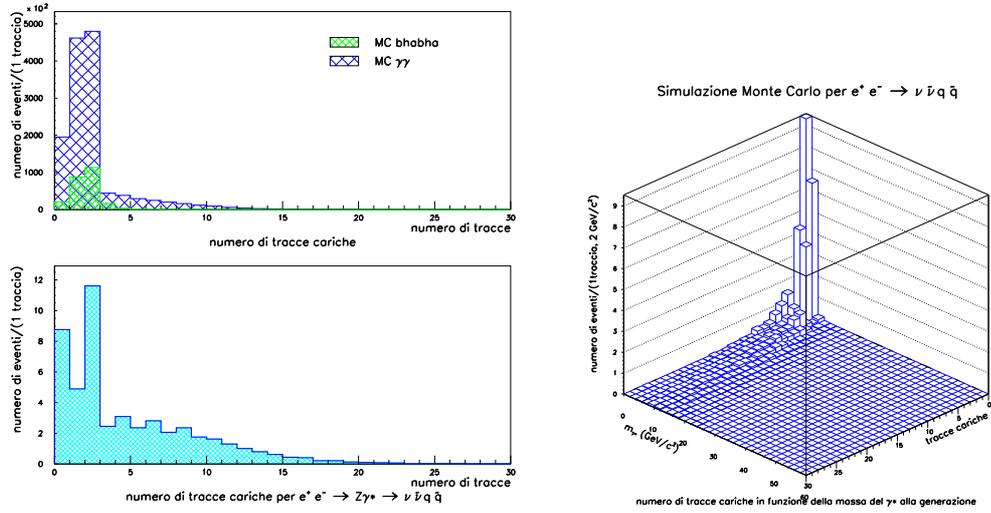


Figura 3.4: Distribuzione della molteplicità carica per i fondi MC bhabha e $\gamma\gamma$ (in alto a sinistra) e per il segnale (in basso a sinistra) e distribuzione bidimensionale della molteplicità carica come funzione della massa invariante del γ^* per la simulazione MC del segnale (a destra) dopo la preselezione a livello di riempimento dell'ntupla

momento mancante nei dati e nella simulazione Monte Carlo dopo i tagli preliminari. Si osserva un accordo molto buono al di fuori dei due picchi ad angoli polari vicini a 40° , laddove la copertura calorimetrica non è efficiente come nelle altre regioni rendendo la simulazione molto delicata. Sempre dalla figura 3.5 emerge che questo eccesso è dovuto principalmente ad eventi bhabha.

Sono stati quindi ulteriormente selezionati gli eventi secondo i seguenti criteri:

- o regioni geometriche corrispondenti a minore efficienza nel sistema calorimetrico dell'apparato sono state escluse dall'analisi. Sono rigettati eventi la cui direzione del momento mancante formi un angolo polare θ_{manc} pari a $40^\circ \pm 2^\circ$ (e $140^\circ \pm 2^\circ$). Gli eventi bhabha predetti dal Monte Carlo prima di questo taglio sono 7000 ± 130 e ne sopravvivono 1740 ± 70 ;
- o poichè nel canale studiato i neutrini prodotti dal decadimento dello Z non sono rivelati, e poichè per la conservazione del momento sono prodotti nell'emisfero opposto rispetto a quello in cui si trova il monojet, l'evento deve apparire fortemente sbilanciato. Sono definiti due emisferi ($E_{emisferoSN}$ e $E_{emisferoDS}$) rispetto all'asse di thrust dell'evento e l'energia visibile in uno di essi viene richiesta essere almeno il 99 % dell'energia visibile totale. In altre parole, l'asimmetria di energia visibile, definita come

$$\mathcal{A} = \frac{|E_{emisferoSN} - E_{emisferoDS}|}{E_{tot}}, \quad (3.3)$$

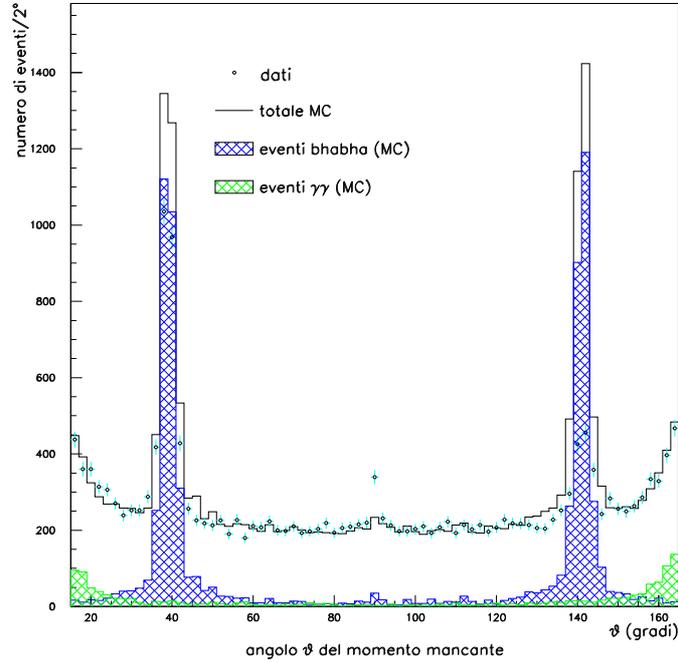


Figura 3.5: Distribuzione dell'angolo θ del momento mancante nei dati e nella simulazione Monte Carlo dopo i tagli preliminari. Sono mostrati inoltre i contributi dei fondi MC bhabha e $\gamma\gamma$

deve essere maggiore o uguale a 0.99. La figura 3.6 mostra la distribuzione dell'asimmetria di energia nei dati e nella simulazione Monte Carlo dopo i tagli preliminari. Sono mostrati inoltre i contributi dei fondi MC $\gamma\gamma$, $2f$ e $4f$ (in alto) e del segnale (in basso). Questa variabile è piccata ad 1 per il segnale, mentre nel fondo è dominata dalla presenza di eventi *back-to-back* o sferici che danno valori più bassi di 1. Sopravvive alla selezione il seguente campione di eventi Monte Carlo $4f$ e $2f$ (sono riportati solo i fondi che contribuiscono in misura maggiore):

QCD	WW	$evq\bar{q}$	$e\nu\tau\nu$	$\tau\tau\gamma$	bhabha
14.4 ± 1.6	84 ± 2	6.5 ± 0.5	1.6 ± 0.1	12 ± 1	10.6 ± 5.2

e i seguenti eventi $\gamma\gamma$:

$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	$\gamma\gamma \rightarrow \text{adroni}$
86 ± 10	6.7 ± 2.4	53.3 ± 4.6	23.5 ± 3.3

- o il fondo bhabha e $\gamma\gamma$ sopravvissuto è concentrato nella regione in avanti. Viene allora reso più selettivo il taglio sull'angolo della direzione del momento mancante.

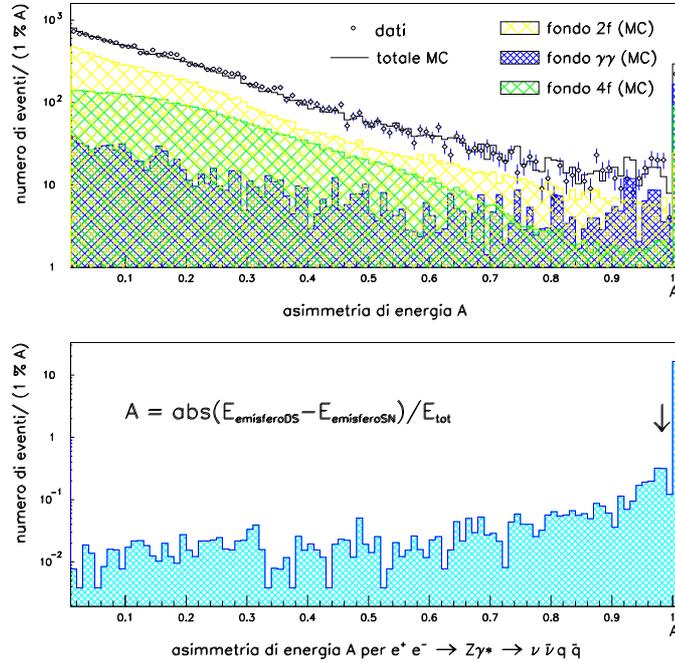


Figura 3.6: Distribuzione dell'asimmetria di energia nei dati e nella simulazione Monte Carlo dopo i tagli preliminari. Sono mostrati nella stessa figura i contributi dei fondi MC $\gamma\gamma$, $2f$ e $4f$ (figura in alto). La stessa distribuzione per il segnale è riportata nella figura in basso. La freccia indica il valore al quale viene effettuato il taglio

Gli eventi sono accettati solo se $25^\circ < \theta < 155^\circ$. Le componenti principali del fondo si riducono a

QCD	WW	$e\nu q\bar{q}$	$e\nu\tau\nu$	$\tau\tau\gamma$	bhabha
2.8 ± 0.7	75.5 ± 1.7	5.2 ± 0.4	1.4 ± 0.1	5.1 ± 0.5	0.0

per eventi $4f$ e $2f$, ed a

$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	$\gamma\gamma \rightarrow \text{adroni}$
2.2 ± 1.6	1.7 ± 1.2	7.5 ± 1.7	3.9 ± 1.3

per eventi $\gamma\gamma$.

- o per sopprimere il fondo WW vengono rigettati eventi con anche solo un muone o più di 1 elettrone identificato. Gli eventi WW sopravvissuti sono 17.4 ± 0.8 . Inoltre nel caso di eventi con un solo elettrone identificato, quest'ultimo deve però

Capitolo 3. L'analisi dei dati

avere un'energia associata minore di 25 GeV e la massa visibile m_{tot} dell'evento non deve superare i $10 \text{ GeV}/c^2$. Sopravvivono 5.4 ± 0.5 eventi WW .

- o il momento totale p dell'evento deve essere maggiore di 40 GeV/c e il momento trasverso p_t maggiore di 10 GeV/c. Nella figura 3.7 è mostrata la distribuzione del momento totale (in alto a sinistra) e trasverso (in alto a destra) per i dati e la simulazione Monte Carlo dopo i tagli preliminari. Sono mostrati inoltre i contributi dei fondi MC $\gamma\gamma$, $2f$ e $4f$. In basso sono mostrate le stesse distribuzioni per il segnale. Questo taglio dimezza il fondo restante;

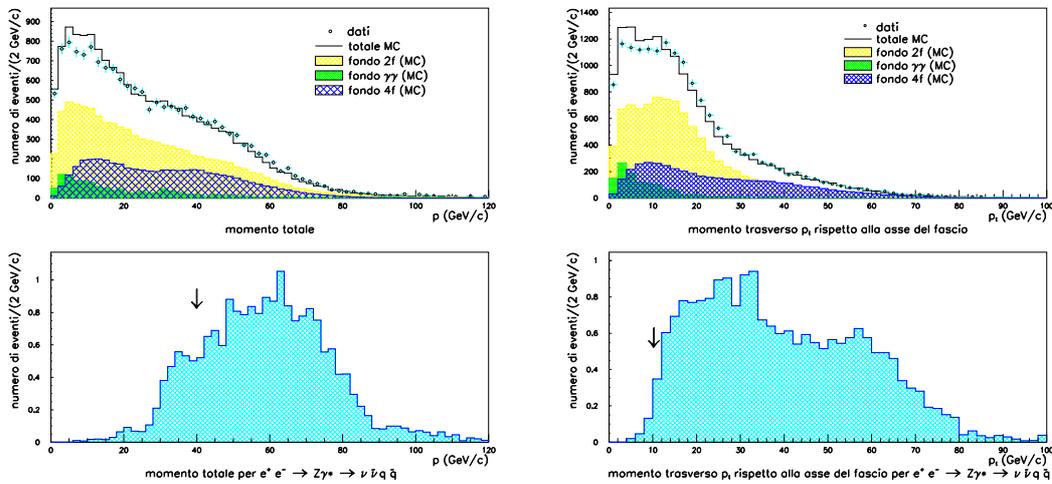


Figura 3.7: Distribuzione del momento totale (in alto a sinistra) e trasverso (in alto a destra) nei dati e nella simulazione Monte Carlo dopo i tagli preliminari. Sono mostrati nelle stesse figure i contributi dei fondi MC $\gamma\gamma$, $2f$ e $4f$. In basso sono riportate le distribuzioni di momento totale (a sinistra) e trasverso (a destra) nel segnale. Le frecce indicano i valori ai quali vengono effettuati i tagli

- o un altro taglio anti- WW richiede che, in eventi nei quali le particelle cariche contribuiscano per più del 90 % dell'energia visibile totale (come è tipico dei decadimenti semileptonici), la massa ricostruita m_{tot} dell'evento sia minore di $10 \text{ GeV}/c^2$.

La figura 3.8 riassume l'analisi LMS. Viene mostrato l'andamento del numero di eventi sopravvissuti a tagli sequenziali nei dati, nel Monte Carlo totale e nel canale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$. Nella tabella 3.3 viene indicato esplicitamente il numero di eventi nei dati e nel Monte Carlo che sopravvivono ai tagli. Viene anche indicata l'efficienza del segnale in due regioni diverse di massa invariante: per $2m_\pi < m_{\gamma^*} < 2\text{GeV}/c^2$ (m_l) e per $m_{\gamma^*} > 2 \text{ GeV}/c^2$

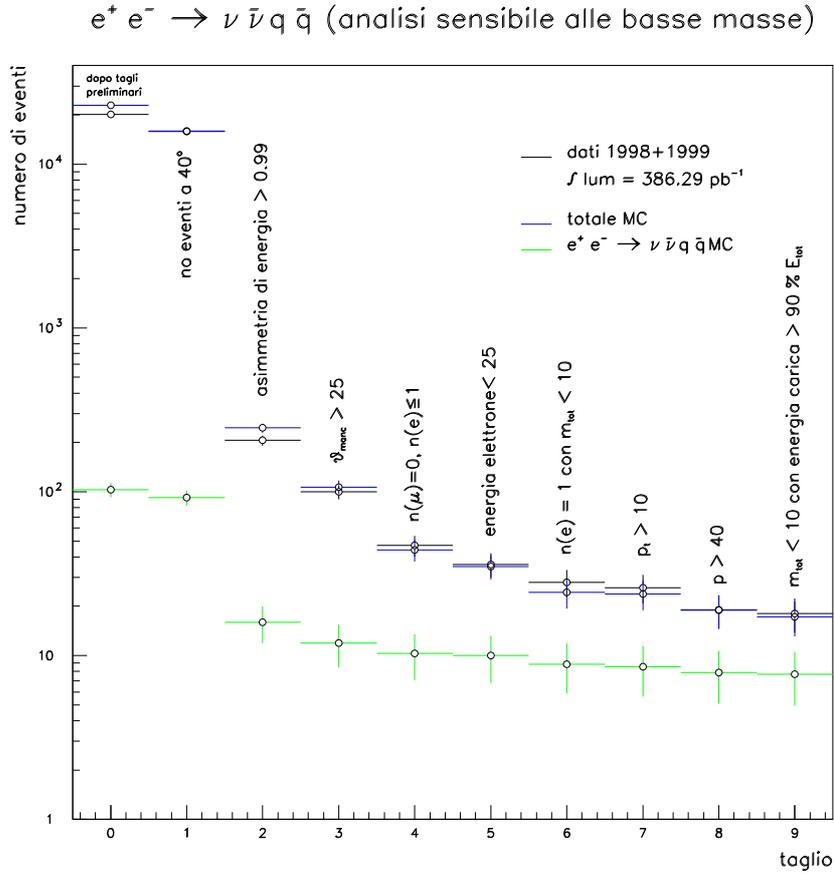


Figura 3.8: Andamento del numero di eventi sopravvissuti ai tagli sequenziali nei dati e nel Monte Carlo

(m_h). Gli errori riportati sono statistici.

A partire dal taglio sull'accettazione angolare della direzione del momento mancante si ha un buon accordo complessivo tra dati e simulazione.

La tabella 3.4 mostra la composizione del fondo e il numero di eventi nei dati dopo la selezione. Vengono selezionati alla fine 18 eventi nei dati contro i 17.3 previsti dalla simulazione, di cui 7.7 provenienti dal processo $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ e 9.5 dal fondo. Le fonti principali di fondo sono processi WW e $W\bar{e}\nu$.

L'efficienza media del segnale su tutto lo spettro di massa è del 13.7 ± 0.4 % con una purezza di ~ 45 %.

Capitolo 3. L'analisi dei dati

taglio	totale MC	dati	$\epsilon(Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q})$ $m_l \ m_h$ (%)	
no 40°	16400 ± 80	16291	27.0	43.8
\mathcal{A}	316 ± 13	226	24.6	31.9
θ_{manc}	119 ± 4	106	17.4	24.4
n_μ, n_e	52.3 ± 3.1	51	14.7	21.3
$E_{elettrone}$	43 ± 3	39	13.7	21.0
m_{tot}^e	32 ± 2	31	13.4	18.0
p_t	31.3 ± 2	31	12.2	17.8
p	18.9 ± 1.2	19	10.5	15.7
no WW	17.3 ± 0.9	18	10.5	15.3

Tabella 3.3: Effetto dei tagli sui dati, sul Monte Carlo totale, e sul segnale nelle due regioni di massa invariante m_l ($2m_\pi < m_{\gamma^*} < 2\text{GeV}/c^2$) e m_h ($m_{\gamma^*} > 2\text{GeV}/c^2$)

3.5.2 ... e per l'analisi HE

Lo studio della distribuzione angolare nei dati e nella simulazione non mostra in questo caso discrepanze per valori dell'angolo polare prossimi a 40° , e infatti a questo livello non ci sono più eventi bhabha.

L'efficienza nel segnale per $m_{\gamma^*} < 2\text{GeV}/c^2$ dopo la preselezione è pari allo 0.06 %.

E' stata applicata la seguente ulteriore serie di tagli sequenziali:

- il parametro $d_{join}^{(2)}$ viene definito come il valore di d_{join} per il quale l'evento passa da una configurazione forzata a 2 jet ad una forzata ad un solo jet. $d_{join}^{(2)}$ rappresenta il momento trasverso rispetto ad un'asse costruita come la somma vettoriale degli assi dei due jet ricostruiti.

Gli eventi saranno tanto più facilmente forzati ad una topologia monojet quanto più piccolo sarà il valore del momento trasverso. L'angolo di apertura di un cono che contenga tutto l'evento sarà infatti più piccolo .

La figura 3.9 mostra la distribuzione di $d_{join}^{(2)}$ nei dati e nel Monte Carlo (nella parte in alto) e nel segnale (in basso) dopo i tagli preliminari. Viene richiesto $d_{join}^{(2)} < 30\text{GeV}/c$.

La composizione di eventi simulati che sopravvivono a questo taglio è la seguente (vengono riportati solo i contributi principali al fondo):

QCD	WW	$e\nu q\bar{q}$	$\tau\tau\gamma$	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	$\gamma\gamma \rightarrow \text{adroni}$
1115 ± 15	234 ± 3	68 ± 2	32.5 ± 1.4	17.3 ± 2.6	340 ± 15

- viene imposto un taglio sull'energia effettiva nel centro di massa della reazione, $\sqrt{s'}$, che viene richiesta essere minore di 80 GeV. In figura 3.10 è riportata la

campione	numero di eventi
$Z\gamma_{2\text{GeV}/c^2 < m_{\gamma^*} < 60\text{GeV}/c^2}^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$	5.5 ± 0.2
$Z\gamma_{m_{\gamma^*} < 2\text{GeV}/c^2}^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$	2.2 ± 0.1
totale $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$	7.7 ± 0.2
WW	2.85 ± 0.33
$e\nu q\bar{q}$ (W singolo)	2.57 ± 0.31
$q\bar{q}\gamma$ (QCD)	1.39 ± 0.46
$\tau\tau\gamma$	0.8 ± 0.2
$e^+e^-\tau^+\tau^-$ ($\gamma\gamma$)	0.75 ± 0.50
$\tau\nu e\nu$	0.72 ± 0.06
e^+e^- adroni ($\gamma\gamma$)	0.47 ± 0.47
totale MC fondo	9.6 ± 0.9
totale MC	17.3 ± 0.9
totale dati	18.0 ± 4.2

Tabella 3.4: Composizione del fondo e il numero di eventi nei dati dopo la selezione. L'errore è statistico

distribuzione di $\sqrt{s'}$ per i dati e il Monte Carlo (in alto) e per il segnale (in basso). Sopravvive al taglio la popolazione di eventi riportata nella tabella sottostante:

QCD	WW	$e\nu q\bar{q}$	$\tau\tau\gamma$	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	$\gamma\gamma \rightarrow$ adroni
53 ± 3	7.3 ± 0.5	10.0 ± 0.6	4.2 ± 0.5	6.0 ± 1.5	51.6 ± 5.0

- o si richiede che la differenza tra l'energia $E_{q\bar{q}}$ (data dalla relazione 1.1 nella quale m_{γ^*} viene calcolata come la massa invariante totale m_{tot} di tutte le particelle visibili) e l'energia visibile ricostruita E_{tot} sia minore di 45 GeV; in questo modo si taglia un 10 % del fondo restante $\gamma\gamma \rightarrow$ adroni;
- o gli eventi passano poi la selezione se l'asimmetria d'energia \mathcal{A} (espressione 3.3) è maggiore di 0.95. Questo taglio deprime tutte le tipologie di fondo, che risulta a questo punto costituito come segue:

QCD	WW	$e\nu q\bar{q}$	$\tau\tau\gamma$	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	$\gamma\gamma \rightarrow$ adroni
13.0 ± 1.5	2.5 ± 0.3	5.6 ± 0.5	1.5 ± 0.3	4.5 ± 1.3	13.2 ± 1.3

- o nella reazione studiata la massa mancante m_{manc} deve essere prossima alla massa dello Z. La distribuzione di massa mancante è per i dati e il Monte Carlo è riportata nella parte superiore della figura 3.11. Nella parte inferiore è mostrata la stessa distribuzione per il segnale. Viene richiesto un valore della massa mancante maggiore di $80 \text{ GeV}/c^2$. Sopravvivono, tra gli altri, 9.9 ± 1.3 eventi QCD, 2.3 ± 0.9 $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$, $1.9 \pm$ eventi WW ;

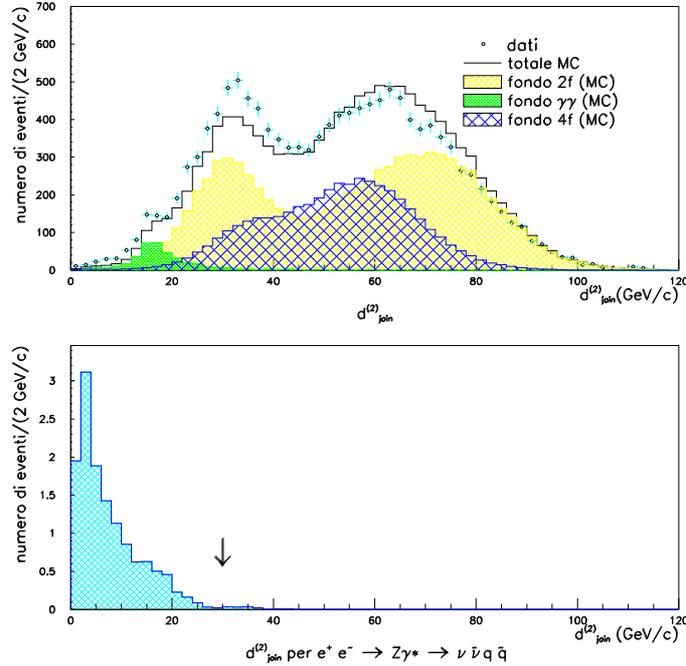


Figura 3.9: Distribuzione della variabile di clusterizzazione $d_{join}^{(2)}$ nei dati e nella simulazione Monte Carlo (in alto) dopo i tagli preliminari. Sono mostrati nella stessa figura i contributi dei fondi MC $\gamma\gamma$, $2f$ e $4f$. Nella figura in basso è riportata la stessa distribuzione per il segnale. La freccia indica il valore al quale viene effettuato il taglio

- nella configurazione forzata a 2 jet, viene richiesto che l'angolo spaziale tra i 2 jet Θ_{2jet} sia minore di 85° . Restano, tra gli altri, 6.7 ± 1.1 eventi QCD;
- sempre nella configurazione forzata a 2 jet, anche la proiezione sul piano $R\phi$ dell'angolo Θ_{2jet} tra i 2 jet deve essere minore di 85° . Con questo taglio viene rigettato il 75 % del restante fondo Monte Carlo, specialmente QCD e $\gamma\gamma$. Nella figura 3.12 in alto a destra viene mostrata la distribuzione di Θ_{2jet} nei dati e nel Monte Carlo. In alto a sinistra è riportata la distribuzione della variabile "acoplanarità", definita come $180^\circ - \Theta_{2jet}^{R\phi}$, dove $\Theta_{2jet}^{R\phi}$ è la proiezione di Θ_{2jet} sul piano $R\phi$. Nella stessa figura in basso sono mostrate le stesse distribuzioni per il segnale.

Nella figura 3.13, che riassume l'analisi HE, viene mostrato il numero di eventi lasciati dai tagli sequenziali nei dati, nel Monte Carlo totale e nel canale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ per l'analisi ad alta efficienza. Si può notare un buon accordo complessivo tra dati e simulazione.

Nella tabella 3.5 sono riportati taglio per taglio il numero di eventi che sopravvivono nei dati, nel Monte Carlo totale e nel segnale. Sono stati trovati 16 eventi nei dati e 15.3

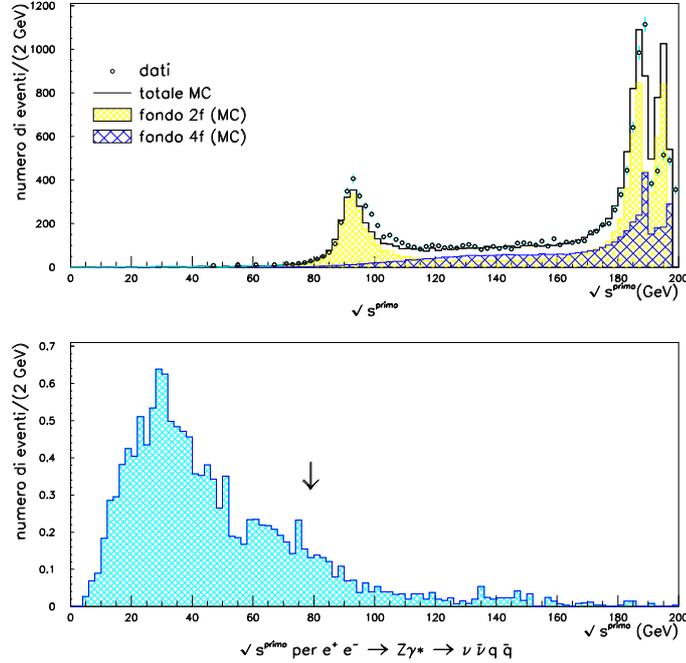


Figura 3.10: Distribuzione dell'energia effettiva nel centro di massa $\sqrt{s'}$ nei dati e nella simulazione Monte Carlo (in alto) dopo i tagli preliminari. Nella stessa figura sono riportati i contributi dei fondi MC $\gamma\gamma$, $2f$ e $4f$. In basso viene mostrata la stessa distribuzione per il segnale. La freccia indica il valore al quale viene effettuato il taglio

nel totale della simulazione Monte Carlo, di cui 8.3 di segnale Monte Carlo aspettato. Nella tabella 3.6 è mostrata la composizione del fondo MC e il confronto con i dati dopo la selezione. L'accordo dati-MC è buono. L'efficienza media sull'intero spettro di massa è pari a $(14.7 \pm 0.5) \%$, la purezza è del 54 %.

3.6 L'ottimizzazione dei tagli

La scelta dei tagli è stata basata su due considerazioni: in primo luogo, scelta una variabile significativa per la discriminazione del segnale dal fondo, la cinematica del segnale fornisce delle indicazioni sulle regioni nelle quali porsi per effettuare l'analisi; a questo punto si posiziona il taglio in maniera tale da ottenere il rapporto segnale-fondo più favorevole all'analisi. Si vuole infatti selezionare una zona cinematica che sia compatibile nel miglior modo possibile con le caratteristiche attese del segnale.

Il valore numerico dei tagli è stato scelto in maniera automatica seguendo il criterio dell'ottimizzazione della variabile $\mathcal{S} = N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}}^{MC} / \sqrt{N_{fondo}^{MC}}$.

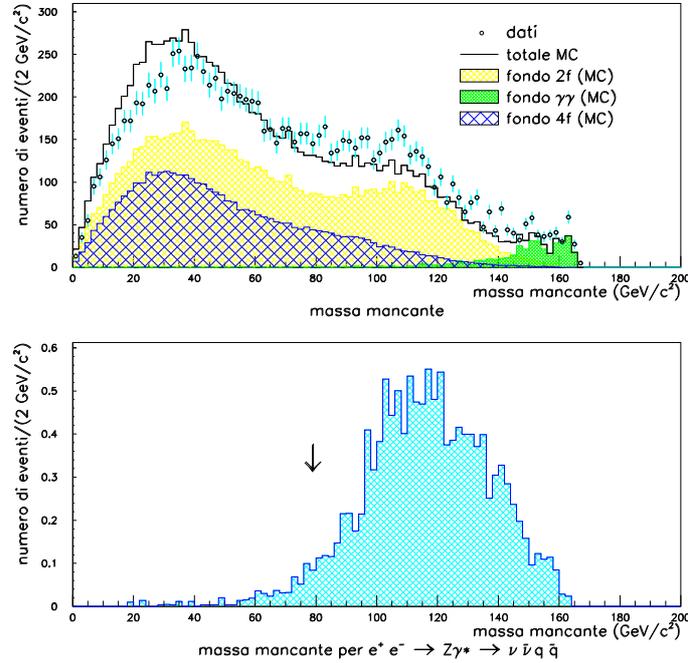


Figura 3.11: Distribuzione della massa mancante nei dati e nella simulazione Monte Carlo (in alto) dopo i tagli preliminari. Sono riportati nella stessa figura i contributi dei fondi MC $\gamma\gamma$, $2f$ e $4f$. Nella figura in basso viene riportata la distribuzione di massa mancante per il segnale. La freccia indica il valore al quale viene effettuato il taglio

Ciascuna variabile è stata fatta variare indipendentemente dalle altre nell'intorno di un valore ragionevole stimato dallo studio della cinematica del segnale per ognuna delle due analisi. Si ottiene in questo modo, per ciascuna scelta del valore numerico dei tagli, un punto nello spazio segnale-fondo. Sono state effettuate in questo modo più di 3000 permutazioni. In figura 3.14 è mostrato il numero di eventi di segnale e di fondo sopravvissuti alle varie sequenze di tagli per l'analisi HE. Un procedimento analogo è stato svolto per l'analisi LMS.

La serie di tagli che rende massima la variabile \mathcal{S} , di cui sono mostrate le curve per alcuni valori in figura 3.14, viene adottata per l'analisi. Sempre in figura 3.14 vengono mostrate curve di isopurezza e isoefficienza.

3.7 La combinazione delle analisi LMS e HE

Dopo lo studio separato delle due analisi viene eseguito un *OR* logico dei meccanismi di selezione. Passano la selezione finale cioè quegli eventi che superano o l'una o l'altra

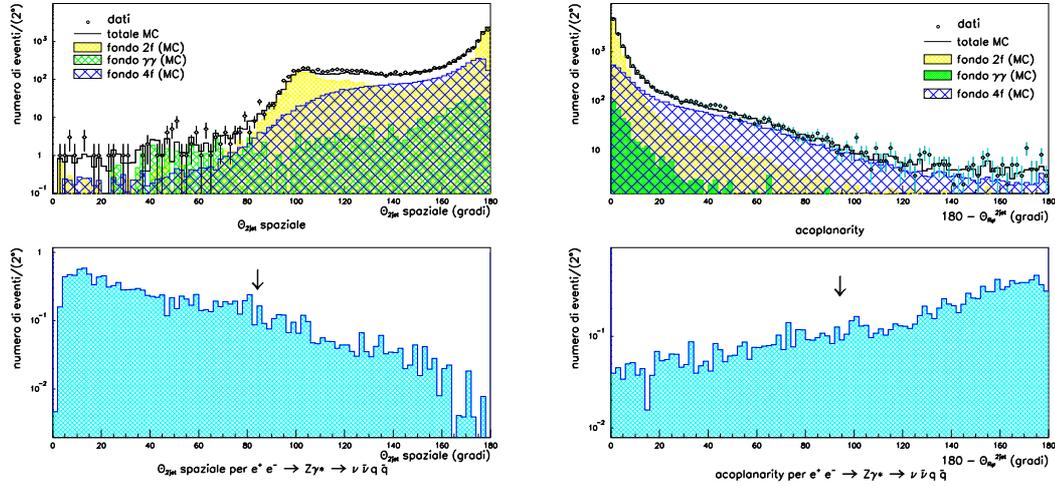


Figura 3.12: Distribuzione dell'angolo spaziale Θ_{2jet} tra i due jet (in alto a sinistra) e dell'acoplanarità (in alto a destra) nei dati e nella simulazione Monte Carlo dopo i tagli preliminari. Sono mostrati inoltre i contributi dei fondi MC $\gamma\gamma$, $2f$ e $4f$. In basso sono mostrate le distribuzioni di Θ_{2jet} e acoplanarità per il segnale. La freccia indica il valore al quale viene effettuato il taglio

delle due serie di tagli.

In totale sono stati trovati 29 eventi nei dati, con 5 eventi presenti in entrambe le selezioni. 26.4 eventi sono aspettati secondo il Modello Standard, dei quali 12.3 da processi con stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ e 14.1 da processi di fondo. I contributi principali a quest'ultimo vengono dalla produzione di WW e di W singolo. La tabella in alto di 3.7 mostra la composizione del fondo e il numero di eventi di segnale e di dati sopravvissuti alla selezione combinata integrati su tutte le energie.

La tabella in basso di 3.7 riporta il numero di eventi di segnale e fondo previsti dal Monte Carlo e il numero di eventi osservati nei dati per i vari valori di energia del centro di massa.

In figura 3.15 sono riportate le distribuzioni di massa invariante m_{tot} (in alto a destra), angolo polare θ_{manc} del momento mancante (in alto a sinistra), energia visibile E_{tot} (in basso a destra) e massa mancante m_{manc} (in basso a sinistra) per i campioni selezionati nei dati, nel Monte Carlo totale e nella simulazione di $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$. Il fatto che l'energia visibile non sia centrata intorno a $75 GeV$ e che la massa mancante non sia prossima al picco dello Z è dovuto ad effetti strumentali, ben noti in DELPHI, per cui non tutta l'energia rilasciata viene ricostruita. Nella distribuzione di massa invariante m_{tot} , l'eccesso nei dati rispetto al Monte Carlo per basse masse corrisponde ad una deviazione di 2σ . Viene inoltre mostrata la risposta della simulazione Monte Carlo per il canale $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ alla selezione d'evento per due diverse variabili. In figura 3.16

Capitolo 3. L'analisi dei dati

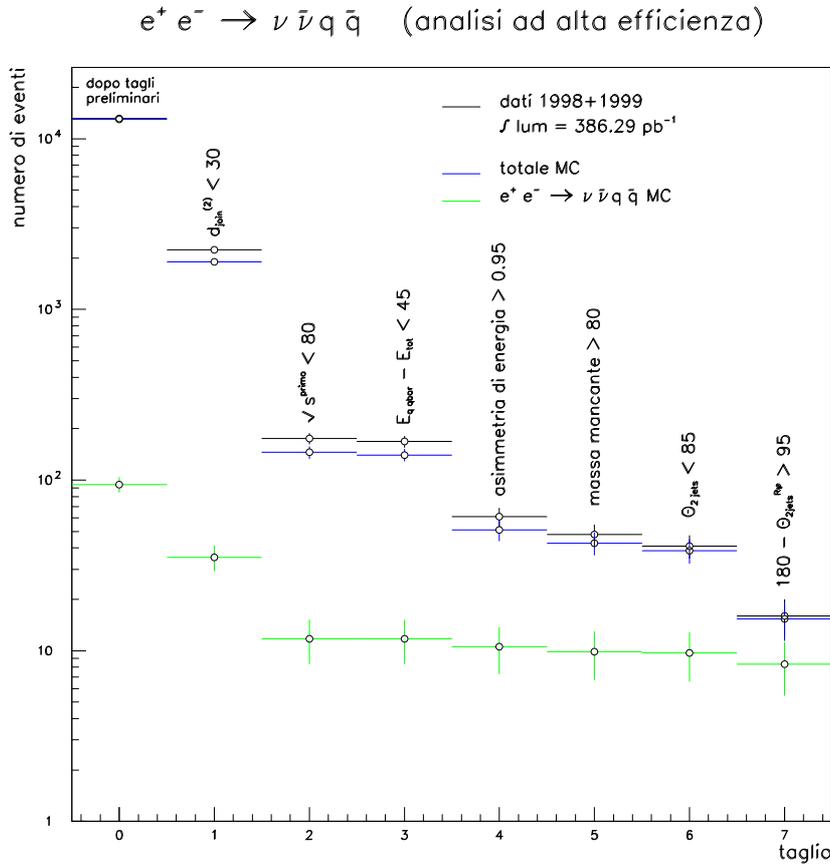


Figura 3.13: Andamento del numero di eventi sopravvissuti ai tagli sequenziali nei dati e nel Monte Carlo

viene riprodotta la distribuzione di massa invariante della coppia $q\bar{q}$ prima (istogramma quadrettato largo) e dopo (istogramma quadrettato stretto) la selezione combinata d'evento, mentre in figura 3.17 sono mostrati i contributi separati e combinati delle due analisi alla distribuzione finale di massa invariante (in alto), e l'andamento dell'efficienza differenziale $\partial\epsilon/\partial m_{q\bar{q}}$ in funzione di $m_{q\bar{q}}$ (in basso) per le due analisi separatamente e per l'analisi combinata. L'analisi HE ha un'efficienza differenziale di circa il 40 % su un vasto intervallo di massa invariante a partire dai $10 \text{ GeV}/c^2$ fino ai $45 \text{ GeV}/c^2$. L'efficienza per valori di massa invariante al di sotto dei $2 \text{ GeV}/c^2$ è nulla. L'analisi LMS ha invece un'efficienza del 10 % in questa regione, e del 20 % circa sul restante spettro di massa invariante.

In figura 3.18 è riportata la distribuzione dell'angolo polare θ del momento mancante prima e dopo la selezione d'evento (in alto), come pure i contributi separati delle due

taglio	totale MC	dati	$\frac{m_{\gamma^*} > 2\text{GeV}/c^2}{\epsilon_{e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}} (\%)$
$d_{join}^{(2)}$	1900 ± 20	2234	38.9
$\sqrt{s'}$	145 ± 5	175	31.8
$E_{q\bar{q}} - E_{vis}$	140 ± 5	168	31.8
\mathcal{A}	51.0 ± 3.2	61	29.0
m_{manc}	42.7 ± 3.0	48	27.2
Θ_{2jet}	38.6 ± 2.8	41	26.8
acoplanarità	15.3 ± 0.8	16	22.9

Tabella 3.5: Numero di eventi che sopravvivono nei dati, nel Monte Carlo totale e nel segnale per l'analisi HE

analisi (in basso).

3.7.1 Il calcolo della sezione d'urto

L'efficienza media per il canale $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ per $m_{\gamma^*} < 60 \text{ GeV}/c^2$ è $(21.8 \pm 0.5)\%$, dove l'errore è statistico.

Dalla relazione 3.2 si ottiene $\sigma(Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}, m_{\gamma^*} < 60 \text{ GeV}/c^2) = 0.177 \text{ pb}$.

Questo valore va però corretto per la parte dello spettro del γ^* corrispondente a $m_{\gamma^*} > 60 \text{ GeV}/c^2$. Eseguendo un *fit* della distribuzione di massa invariante generata del sistema $q\bar{q}$ nel campione $Z\gamma^*$ ed estrapolando il risultato fino al limite cinematico \sqrt{s} si stima tale correzione pari all' 1.4 % .

Non viene considerata alcuna correzione dovuta al contributo di eventi $ZZ \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ nella regione di produzione di $Z\gamma^*$ in quanto l'efficienza va a zero al di sopra dei $60 \text{ GeV}/c^2$.

Il risultato originale di questo lavoro di tesi è la misura della sezione d'urto del processo $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$, che risulta pari a:

$$\sigma_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}} = 0.179 \pm 0.065 \text{ (stat) pb.}$$

L'errore riportato è l'errore statistico sui dati, calcolato trascurando l'errore sulla luminosità ed usando la formula di propagazione degli errori ² applicata alla relazione 3.2. Il risultato è stato poi moltiplicato per il fattore di correzione 1.014 dovuto allo spettro di m_{γ^*} al di sotto di $60 \text{ GeV}/c^2$.

² $\Delta(A/B) = \sqrt{(\frac{\Delta A}{A})^2 + (\frac{\Delta B}{B})^2}$

Capitolo 3. L'analisi dei dati

campione	numero di eventi
$Z\gamma_{2GeV/c^2 < m_{\gamma^*} < 60GeV/c^2}^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$	8.2 ± 0.2
$Z\gamma_{m_{\gamma^*} < 2GeV/c^2}^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$	0.09 ± 0.02
totale $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ MC	8.3 ± 0.2
$e\nu q\bar{q}$ (W singolo)	4.0 ± 0.4
$q\bar{q}\gamma$ (QCD)	1.2 ± 0.5
WW	0.9 ± 0.2
e^+e^- adroni ($\gamma\gamma$)	0.47 ± 0.47
$\tau\tau\gamma$	0.34 ± 0.12
$\tau\nu e\nu$	0.06 ± 0.02
totale fondo MC	7.0 ± 0.8
totale MC	15.3 ± 0.8
totale dati	16 ± 4

Tabella 3.6: Composizione del fondo MC e numero di eventi sopravvissuti nei dati dopo la selezione per l'analisi HE

La stima dell'errore sistematico

L'errore sistematico dovuto alla statistica Monte Carlo

Ogni campione Monte Carlo utilizzato in questo lavoro di tesi contiene un certo numero di eventi generati (non pesati), che è riportato in tabella 3.2. Se la statistica a livello della generazione fosse più alta, la precisione sulla valutazione finale di N_{fondo}^{MC} sarebbe migliore. Infatti l'errore relativo su N_{fondo}^{MC} è proporzionale all'inverso della radice quadrata del numero di eventi non pesati sopravvissuti ai tagli. Se fosse generato un maggior numero di eventi all'inizio, anche dopo la selezione si avrebbe un maggior numero di eventi non pesati sopravvissuti. Una fonte di errore sistematico è quindi la precisione con cui viene stimato il fondo con la statistica Monte Carlo disponibile.

Viene assunto come errore sistematico dovuto alla statistica Monte Carlo l'errore sulla sezione d'urto calcolato assumendo come unico errore quello statistico sul Monte Carlo. Il risultato è pari a $0.014 pb$.

L'errore sistematico dovuto al modello Monte Carlo

La simulazione Monte Carlo, come discusso nel capitolo 2, è composta di due parti: la prima consiste nel generatore che simula un certo processo di fisica; la seconda ricostruisce la risposta del rivelatore a quel processo.

Una fonte possibile di errore sistematico è quindi la variazione del generatore usato per l'analisi, e quindi del modello utilizzato per un dato processo. Infatti generatori diversi utilizzeranno in generale parametri che possono essere diversi, e possono quindi portare

campione	numero di eventi
totale $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$	12.3 ± 0.2
$e\nu q\bar{q}$ (W singolo)	5.0 ± 0.4
WW	3.5 ± 0.4
$q\bar{q}\gamma$ (QCD)	2.61 ± 0.65
$\tau\tau\gamma$	1.1 ± 0.2
$e^+e^-\tau^+\tau^-$ ($\gamma\gamma$)	0.75 ± 0.50
$\tau\nu e\nu$	0.75 ± 0.06
e^+e^- adroni ($\gamma\gamma$)	0.47 ± 0.47
totale MC fondo	14.1 ± 1.1
totale MC	23.4 ± 1.1
totale dati	29 ± 5.4

\sqrt{s} (GeV)	dati	segnale MC	fondo MC
189	13	5.8 ± 0.1	6.1 ± 0.7
192	2	0.73 ± 0.03	0.91 ± 0.09
196	7	2.2 ± 0.1	2.7 ± 0.3
200	4	2.4 ± 0.1	2.9 ± 0.3
202	3	1.16 ± 0.05	1.4 ± 0.1

Tabella 3.7: In alto: composizione del campione di eventi di dati e MC che sopravvivono ai tagli dopo la combinazione delle due analisi. L'efficienza per il canale $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ è del $(21.8 \pm 0.5)\%$. In basso: numero di eventi previsti nel segnale e nel fondo dal Monte Carlo e numero di eventi osservati nei dati per i vari valori di energia del centro di massa dopo la combinazione delle due analisi

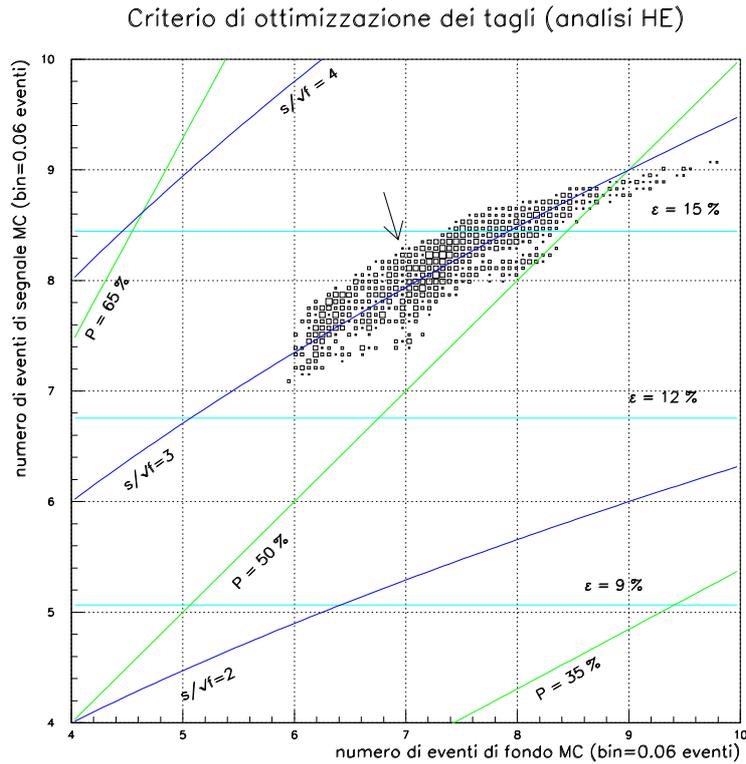


Figura 3.14: Procedura di ottimizzazione della selezione d'evento. I punti indicano il numero di eventi di fondo e di segnale ($e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$) Monte Carlo sopravvisuti per ciascuna serie di tagli. Le curve in blu raffigurano la variabile \mathcal{S} . Sono anche raffigurate curve di isoefficienza (in azzurro) e di isopurezza (in verde). La freccia indica la posizione della serie di tagli utilizzata nell'analisi. Il plot riporta la situazione per l'analisi HE

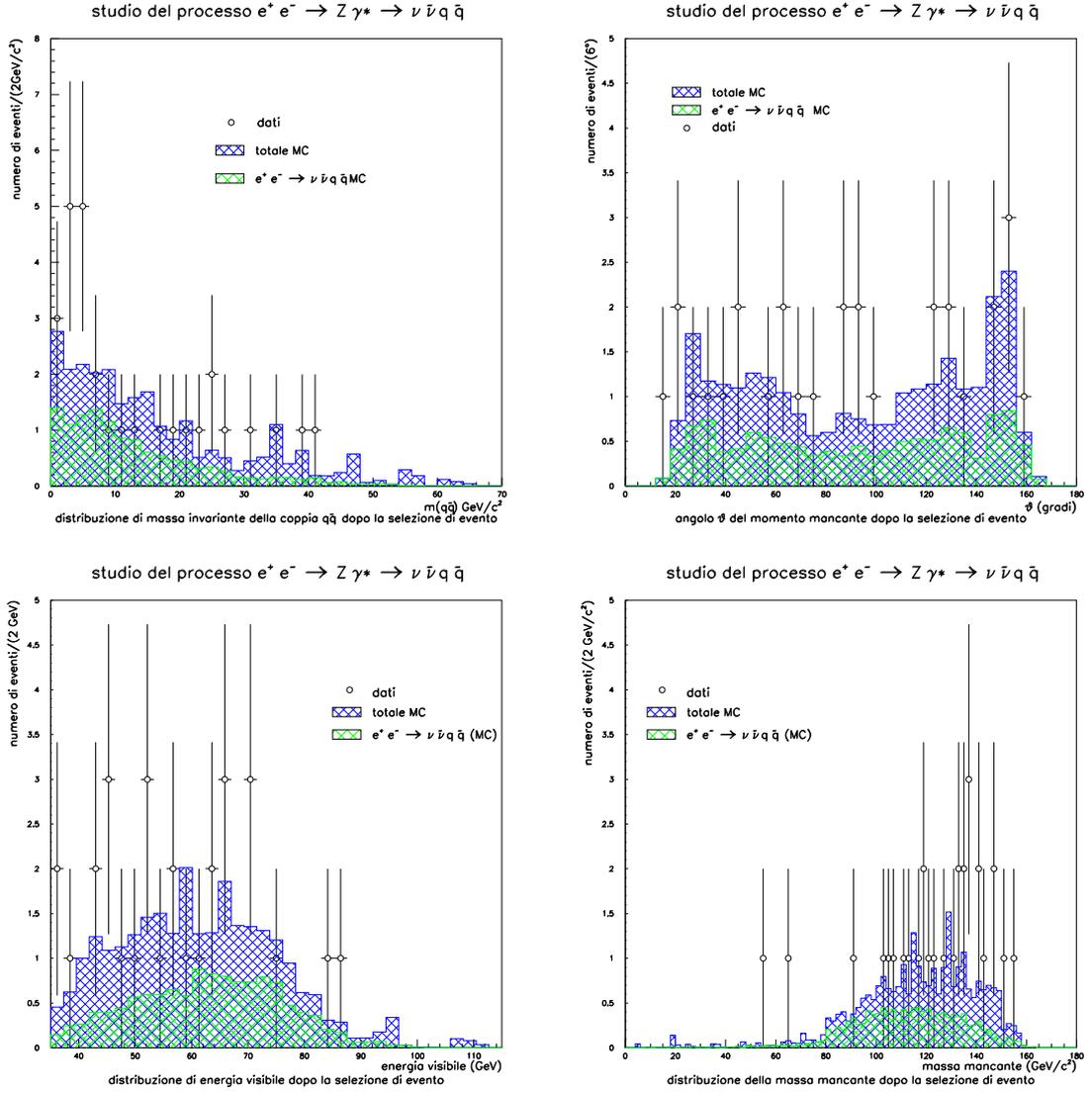


Figura 3.15: Distribuzioni di massa invariante m_{tot} (in alto a sinistra), angolo polare θ_{manc} del momento mancante (in alto a destra), energia visibile E_{tot} (in basso a sinistra) e massa mancante m_{manc} (in basso a destra) per i campioni selezionati nei dati, nel Monte Carlo totale e nella simulazione di $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$

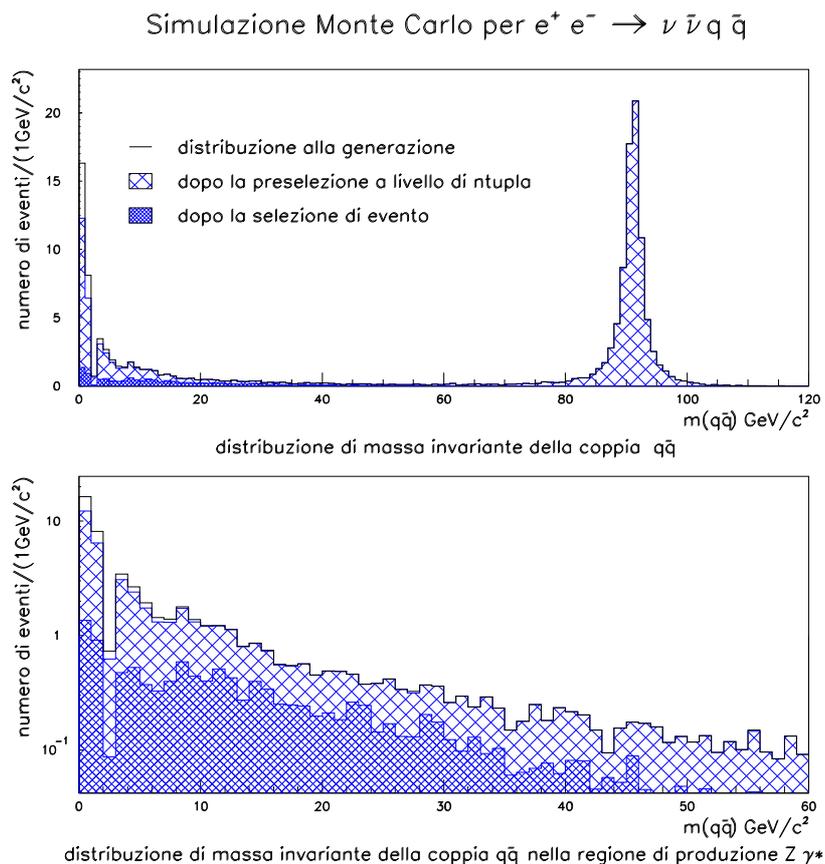


Figura 3.16: Distribuzione di massa invariante della coppia $q\bar{q}$ prima (parte chiara) e dopo (parte scura) la selezione d'evento nella simulazione Monte Carlo di $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$ (figura in alto). Nella figura in basso viene proposto uno zoom della figura in alto nella regione di massa invariante tra 0 e $60 \text{ GeV}/c^2$ in scala logaritmica

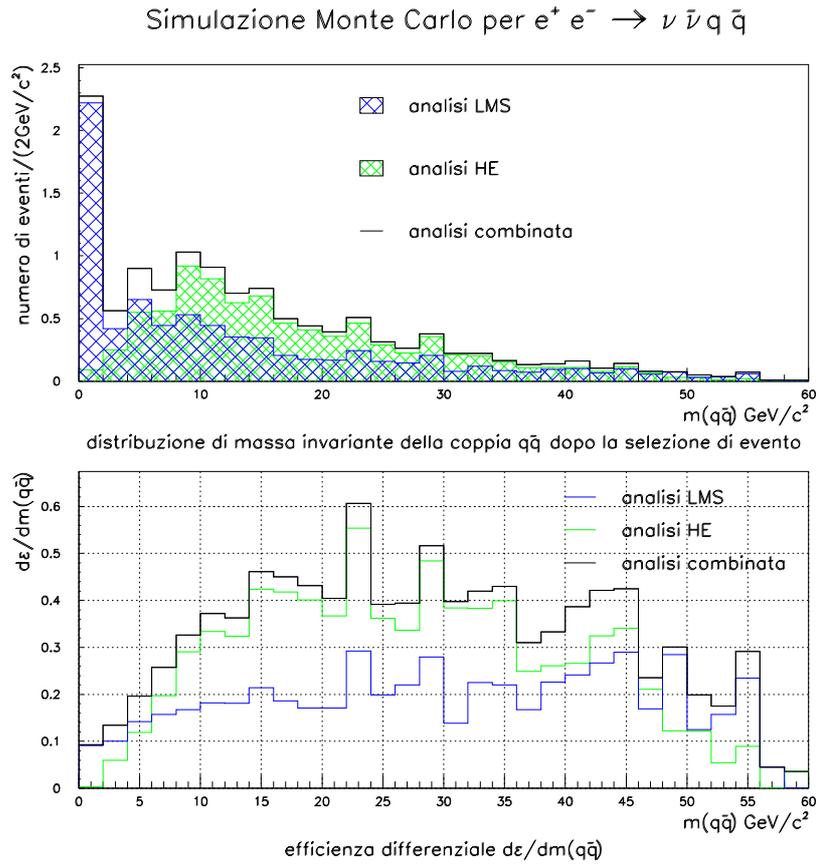


Figura 3.17: Contributi dell'analisi LMS ed HE alla distribuzione di massa invariante della coppia $q\bar{q}$ dopo la selezione d'evento nella simulazione Monte Carlo di $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ e all'efficienza differenziale $\partial\epsilon/\partial m_{q\bar{q}}$. Viene anche riportato l'andamento nelle due distribuzioni dato dalla combinazione della analisi

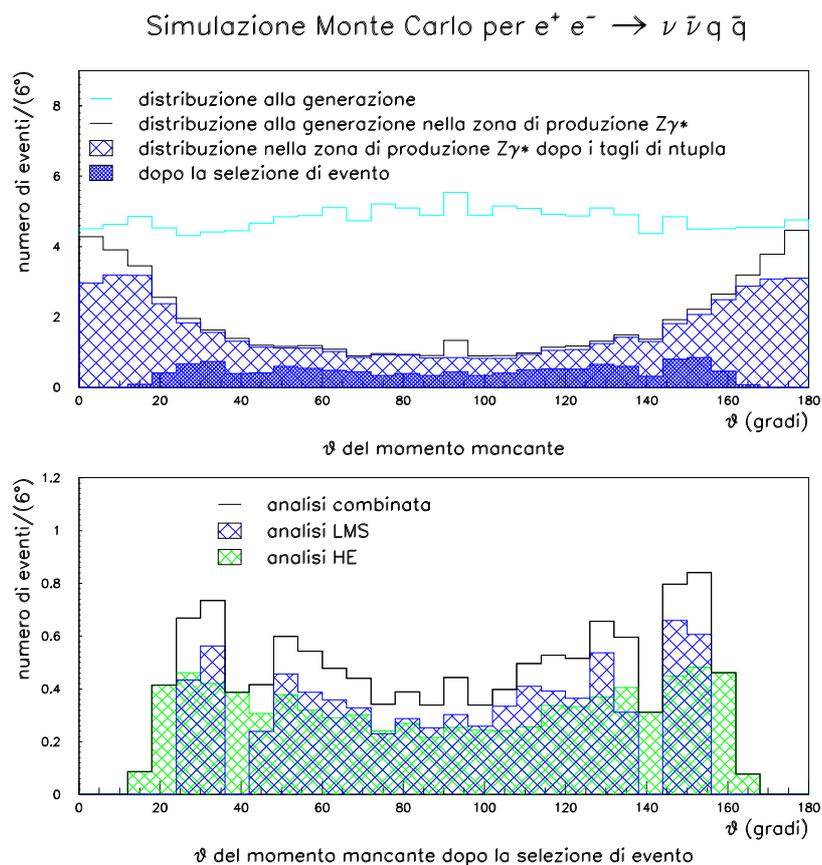


Figura 3.18: Distribuzione dell'angolo polare θ_{manca} del momento mancante prima e dopo la selezione d'evento nella simulazione Monte Carlo di $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ e contributi delle due analisi a tale distribuzione

a risultati compatibili ma differenti.

Sono stati variati indipendentemente i programmi di frammentazione dei processi di QCD e i generatori di stati finali derivanti da produzione intermedia di WW e di processi mediati da produzione di $\gamma\gamma$ con successivo decadimento dei fotoni virtuali in adroni. E' stata quindi applicata la selezione discussa nei paragrafi 3.5.1 e 3.5.2 al nuovo campione di fondo in cui sono stati sostituiti questi altri modelli a quelli di riferimento utilizzati nell'analisi, ed è stata rimisurata la sezione d'urto $\sigma_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}$.

In tabella 3.8 sono riportati i generatori utilizzati per lo studio dell'errore sistematico, con il numero di eventi generati e le sezioni d'urto dei processi considerati.

Nella tabella 3.9 sono riportati i valori della sezione d'urto ottenuti al variare del generatore utilizzato per descrivere un dato canale del fondo. Sono anche riportati gli errori sistematici stimati nei vari casi come la deviazione dal valore misurato in questa tesi.

L'errore sistematico totale dovuto al modello viene dato dalla somma in quadratura dei singoli errori sistematici riportati nella tabella 3.9, ed è pari a $0.007 pb$.

Processo	Generatore	\sqrt{s} GeV	σ (pb)	numero di eventi
$Z\gamma \rightarrow \gamma q\bar{q}$ (QCD) tipo WW	PYTHIA + ARIADNE	189	98.70	55228
	PYTHIA	189	16.01	31569
		200	17.59	50382
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- adroni$ ($\gamma\gamma$)	PHOJET	189	990	201600

Tabella 3.8: Generatori utilizzati per lo studio dell'errore sistematico, numero di eventi generati e sezioni d'urto dei processi considerati

processo	σ pb	errore sistematico pb
$Z\gamma \rightarrow \gamma q\bar{q}$ (QCD)	0.174	0.005
tipo WW	0.176	0.003
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- adroni$ ($\gamma\gamma$)	0.176	0.003

Tabella 3.9: Sezioni d'urto calcolate al variare del modello MC ed errore sistematico dovuto al modello

L'errore sistematico dovuto all'accordo dati-Monte Carlo

Si può assumere che le discrepanze che si ottengono tra dati e Monte Carlo nel corso dell'analisi siano dovute alla parte della simulazione che riproduce la risposta del rivelatore ad un dato processo.

Capitolo 3. L'analisi dei dati

E' interessante quindi capire quanto bene il Monte Carlo riproduca i dati, e di conseguenza quanto bene sia simulato il fondo Monte Carlo utilizzato per la determinazione della sezione d'urto.

Per valutare la sensibilità del risultato dalla bontà dell'accordo dati-Monte Carlo è stata scelta la fase della procedura di selezione in cui il segnale diventa minore del 10 % del Monte Carlo totale per ciascuna delle due analisi. Il rapporto in quel punto tra il numero di eventi sopravvissuti nel Monte Carlo e nei dati viene preso come fattore di correzione da applicare alla normalizzazione del Monte Carlo stesso. Il rapporto vale -12 % nell'analisi LMS e +17 % nell'analisi HE.

I tagli applicati nelle due analisi fino a quel punto selezionano un campione di fondo diverso nei due casi. Nel caso LMS il fondo Monte Carlo è dominato da processi WW ; nel caso HE da processi di QCD e di produzione di $\gamma\gamma \rightarrow \text{adroni}$.

Tra i campioni di fondo Monte Carlo che sopravvivono alla selezione combinata delle due analisi (i cui valori sono riportati in tabella 3.7), quelli che dominavano il fondo a quel livello vengono corrispondentemente modificati da questi fattori di correzione.

La variazione della sezione d'urto con la composizione modificata del fondo Monte Carlo rispetto al valore di riferimento è pari a 0.001 pb , e questo viene assunto come errore sistematico dovuto all'accordo dati-Monte Carlo.

Va osservato che questo valore è molto piccolo per effetto della compensazione delle due discrepanze.

L'errore sistematico dovuto alla scelta dei tagli

Un'altra fonte di errore sistematico è data dalla differenza nel calcolo delle efficienze e del fondo dovuta alla scelta di una serie di tagli piuttosto che un'altra.

Come discusso al paragrafo 3.6, la scelta del valore numerico dei tagli è stata affidata ad una procedura automatica che ha selezionato la serie di tagli che massimizzava il rapporto \mathcal{S} .

La distribuzione del valore della sezione d'urto ottenuta per ognuna delle permutazioni di tagli nell'analisi HE viene mostrata in figura 3.19. Questa distribuzione può essere approssimativamente parametrizzata con un distribuzione gaussiana di larghezza 0.018 pb . Questo valore è rappresentativo dell'errore sistematico che affligge la determinazione della sezione d'urto al variare della scelta dei tagli.

La stessa procedura applicata all'analisi LMS porta ad un errore del tutto analogo.

Viene quindi assunto come errore sistematico dovuto alla scelta dei tagli il valore di 0.018 pb , che è la stima più pessimistica dell'errore stesso.

L'errore sistematico

L'errore sistematico totale è dato dalla somma in quadratura degli errori sistematici studiati in questo lavoro, che sono riassunti in tabella 3.10.

La stima dell'errore sistematico dà un risultato di 0.023 pb .

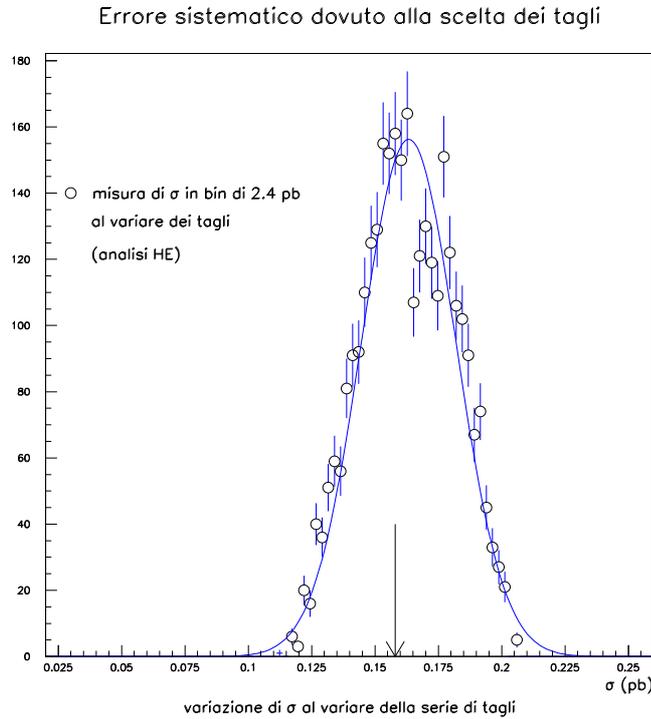


Figura 3.19: Studio dell'errore sistematico dovuto alla scelta dei tagli nell'analisi HE. Viene mostrata la distribuzione della sezione d'urto al variare della serie di tagli e il fit della distribuzione stessa con una gaussiana di larghezza 0.018 pb . La freccia indica il valore misurato dall'analisi HE

3.8 Il risultato

Il risultato finale sulla sezione d'urto del processo $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ è:

$$\sigma_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}} = 0.179 \pm 0.065 \text{ (stat)} \pm 0.023 \text{ (sist)} \text{ pb.}$$

Il valore atteso nel Modello Standard è di $0.162 \div 0.148 \text{ pb}$ per i valori dell'energia del centro di massa usati nell'analisi.

Il risultato ottenuto è quindi compatibile entro l'errore con la predizione del Modello Standard.

Non è possibile confrontare il risultato con altre misurazioni analoghe in quanto la misura della sezione d'urto del processo $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ è stata effettuata per la prima volta al mondo in questo lavoro di tesi.

Altri studi dedicati alla ricerca di monojet al LEP [25], e comunque limitati alla statistica del 1998, non si sono infatti conclusi con la misura della sezione d'urto ma si sono fermati alla selezione di eventi. Eventi monojet sono infatti un fondo per le ricerche di Higgs e di supersimmetria, e finora sono stati considerati solo in quel contesto.

fonte di errore sistematico	valore <i>pb</i>
statistica MC	0.014
modello MC	0.007
accordo dati-MC	0.001
scelta dei tagli	0.018

Tabella 3.10: Contributi all'errore sistematico

Esempi di eventi selezionati come appaiono nel rivelatore sono proposti nelle figure 3.20 e 3.21.

Nella figura 3.20 in alto è mostrato nel piano xy un evento acquisito a $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ che mostra due particelle identificate come una coppia $\pi^+\pi^-$. La massa invariante ricostruita delle particelle è di $500 \text{ MeV}/c^2$. L'evento è un buon candidato per essere stato prodotto dal processo intermedio $\gamma^* \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+\pi^-$. Sempre nella 3.20 (in basso) è mostrato nel piano xy un evento a $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$ dove la massa invariante ricostruita dello stato adronico è di $30 \text{ GeV}/c^2$. Questo evento è interessante perchè sono visibili due jet. L'angolo di apertura tra i quark prodotti da un γ^* con quella massa invariante è infatti abbastanza grande da rendere visibile ognuno dei due jet prodotti dai due quark.

In figura 3.21 sono mostrati tre esempi di candidati monojet. In alto a sinistra è mostrato nel piano xz un evento a 192 GeV con massa invariante pari a $4 \text{ GeV}/c^2$. I depositi nei calorimetri elettromagnetici possono essere dovuti a π^0 decaduti in 2γ . L'evento in alto a destra è stato acquisito a 196 GeV , è riportato nel pona xz e ha una massa invariante di $16.3 \text{ GeV}/c^2$. In basso è mostrato nel piano yz un evento a 200 GeV di massa $3.3 \text{ GeV}/c^2$. Ovunque le frecce indicano la direzione del momento mancante.

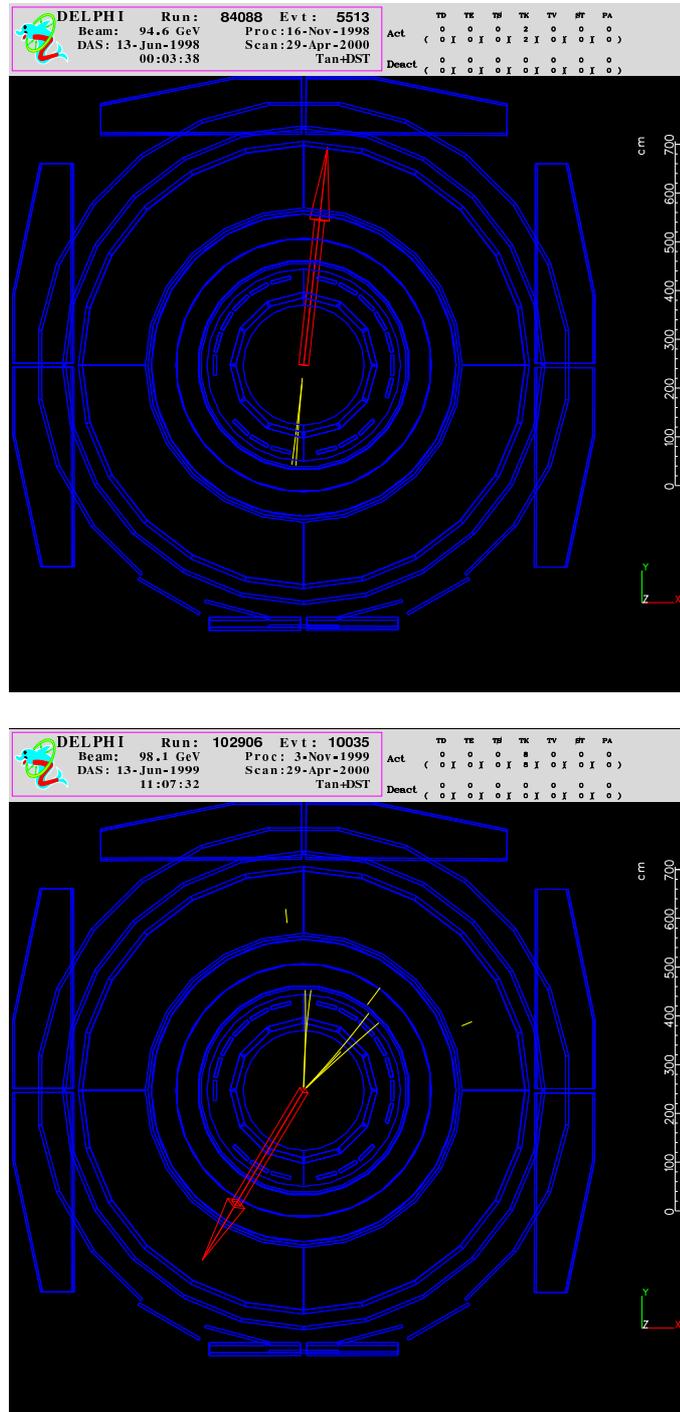


Figura 3.20: Esempi di eventi selezionati. In alto: $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$, $m_{tot} = 0.5 \text{ GeV}/c^2$, piano xy . In basso: $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$, $m_{tot} = 30 \text{ GeV}/c^2$, piano xy . Le frecce indicano la direzione del momento mancante

Capitolo 3. L'analisi dei dati

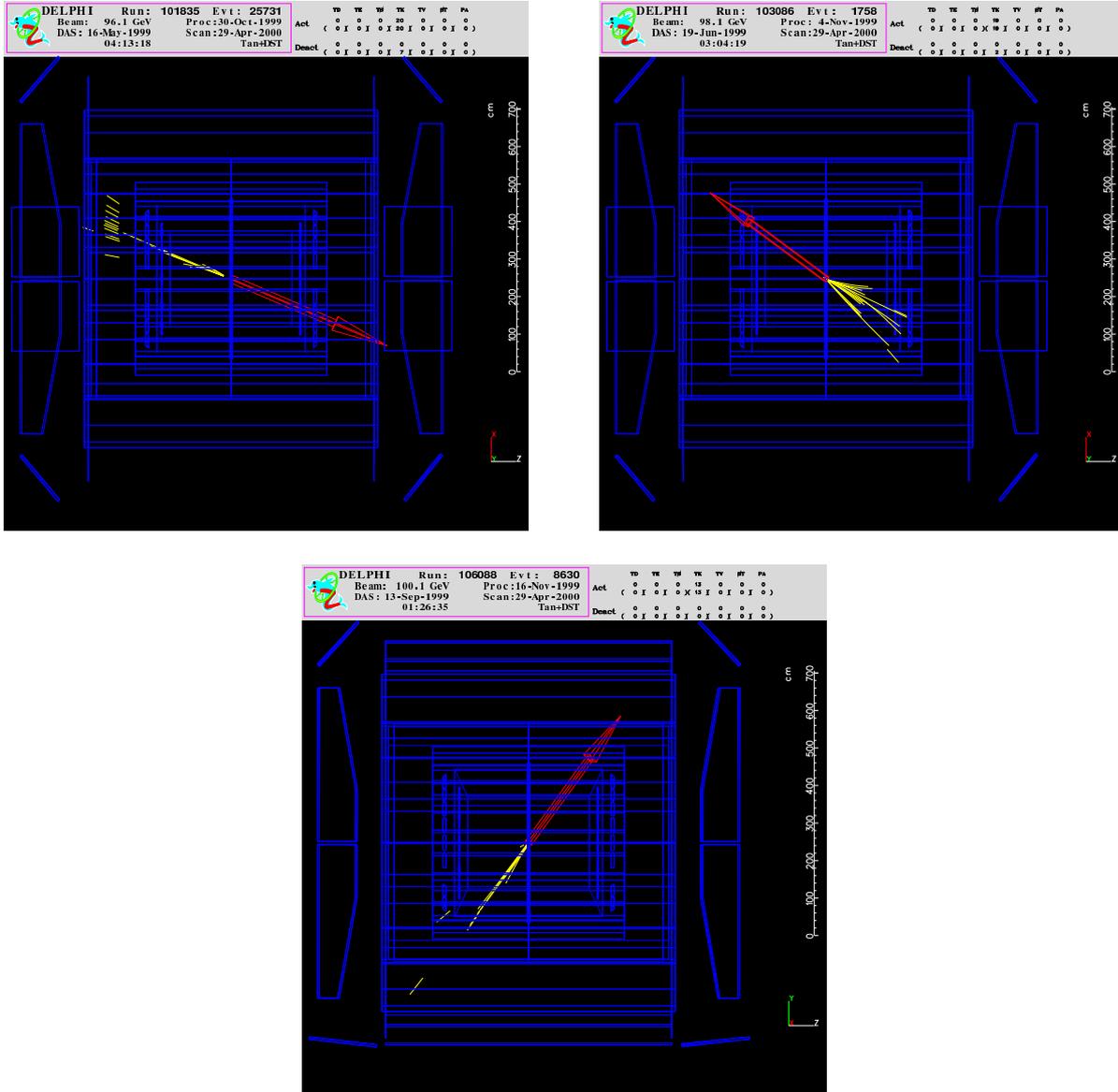


Figura 3.21: Esempi di eventi selezionati. In alto a sinistra: $\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$, $m_{tot} = 4 \text{ GeV}/c^2$, piano xz . In alto a destra: $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$, $m_{tot} = 16.3 \text{ GeV}/c^2$, piano xz . In basso: $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$, $m_{tot} = 3.3 \text{ GeV}/c^2$, piano yz . Le frecce indicano la direzione del momento mancante

Capitolo 4

Lo studio dei TGC neutri

Nella seconda parte del lavoro di tesi, i risultati ottenuti al capitolo 3 saranno utilizzati per porre dei limiti superiori sul valore dei coefficienti di possibili accoppiamenti trilineari anomali di bosoni di gauge neutri che potrebbero mediare lo stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$. Questi possibili accoppiamenti trilineari di bosoni di gauge neutri non sono previsti dal Modello Standard e quindi la loro presenza costituirebbe indizio dell'esistenza di Nuova Fisica.

Come discusso nel capitolo 1 la lagrangiana 1.5 che descrive il vertice di figura 1.11 è valida solo nel caso di bosoni uscenti reali. Però è stato anche argomentato come nel caso di uno stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ la correzione al modulo quadro dell'ampiezza del processo dipende solo dal rapporto $\frac{m_{\gamma^*}^2}{m_Z^2}$, con $n = 2$ oppure $n = 4$, rispettivamente per operatori di dimensione 6 o 8 presenti nella lagrangiana.

Con questo spirito sono state inserite nel programma DELTGC le espressioni dei vertici 1.8 e 1.9, valide nel caso *on-shell* per il calcolo di quantità relative a processi derivanti da TGC neutri.

Dopo la selezione non si hanno eventi nei dati corrispondenti a masse invarianti del jet maggiori di $42 \text{ GeV}/c^2$, cosicchè $\frac{m_{\gamma^*}^2}{m_Z^2} \leq 0.2$. In questo lavoro, per il calcolo dei limiti sui coefficienti anomali h , sono state quindi trascurate le correzioni $\frac{m_{\gamma^*}^2}{m_Z^2}$.

4.1 Il programma DELTGC

Il pacchetto di analisi DELTGC [26] è un insieme di *routines* di manipolazione algebrica e integrazione numerica per il calcolo di sezioni d'urto di processi $e^+ e^- \rightarrow 4f$ alle energie di LEP200, e per la generazione di eventi o distribuzioni differenziali di un particolare stato finale o un insieme di essi.

Capitolo 4. Lo studio dei TGC neutri

Nel programma DELTGC, oltre a tutte le interazioni permesse dal Modello Standard, sono state implementate quelle possibili nel modello di lagrangiana efficace di [7]-[8] per interazioni anomale di bosoni di gauge sia carichi che neutri. DELTGC consente quindi il calcolo di sezioni d'urto e distribuzioni di processi a 4 fermioni cui contribuiscano anche TGC anomali.

Esiste inoltre la possibilità di operare tagli cinematici sulla configurazione finale dello stato a 4 fermioni, e viene prestata particolare attenzione alle cancellazioni di gauge, così da assicurare la stabilità dell'integrazione su tutto il dominio angolare dello stato finale. Il calcolo delle ampiezze utilizzate nel programma si basa sul trattamento quasi a massa nulla degli spinori di Dirac. Questo metodo assume massa finita per i fermioni mentre sopprime le elicità destrorse (sinistrorse) per gli spinori $u(v)$ a causa del fattore m^2/E^2 proveniente dall'espansione in termini di $1/E$ degli spinori stessi. In Appendice B viene mostrata per esteso la trattazione teorica del calcolo spinoriale in questa approssimazione. Pur non essendo un calcolo esatto, questa approssimazione mostra tuttavia un ottimo accordo con i calcoli esatti di altri programmi ed ha il vantaggio di fornire un'integrazione veloce.

4.2 La descrizione del programma

I parametri di inizializzazione del programma sono definiti nel file DELTGC.INP. In questo file vengono indicati il processo di cui si desidera calcolare la sezione d'urto e i coefficienti $h_i^{\gamma,Z}$ e $f_i^{\gamma,Z}$ dei vertici 1.8 e 1.9¹ che si vogliono includere. In questo modo si ottiene in *output* sia il valore previsto dal Modello Standard che le correzioni dovute appunto a termini anomali. E' inoltre possibile attivare le correzioni di ISR, QCD e di Coulomb, e alcuni tagli sullo spazio delle fasi dello stato finale, ad esempio su massa, energia, accettazione angolare, angolo di apertura e acoplanarità tra due fermioni esterni, impulso trasverso p_t .

Viene riportata di seguito una lista delle *routines* utilizzate in questo lavoro di tesi.

DELTGC.INP viene letto dalla routine `Init_Model` che inizializza i valori delle costanti e dei parametri interni e controlla la consistenza del problema proposto. Alcuni parametri del modello possono essere cambiati attraverso la routine `TGC_Parameters`.

La routine `Get_CS` esegue l'integrazione numerica del modulo quadro dell'ampiezza attraverso un numero definito di iterazioni fissato in modo da ottimizzare i valori della griglia delle variabili di integrazione. Queste vengono poi trasformate nei momenti delle particelle da `Get_Kinematics`. La consistenza dei momenti con i tagli definiti in DELTGC.INP viene controllata dalla routine `Internal_Cuts`.

Inoltre la routine `User_Distributions` permette di utilizzare le informazioni sui momenti e sugli elementi di matrice per realizzare, ad esempio, distribuzioni angolari o di massa.

¹o dell'equivalente per gli accoppiamenti carichi

4.3 Il calcolo dei limiti sui coefficienti h_i^V dei TGC neutri

Durante la creazione delle distribuzioni ad ogni evento viene dato un peso dipendente dalla decomposizione in termini di TGC dell'elemento di matrice. Indicando con x_i i coefficienti di accoppiamento h_i^V o f_i^V , la sezione d'urto totale di un processo è decomposta secondo la formula:

$$\sigma(\vec{x}) = \sum_{i,j} \sigma_{ij} x_i x_j$$

dove le σ_{ij} sono i valori della sezione d'urto calcolati dal programma quando $x_i = 1$.

D'ora in poi verranno considerati solo i coefficienti h_i^V ai quali è sensibile questo lavoro.

Se si considera l'effetto di un solo coefficiente h per volta, ad esempio si prende solo $h_i^V \neq 0$ e tutti gli altri coefficienti nulli, la sezione d'urto totale del processo sarà

$$\sigma = \sigma_{SM} + (h_i^V)^2 \cdot \sigma_{anom} + h_i^V \cdot \sigma_{int}, \quad (4.1)$$

dove σ_{anom} è la sezione d'urto dovuta all'inclusione di quell'accoppiamento anomalo proporzionale a h_i^V e σ_{int} è la correzione (positiva o negativa) alla sezione d'urto generata dall'interferenza tra i diagrammi Standard e quelli anomali.

Come metodo generale per stimare i coefficienti anomali, in questa analisi si suppone che solo una costante h_i^V per volta sia diversa da zero.

L'estensione dell'analisi fino a $2 m_\pi$

Nel programma DELTGC è posto un taglio inferiore sulla massa invariante della coppia $q\bar{q}$ nello stato finale a $3 \text{ GeV}/c^2$. Effetti non perturbativi di QCD producono infatti stati intermedi, parametrizzabili da modelli effettivi, che non sono stati inseriti nel programma. Tuttavia nel caso dell'analisi dello stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$, dove la coppia $q\bar{q}$ deriva dall'adronizzazione di un γ^* , l'intervallo di masse cinematicamente permesso si estende al di sotto di $3 \text{ GeV}/c^2$ fino a $2 m_\pi$. In particolare, è stato osservato nel capitolo 1 come il valore della sezione d'urto del processo per $m_{\gamma^*} < 2 \text{ GeV}/c^2$ sia confrontabile con la stessa quantità al di sopra di quel valore. Inoltre, data la bassa statistica del processo, la precisione sulla misura della sezione d'urto è di circa il 35 % considerando tutto lo spettro di massa, e salirebbe a circa il 50 % con il taglio a $3 \text{ GeV}/c^2$.

E' però possibile correggere il taglio in massa di DELTGC nel modo seguente. I contributi alla distribuzione differenziale della sezione d'urto originati dal Modello Standard e quello dato dalla presenza di un termine anomalo, calcolati da DELTGC al di sopra dei $3 \text{ GeV}/c^2$, hanno un andamento regolare in funzione della massa invariante della

Capitolo 4. Lo studio dei TGC neutri

coppia $q\bar{q}$. In particolare il rapporto delle due distribuzioni, $\frac{d\sigma_{anom}}{dm_{q\bar{q}}} / \frac{d\sigma_{SM}}{dm_{q\bar{q}}}$, in un intorno superiore di $3 \text{ GeV}/c^2$, ha un andamento lineare nella massa invariante $m_{q\bar{q}}$. (in figura 4.1 viene mostrato l'andamento dei rapporti $\frac{d\sigma_{anom}}{dm_{q\bar{q}}} / \frac{d\sigma_{SM}}{dm_{q\bar{q}}}$ e $\frac{d\sigma_{int}}{dm_{q\bar{q}}} / \frac{d\sigma_{SM}}{dm_{q\bar{q}}}$ in funzione della massa invariante $m_{q\bar{q}}$). Nella figura di destra è stato preso $h_1^\gamma = 1$. L'andamento è analogo per ognuno degli h_i^V . Nella figura di destra è stato scelto invece $h_3^\gamma = 1$. La stessa distribuzione è piatta in un intorno di 0 per i termini CP-violanti proporzionali agli h_1^V e h_2^V . Anche per i termini con h_3^Z e h_4^Z la pendenza della distribuzione tende a 0, mentre per quello con h_4^γ ha lo stesso andamento con valore opposto.

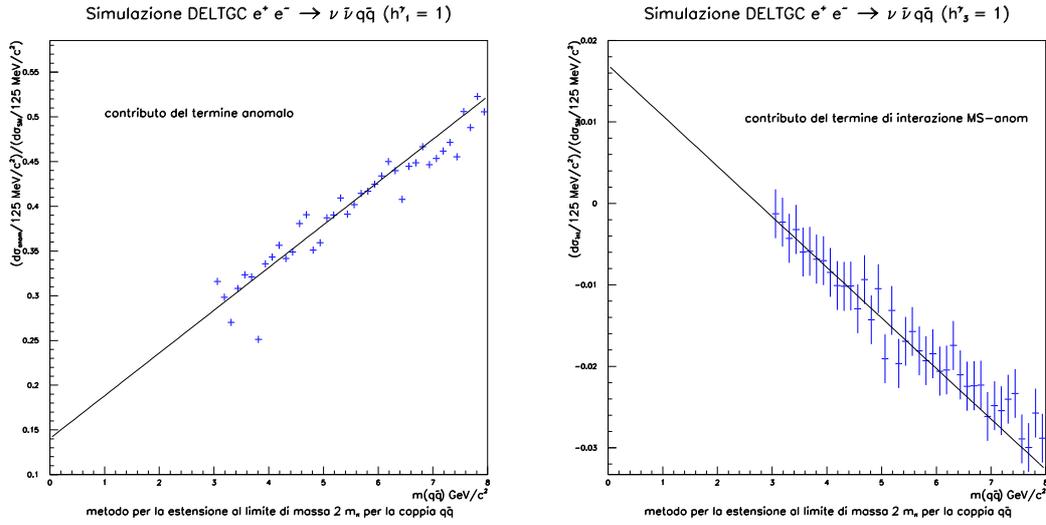


Figura 4.1: Rapporti $\frac{d\sigma_{anom}}{dm_{q\bar{q}}} / \frac{d\sigma_{SM}}{dm_{q\bar{q}}}$ e $\frac{d\sigma_{int}}{dm_{q\bar{q}}} / \frac{d\sigma_{SM}}{dm_{q\bar{q}}}$ usati per l'estensione dell'analisi fino a $2 m_\pi$ per la massa invariante $q\bar{q}$

Il generatore KORALW, usato per l'analisi a masse basse del γ^* , simula l'accoppiamento del fotone al mesone vettore ρ e il successivo decadimento di quest'ultimo in 2π . Il processo anomalo che porta allo stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ procede attraverso lo scambio di un fotone nel canale s , a differenza del processo Standard che è mediato nel canale t . Facendo l'ipotesi che l'accoppiamento fotone-mesone ρ resti invariato se il fotone è generato dalla coppia e^+e^- nel canale t o nel canale s , nell'analisi si è assunto che il comportamento del termine anomalo per basse masse del γ^* segua quello del termine Standard. Supponendo inoltre che le distribuzioni siano continue ed abbiano un andamento regolare in funzione di $m_{q\bar{q}}$ si può utilizzare l'informazione del Modello Standard per modellare lo spettro di massa nel termine anomalo al di sotto dei $3 \text{ GeV}/c^2$.

Si indichi con r_{SM} il rapporto noto nel Modello Standard tra il numero di eventi Monte Carlo $N_{SM}^{m_{q\bar{q}} < 3 \text{ GeV}/c^2}$ al di sotto dei $3 \text{ GeV}/c^2$ e quello in un intorno al di sopra di tale valore $N_{SM}^{m_{q\bar{q}} \geq 3 \text{ GeV}/c^2}$.

Sotto le ipotesi precedenti di regolarità e continuità, viene eseguito un fit del rapporto.

Poiché non è noto dalla teoria l'andamento aspettato di tale rapporto tra le sezioni d'urto differenziali anomala e Standard in funzione della massa invariante della coppia $q\bar{q}$, si effettua un fit con diverse dipendenze funzionali, diversi valori delle divisioni in massa e diversi valori dell'intorno considerato. Viene quindi assunta una dipendenza lineare dalla massa invariante ed eventuali deviazioni dal risultato ottenute con le diverse procedure definiscono l'errore sistematico sulla misura finale.

Per modellare la distribuzione di massa invariante nel caso anomalo viene utilizzato lo stesso fattore r_{SM} corretto per i diversi comportamenti delle distribuzioni di massa nel caso Standard e anomalo. Questa differenza è definita dal fit della funzione

$$\left[\frac{d\sigma_{anom}}{dm_{q\bar{q}}} / \frac{d\sigma_{SM}}{dm_{q\bar{q}}} \right]_{(m_{q\bar{q}} \geq 3 \text{ GeV}/c^2)} / \left[\frac{d\sigma_{anom}}{dm_{q\bar{q}}} / \frac{d\sigma_{SM}}{dm_{q\bar{q}}} \right]_{(m_{q\bar{q}} < 3 \text{ GeV}/c^2)},$$

secondo la legge $Am_{q\bar{q}} + B$, con A e B costanti. L'integrale di questa funzione su un certo intervallo di valori di massa dà il numero di eventi in tale intervallo.

La correzione a r_{SM} sarà dunque data da

$$corr \equiv \frac{N_{anom}^{m_{q\bar{q}} \geq 3 \text{ GeV}/c^2}}{N_{SM}^{m_{q\bar{q}} \geq 3 \text{ GeV}/c^2}} \cdot \frac{N_{SM}^{m_{q\bar{q}} < 3 \text{ GeV}/c^2}}{N_{anom}^{m_{q\bar{q}} < 3 \text{ GeV}/c^2}} = x_{SM} \cdot \frac{N_{anom}^{m_{q\bar{q}} \geq 3 \text{ GeV}/c^2}}{N_{anom}^{m_{q\bar{q}} < 3 \text{ GeV}/c^2}},$$

e il numero di eventi al di sotto dei $3 \text{ GeV}/c^2$ nel caso anomalo ($N_{anom}^{m_{q\bar{q}} < 3 \text{ GeV}/c^2}$) è:

$$N_{anom}^{m_{q\bar{q}} < 3 \text{ GeV}/c^2} = \frac{r_{SM}}{corr} N_{anom}^{m_{q\bar{q}} \geq 3 \text{ GeV}/c^2}.$$

La correzione è indipendente dal valore numerico di h (per un dato h).

Questa procedura consente di "estendere" le informazioni sulla sezione d'urto al di sotto di $3 \text{ GeV}/c^2$.

Alcuni esempi di valori di $\frac{r_{SM}}{corr}$ sono i seguenti: 1.65 ± 0.27 per il termine proporzionale a h_γ^1 ; 1.97 ± 0.18 per quello con h_γ^3 .

Lo stesso procedimento si applica alle distribuzioni dovute all'interferenza tra processo anomalo e Standard.

4.3.1 Lo studio delle distribuzioni differenziali della sezione d'urto

Si possono utilizzare due metodi per l'estrazione dei limiti sui coefficienti anomali h_i^V , uno approssimato basato sul conteggio degli eventi indotti dalla presenza di un termine anomalo, un altro, più corretto, che tiene conto delle diverse distribuzioni angolari tra Modello Standard e TGC neutri anomali.

Capitolo 4. Lo studio dei TGC neutri

La prima procedura consisterebbe nello studio della variazione al valore della sezione d'urto apportata dall'eventuale presenza di termini anomali. Come si vede dalla 4.1 la $\sigma(h)$ indotta dalla presenza di un termine anomalo dipende quadraticamente da h . La parabola sarà più o meno simmetrica rispetto allo zero a seconda del termine lineare indotto dall'interferenza tra Modello Standard e termini anomali. In linea di principio per termini CP-violanti l'interferenza con il Modello Standard dovrebbe essere rigorosamente nulla, ma effetti di larghezza finita dello Z introducono delle correzioni piccole che portano ad un termine di poco diverso da zero.

L'intersezione tra la parabola data dall'equazione 4.1 con il valore limite superiore al 95 % CL della sezione d'urto misurata del processo $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ dà i limiti superiori al 95 % CL sui coefficienti h . Questa procedura non tiene però conto del fatto che le distribuzioni angolari indotte dalla presenza di un termine anomalo non sono piccate in avanti come quella del Modello Standard.

Nel caso anomalo infatti, il processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ avviene attraverso lo scambio di un fotone nel canale s mentre in quello Standard procede nel canale t . La distribuzione angolare del fotone, e quindi del monojet, cambierà sostanzialmente nei due casi, passando rispettivamente da un andamento $\propto \sin^2\theta$ ad uno piccato a valori di θ tali che $|\cos\theta| \sim 1$. Corrispondentemente varierà anche la distribuzione differenziale della sezione d'urto in funzione della massa invariante del fotone virtuale e quindi della coppia $q\bar{q}$, e sarà spostata rispetto a quella del Modello Standard verso valori più alti della massa, pur mantenendo la stessa forma. In figura 4.2 vengono mostrate le distribuzioni differenziali della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ in funzione dell'angolo rispetto all'asse del fascio (a sinistra) e della massa invariante (a destra) della coppia $q\bar{q}$. Sono mostrati i contributi del Modello Standard, del termine anomalo e della somma dei due.

Viene mostrato in figura 4.3 la distribuzione anomala generata da DELTGC del numero di eventi in funzione dell'angolo θ rispetto all'asse del fascio e della massa invariante della coppia $q\bar{q}$.

La procedura più corretta per estrarre i limiti sulle costanti di accoppiamento anomale fa uso dei risultati di analisi ottenuti nel capitolo 3 per la selezione d'evento.

Ivi è stata descritta l'efficienza differenziale in massa e angolo θ_{manc} (figure 3.17 e 3.18) di questa selezione su un campione di eventi di segnale Monte Carlo. Essendo stato definito $\theta_{manc} = -\theta$, dove θ è l'angolo polare del momento totale dell'evento, nel seguito si farà uso indifferentemente di θ o θ_{manc} per indicare l'angolo dell'asse del sistema $Z - \gamma^*$ rispetto all'asse del fascio. E' possibile ottenere una distribuzione bidimensionale dell'efficienza differenziale, (chiamata nel seguito $\frac{d^2\epsilon}{d\theta dm_{q\bar{q}}}$) in funzione dell'angolo polare θ e della massa della coppia $q\bar{q}$ (mostrata in figura 4.4).

Si può utilizzare questa informazione per correggere il calcolo teorico per l'efficienza sperimentale e porre dei limiti sui valori dei coefficienti anomali che siano più precisi di quelli ottenibili dal semplice confronto dei valori numerici delle sezioni d'urto. E' infatti possibile generare delle distribuzioni differenziali di sezioni d'urto secondo la decomposizione fornita in 4.1.

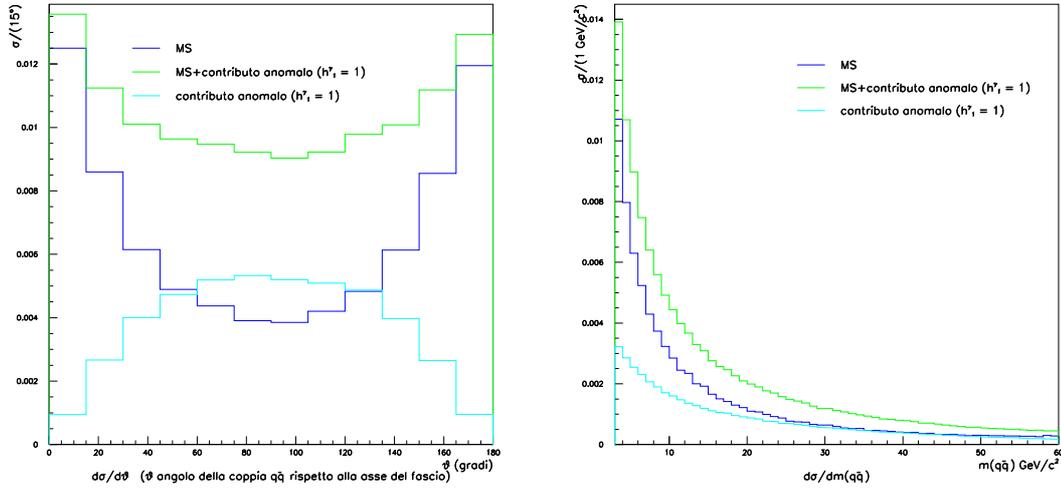


Figura 4.2: Distribuzioni differenziali della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ in funzione dell'angolo rispetto all'asse del fascio (figura di sinistra) e della massa invariante (figura di destra) della coppia $q\bar{q}$. Sono mostrati i contributi del Modello Standard e del termine anomalo

In particolare, si otterrà

$$\frac{d^2\sigma}{d\theta dm_{q\bar{q}}} = \frac{d^2\sigma_{SM}}{d\theta dm_{q\bar{q}}} + h^2 \cdot \frac{d^2\sigma_{anom}}{d\theta dm_{q\bar{q}}} + h \cdot \frac{d^2\sigma_{int}}{d\theta dm_{q\bar{q}}} \quad (4.2)$$

In figura 4.5 sono mostrate le distribuzioni differenziali del numero di eventi in funzione di θ e $m_{q\bar{q}}$ prima (a sinistra) e dopo (a destra) la selezione d'evento descritta nel capitolo 3 per il campione di eventi di segnale Monte Carlo (che riproduce il contributo del Modello Standard al processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$) e per la somma dei contributi Standard e anomalo, quest'ultimo ottenuto con la simulazione DELTGC.

Si definisce $\mathcal{N}(h)$ come il numero di eventi pesato per l'efficienza differenziale mostrata in figura 4.4. Ovvero, è il valore che si ottiene integrando il prodotto della sezione d'urto differenziale in presenza di termini anomali per l'efficienza differenziale.

L'espressione di $\mathcal{N}(h)$ avrà una dipendenza funzionale parabolica da h :

$$\mathcal{N}(h) = L \cdot \int \int \frac{d^2(\epsilon \cdot \sigma)}{d\theta dm_{q\bar{q}}} d\theta dm_{q\bar{q}} = N^{SM} + h^2 \cdot N^{anom} + h \cdot N^{int}, \quad (4.3)$$

sempre nel caso in cui venga considerato diverso da zero un solo h per volta.

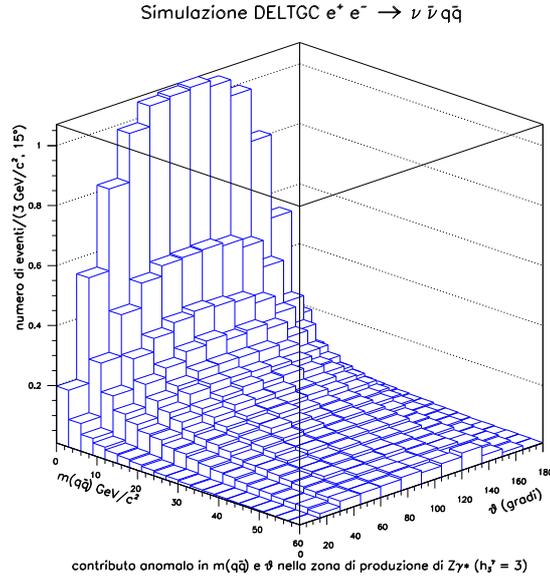


Figura 4.3: Distribuzione differenziale del numero di eventi per il processo $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} q \bar{q}$ generato dal programma DELTGC in funzione dell'angolo rispetto all'asse del fascio e della massa invariante della coppia $q\bar{q}$

Per confrontare i due metodi di estrazione dei limiti si definisce, per la procedura approssimata, il numero di eventi $\tilde{N}(h)$ come il prodotto della sezione d'urto $\sigma(h)$ per l'efficienza integrata. Anche $\tilde{N}(h)$ ha un andamento parabolico in h dato dalla 4.1. Non tiene però conto che nel caso di un accoppiamento anomalo viene prodotto un maggior numero di eventi nel *barrel*, in una regione dove l'efficienza sperimentale è maggiore. In altre parole se esistesse un accoppiamento anomalo si avrebbe un eccesso di eventi nel *barrel*; l'analisi descritta al capitolo 3 “vedrebbe” questo eccesso in maniera più significativa di quanto potrebbe evidenziare un eccesso, ad esempio, a piccoli angoli. Ne segue che, ad h fissato, $\tilde{N}(h) < \mathcal{N}(h)$.

In figura 4.6 vengono mostrate, per un h_i^V scelto arbitrariamente, gli andamenti di $\tilde{N}(h)$ e di $\mathcal{N}(h)$ al variare di h , nonché il valore limite superiore al 95 % CL del numero di eventi misurato nell'analisi. Dalla figura si vede che la parabola $\mathcal{N}(h)$ è più stretta rispetto a $\tilde{N}(h)$. Il medesimo comportamento si osserva per tutte le otto costanti di accoppiamento. Limiti migliori vengono quindi posti utilizzando la seconda procedura. Le parabole sono una parametrizzazione che approssima il numero di eventi calcolati al variare di h . Gli errori sui punti calcolati sono dovuti all'errore sistematico sulla distribuzione anomala di massa della coppia $q\bar{q}$ giustificato al paragrafo precedente.

In figura 4.7 e 4.8 sono mostrati gli andamenti delle $\mathcal{N}(h)$ in funzione di h per ciascun accoppiamento. I limiti superiori al 95 % CL sulle costanti h_i^V sono estratti

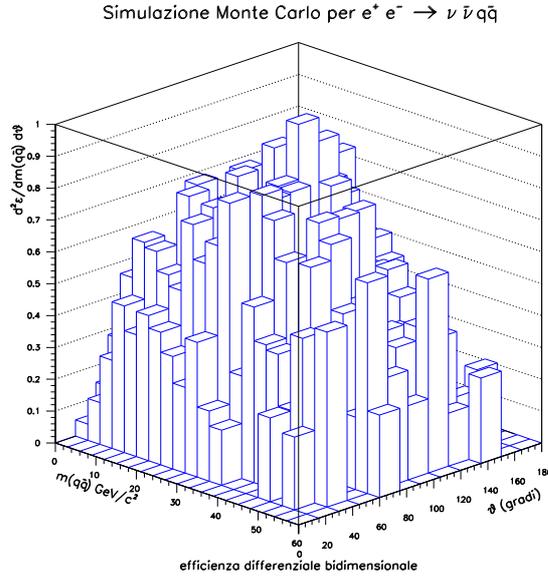


Figura 4.4: Distribuzione differenziale bidimensionale dell'efficienza $d^2\epsilon/d\theta dm_{q\bar{q}}$, dove θ è l'angolo del momento mancante, per un campione di eventi Monte Carlo che riproduce il processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$, ottenuta utilizzando la selezione d'evento descritta al capitolo 3

dall'intersezione del limite superiore al 95 % CL del numero di eventi misurato nell'analisi monojet con la parabola $\mathcal{N}(h)$.

L'errore totale sulla misura del numero di eventi è dato dalla somma in quadratura dell'errore statistico (pari a 5.38) e dell'errore sistematico (pari a 1.94). Il limite superiore al 95 % CL di $N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{dati} = N_{dati} - N_{fondo}^{MC}$ è pari al valor medio della misura + 1.64 volte il suo errore. E' quindi uguale a

$$N_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}}^{dati}(95\%CL_{sup}) = 14.90 + 9.38 = 24.28.$$

I limiti sui coefficienti h dei TGC neutri trovati con questo procedimento sono riassunti in tabella 4.1.

Il fatto che questi limiti siano peggiori di quelli stimati da [8] e riportati in tabella 1.4 è dovuto al fatto che in quel caso sono considerati processi con bosoni uscenti reali, e quindi con statistica 10^3 volte maggiore di quella utilizzabile nel caso del canale $Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$.

In figura 4.9 viene mostrato infine l'effetto del termine di interferenza alla distribuzione angolare della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ per gli otto coefficienti anomali h_i^V , il cui valore è stato scelto vicino al limite stimato. Per ognuno degli h_i^V sono riportate le $d\sigma/d\theta$ per il Modello Standard e per valori positivi e negativi del coefficiente. Come discusso nel caso delle distribuzioni $d\sigma_{int}/m_{q\bar{q}}$, il termine di interferenza è significativo solo nel caso di h_3^γ e h_4^γ .

Capitolo 4. Lo studio dei TGC neutri

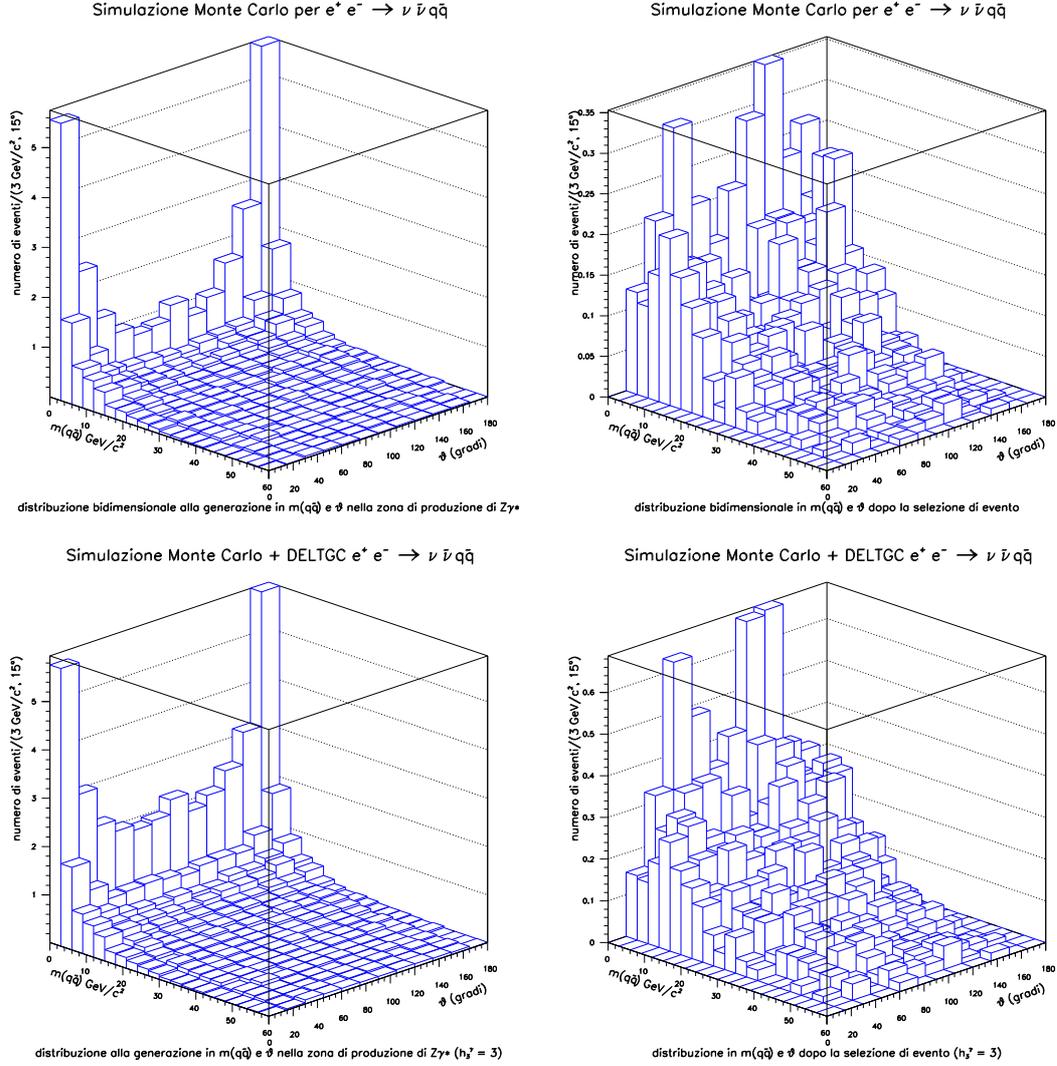


Figura 4.5: In alto: numero di eventi simulati nel Modello Standard per il processo $e^+e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} q\bar{q}$ alla generazione (a sinistra) e dopo la selezione discussa nel capitolo 3 (a destra) in funzione dell'angolo θ e della massa invariante della coppia $q\bar{q}$. In basso: le stesse distribuzioni includono il termine anomalo generato da DELTGC

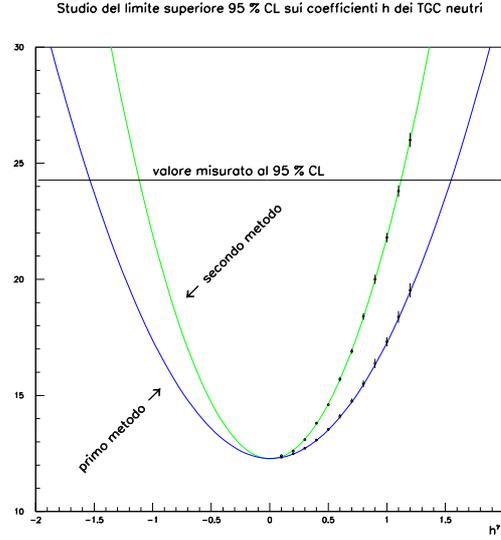


Figura 4.6: Confronto tra gli andamenti di $\tilde{N}(h)$ (primo metodo) e di $N(h)$ (secondo metodo) al variare di h per h_1^γ

4.4 Il futuro dello studio dei vertici $ZZ\gamma^*$ e $\gamma^*Z\gamma^*$

Lo studio dei vertici $ZZ\gamma^*$ e $\gamma^*Z\gamma^*$, portato avanti in questo lavoro di tesi, si basa sulla lagrangiana 1.5.

Come già discusso al capitolo 1, questa lagrangiana contiene il vincolo $\partial_\mu V^\mu = 0$. Non è al momento disponibile in letteratura la forma più generale di questa parametrizzazione, tuttavia gli autori di [8] stanno lavorando a tal proposito.

Nuovi termini nella lagrangiana porterebbero a nuovi parametri nei vertici validi solo nel caso di bosoni uscenti virtuali. Inseriti nei codici di calcolo, questi vertici potranno essere studiati solo da processi mediati da produzione di $Z\gamma^*$.

Se quindi utilizzando la lagrangiana 1.5 il canale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ è sfavorito dalla statistica rispetto ad esempio al canale $\gamma q\bar{q}$ (dove il γ è reale), sarà invece competitivo per quanto riguarda lo studio dei parametri aggiuntivi derivanti dall'ampliamento della lagrangiana.

Sarà interessante proseguire il lavoro applicando l'analisi all'estensione della lagrangiana al caso generale.

limiti superiori al 95 % CL sui coefficienti h TGC neutri
$-1.12 \leq h_1^\gamma \leq 1.12$
$-1.86 \leq h_1^Z \leq 1.89$
$-0.68 \leq h_2^\gamma \leq 0.68$
$-1.14 \leq h_2^Z \leq 1.15$
$-2.78 \leq h_3^\gamma \leq 2.99$
$-4.85 \leq h_3^Z \leq 4.85$
$-2.01 \leq h_4^\gamma \leq 1.87$
$-3.29 \leq h_4^Z \leq 3.26$

Tabella 4.1: Intervalli di confidenza al 95 % CL per i coefficienti h_i^V ($i=1,4$ e $V = Z, \gamma^*$) degli accoppiamenti anomali $VZ\gamma^*$ ottenuti dai dati di DELPHI nel canale $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ alle energie del centro di massa di 189+192+196+200+202 GeV. Per ottenere ognuno dei valori dei coefficienti tutti gli altri sono stati posti a zero

Studio del limite superiore 95 % CL sui coefficienti h NTGC CP-violanti

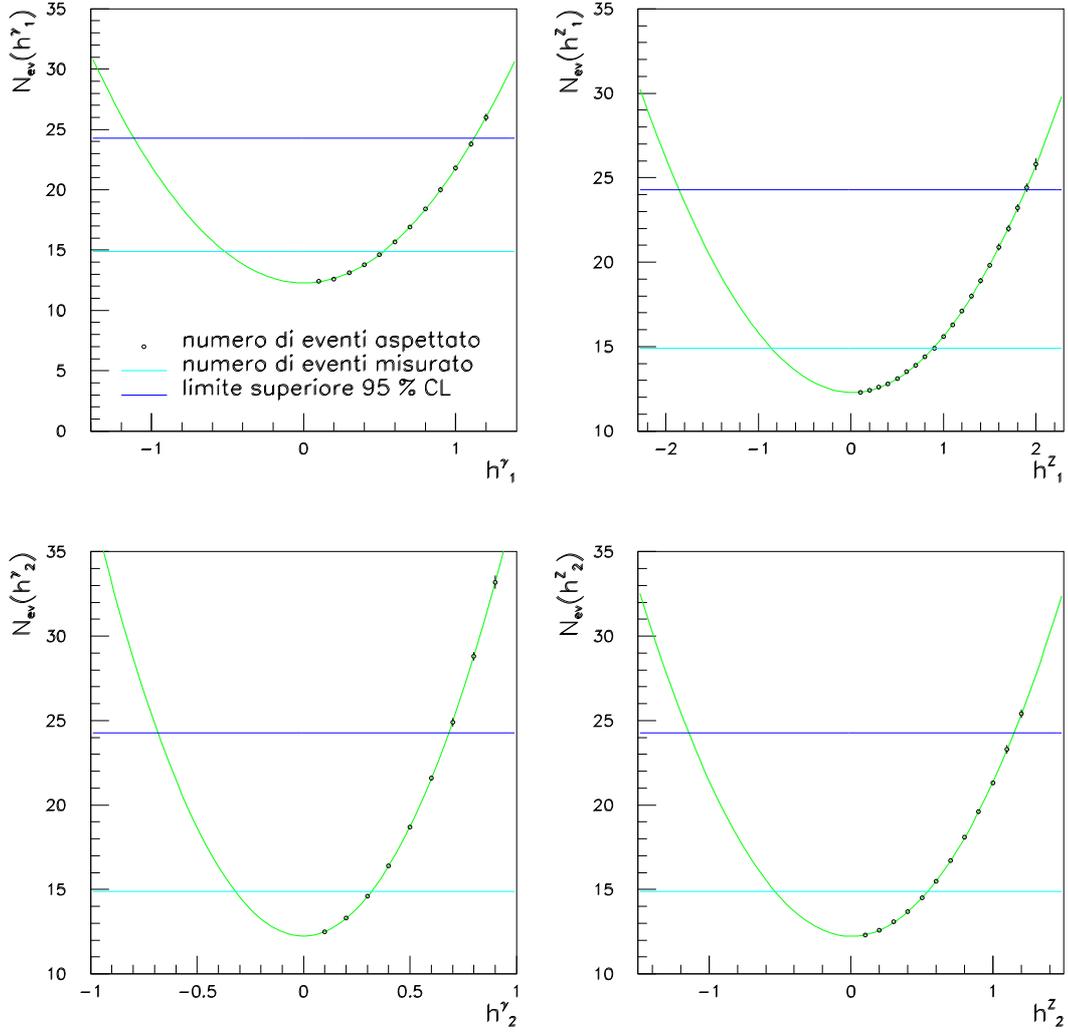


Figura 4.7: Limiti superiori al 95 % CL per i coefficienti $h_{1,2}^V$ degli accoppiamenti trilineari di bosoni di gauge neutri CP-violanti. Sono mostrati l'andamento del numero di eventi aspettati al variare del valore di h ricavato da una serie di punti calcolati, il numero di eventi misurato e il limite superiore di quest'ultimo al 95 % CL. Gli errori sui punti calcolati sono dovuti all'errore sistematico come discusso nel testo

Studio del limite superiore 95 % CL sui coefficienti h NTGC CP-violanti

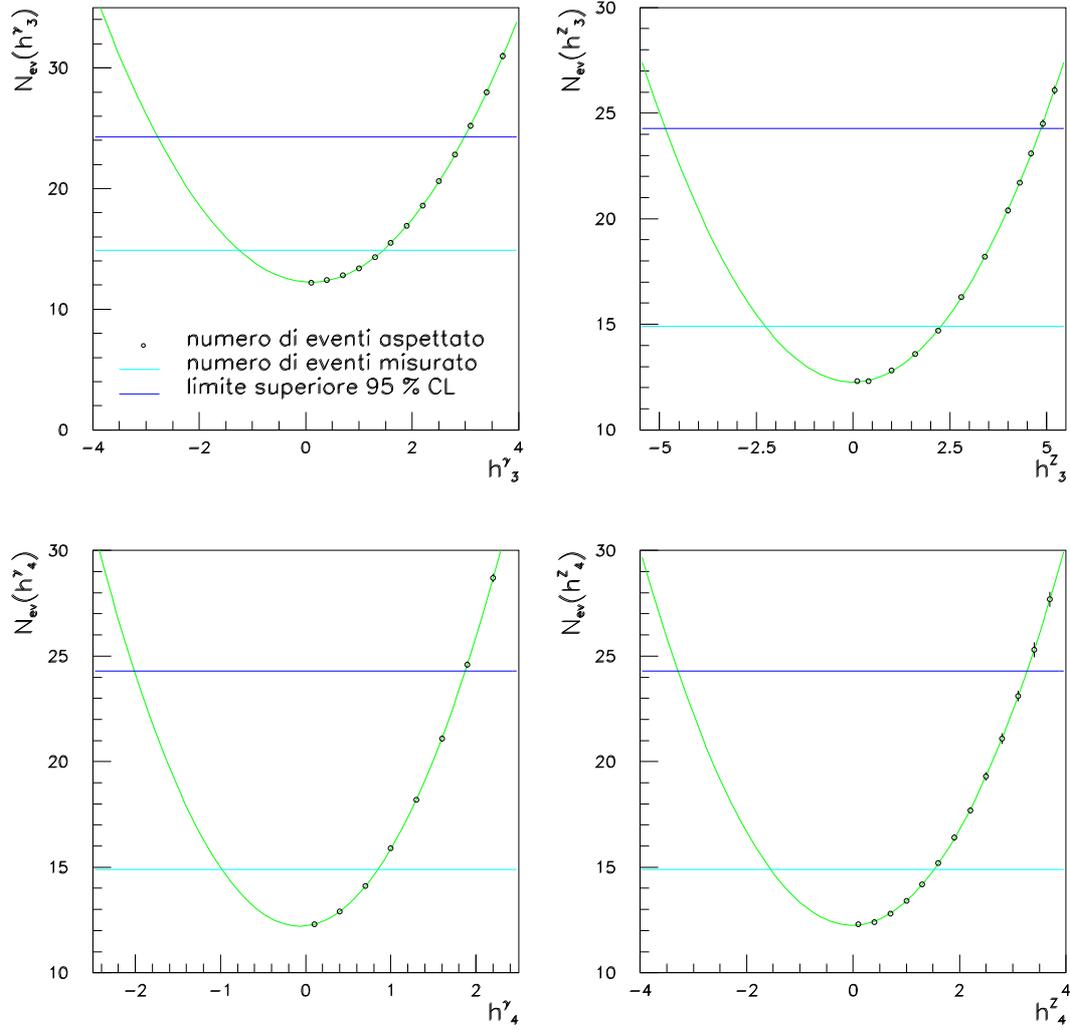


Figura 4.8: Limiti superiori al 95 % CL per i coefficienti $h_{3,4}^V$ degli accoppiamenti trilineari di bosoni di gauge neutri CP-pari. Sono mostrati l'andamento del numero di eventi attesi al variare del valore di h ricavato da una serie di punti calcolati, il numero di eventi misurato e il limite superiore di quest'ultimo al 95 % CL. Gli errori sui punti calcolati sono dovuti all'errore sistematico giustificato nel testo

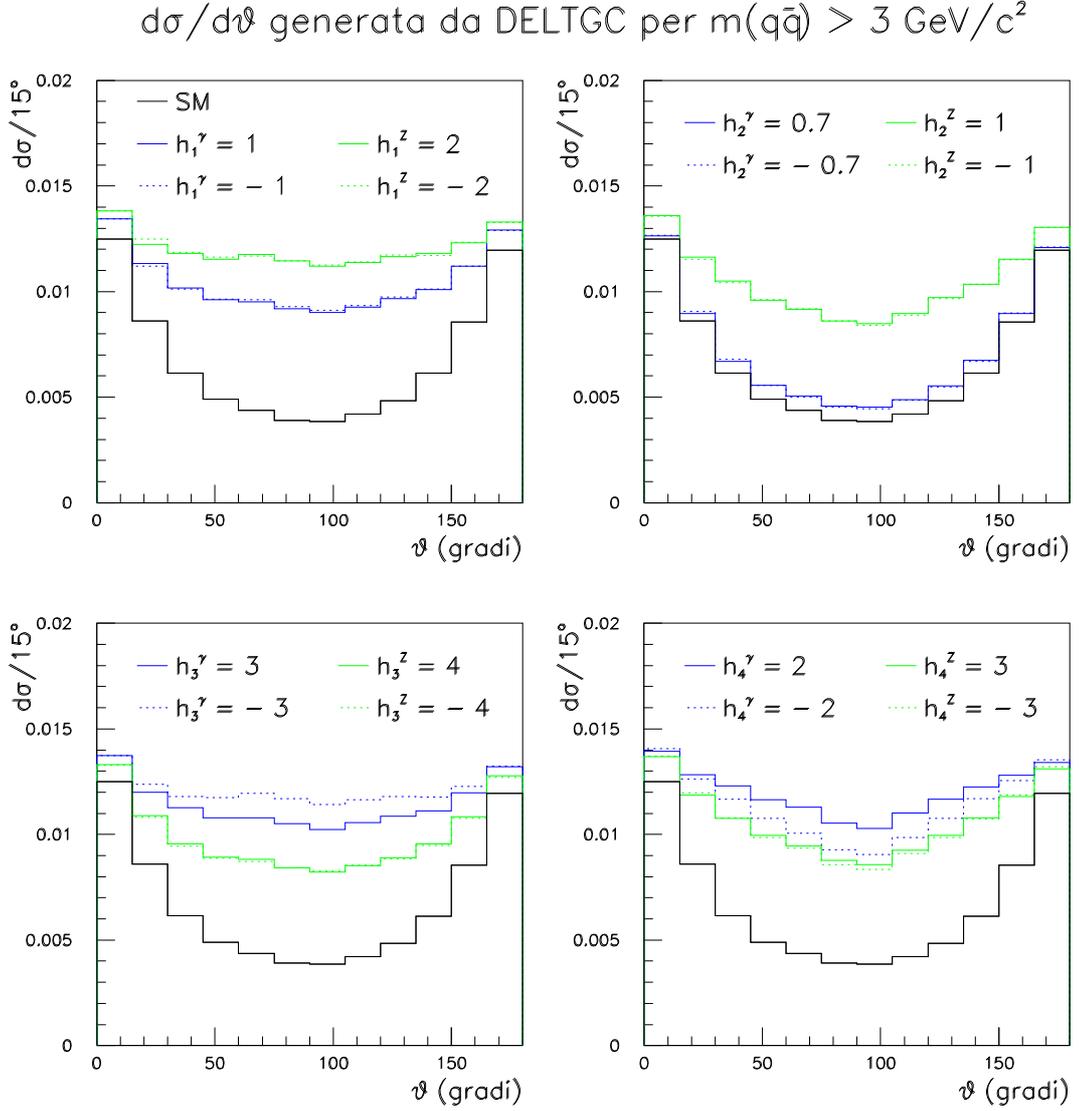


Figura 4.9: Distribuzioni differenziali della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ per gli otto coefficienti anomali h_i^V

Conclusioni

In questo lavoro di tesi ho studiato il processo $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ mediato da produzione di $Z\gamma^*$. Il campione di dati studiato è stato quello acquisito da DELPHI negli anni 1998 e 1999.

E' stato interessante studiare in dettaglio questo canale di fisica per due motivi: da una parte infatti la misura della sezione d'urto di tale processo, alle energie del centro di massa e^+e^- comprese tra 189 GeV e 202 GeV , ha portato a un risultato originale; dall'altra lo stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ mi ha permesso un approccio alla teoria e allo studio degli accoppiamenti trilineari di bosoni di gauge neutri, non previsti dal Modello Standard.

La topologia di eventi derivanti dall'adronizzazione del γ^* (dove la distribuzione di massa invariante del γ^* cresce per valori prossimi a zero) e dal decadimento dello Z in una coppia $\nu\bar{\nu}$ è di tipo monojet. Uno studio della cinematica del segnale ha portato alla scelta e alla successiva applicazione di una selezione d'evento dedicata per eventi monojet. Ho dovuto dunque studiare e comprendere a fondo la fenomenologia del processo per poter scegliere tra le tante variabili possibili quelle da utilizzare, e in quale modo. In particolare sono state effettuate due analisi, poi combinate, per estendere e migliorare la sensibilità su tutti i valori della massa invariante del γ^* . Si è mostrato che l'uso di una sola analisi, senza combinazione, porta infatti a selezionare un numero di eventi nei dati pari a circa la metà dei 29 eventi selezionati nell'analisi completa. Migliorare l'efficienza ha significato avere maggiore statistica nel risultato e quindi un errore statistico più piccolo. La misura della sezione d'urto del processo ha dato il seguente risultato:

$$\sigma_{Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}} = 0.179 \pm 0.065 \text{ (stat)} \pm 0.023 \text{ (sist)} \text{ pb.}$$

Il valore previsto dal Modello Standard a queste energie del centro di massa varia tra 0.148 e 0.162 pb . Il risultato è dunque compatibile entro gli errori con tale previsione ed è stato pubblicato su una nota interna di DELPHI presentata alla conferenza invernale di Moriond-2000 [16]. Sarà inoltre pubblicato in un articolo in preparazione da sottomettere ad una rivista internazionale.

La continuazione naturale del lavoro sarà lo studio del campione di dati che DELPHI acquisirà nell'anno 2000.

E' stata successivamente studiata la possibilità che lo stato finale $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ sia originato da uno stato intermedio caratterizzato da accoppiamenti anomali $ZZ\gamma^*$ o $\gamma^*Z\gamma^*$. Tali

Conclusioni

accoppiamenti, non previsti dal Modello Standard, sono parametrizzati dalla lagrangiana efficace 1.5 [7]-[8]. Questo studio è stato particolarmente interessante in quanto mi ha consentito di applicare le conoscenze di fisica teorica in modelli non Standard. I parametri liberi di questa lagrangiana sono i coefficienti degli accoppiamenti. Considerando diverso da zero un solo coefficiente per volta, studiandone la corrispondente variazione del numero di eventi predetti dalla teoria e confrontando tale variazione con il valore misurato nella topologia monojet, sono stati calcolati i limiti superiori al 95 % CL dei coefficienti dei termini anomali. I limiti sono riportati in tabella 4.1, e sono dell'ordine dell'unità. Nonostante questi limiti siano di un fattore 5 più grandi di quelli ottenibili dallo studio dei canali $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ con $Z \rightarrow all$ e γ reale (che hanno maggior statistica) [27], lo studio ha permesso di approfondire la comprensione di vertici derivanti da TGC neutri qualora i bosoni uscenti siano virtuali. Le espressioni 1.8 e 1.9 [7]-[8] per i vertici derivanti da tale lagrangiana, e utilizzata nel codice di calcolo DELTGC, con cui è stata portata a termine l'analisi, è infatti stata scritta per bosoni nello stato finale reali. Il processo considerato richiede invece la presenza di un fotone virtuale nello stato finale.

Per rendere accurato il lavoro ho collaborato a ricavare le regole di Feynman estese al caso di bosoni *off-shell* (1.7 e 1.6) dei vertici derivanti dalla lagrangiana 1.5, non disponibili in letteratura. Per un processo anomalo $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow Z\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$, gli unici termini aggiuntivi derivanti dalla presenza di un fotone virtuale sono risultati essere quelli proporzionali al fattore $\frac{m_{\gamma^*}^2}{m_Z^2}$ o $\frac{m_{\gamma^*}^2}{m_Z^4}$ (a seconda della dimensione degli operatori da cui i termini nel vertice derivano). Poichè il valore di tale rapporto nell'analisi monojet vale al massimo 0.2, questi termini sono stati trascurati e sono state accettate le espressioni 1.8 e 1.9, valide nel caso di bosoni reali nello stato finale.

Anche la lagrangiana 1.5 è a sua volta stata scritta per il caso *on-shell*. A tal proposito è ora in corso di preparazione un lavoro dedicato [28] all'estensione della 1.5 al caso *off-shell* dagli stessi autori di [8]. Una volta disponibile la parte mancante di lagrangiana ed estratte le espressioni per nuovi termini nei vertici presenti nel caso *off-shell*, sarà interessante porre dei limiti sui coefficienti di questi nuovi accoppiamenti, completando così il panorama dei vertici anomali di tre bosoni di gauge neutri.



Appendice A

Ampiezze di elicità per la produzione di ZZ e $Z\gamma$

... nel Modello Standard ...

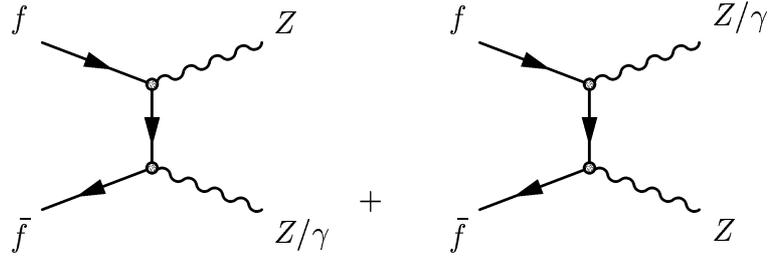


Figura A.1: Diagrammi di Feynman per i processi $e^+e^- \rightarrow ZZ$ e $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ nel modello Standard

Nel Modello Standard la produzione di ZZ o $Z\gamma$ avviene soltanto attraverso lo scambio di un elettrone nei canali t o u (figura A.1). Dato il processo

$$f(k_1, \lambda_1)\bar{f}(k_2, \lambda_2) \rightarrow V_1(q_1, \tau_1)V_2(q_2, \tau_2), \quad (\text{A.1})$$

dove (k_i, q_i) e (λ_i, τ_i) sono rispettivamente i momenti e le polarizzazioni dei fermioni entranti e dei bosoni neutri uscenti.

La matrice \mathcal{S} di diffusione è data da

$$\mathcal{S}_{\lambda_1\lambda_2\tau_1\tau_2} = 1 + i(2\pi)^4\delta(p_f - p_i)\mathcal{F}_{\lambda_1\lambda_2\tau_1\tau_2},$$

dove $\mathcal{F}_{\lambda_1\lambda_2\tau_1\tau_2}$ è l'ampiezza di elicità del processo.

Poiché alle energie di LEP200 può essere trascurata la massa dei fermioni, a parte per il quark top che però non ha qui un'importanza rilevante, la dipendenza dell'ampiezza dalle elicità dei fermioni iniziali entra solo attraverso la combinazione $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, con $\lambda = -1(+1)$ per interazioni di fermioni $f_{L(R)}$ con antifermioni $\bar{f}_{R(L)}$. Gli accoppiamenti

Appendice A. Ampiezze di elicità per la produzione di ZZ e $Z\gamma$

1.11 e 1.12 possono essere scritti come g_λ^Z e g_λ^γ . In questo modo, la Lagrangiana che descrive il processo di figura A.1 è

$$\mathcal{L} = -eV^\mu \bar{f} \left(g_L^V \gamma_\mu \frac{(1 - \gamma_5)}{2} + g_R^V \gamma_\mu \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \right) f. \quad (\text{A.2})$$

Le ampiezze di elicità nel sistema del centro di massa $f\bar{f}$ al *tree level*, reali e CP invarianti, sono rispettivamente:

$$\mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^\lambda(f\bar{f} \rightarrow ZZ; SM) = -e^2 (g_\lambda^Z)^2 \frac{\mathcal{A}_{\tau_1\tau_2}^{\lambda Z}}{4\beta^2 \sin^2(\Theta^*) + \gamma^{-4}}, \quad (\text{A.3})$$

con $\mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^\lambda(f\bar{f} \rightarrow ZZ) = \mathcal{F}_{-\tau_1-\tau_2}^{\lambda*}(f\bar{f} \rightarrow ZZ)$ per l'invarianza sotto CPT e $\mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^\lambda(f\bar{f} \rightarrow ZZ) = \mathcal{F}_{-\tau_1-\tau_2}^\lambda(f\bar{f} \rightarrow ZZ)$ per l'invarianza sotto trasformazioni di CP, e

$$\mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^\lambda(f\bar{f} \rightarrow Z\gamma; SM) = -e^2 g_\lambda^Z g_\lambda^\gamma \frac{s}{s - m_Z^2} \mathcal{A}_{\tau_1\tau_2}^{\lambda\gamma} \quad (\text{A.4})$$

dove Θ^* è l'angolo di diffusione dello Z rispetto all'asse del fascio del f nel centro di massa $f\bar{f}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\sqrt{s}}{2m_Z}$, $\beta = (1 - \frac{4m_Z^2}{s})^{1/2}$.

Nelle tabelle A.1 e A.2 sono mostrati i valori dei coefficienti $\mathcal{A}_{\tau_1\tau_2}^{\lambda V}$.

(τ_1, τ_2)	$\mathcal{A}_{\tau_1\tau_2}^{\lambda Z}$
(τ_1, τ_2)	$2 \sin \Theta^* [2\lambda \cos \Theta^* (\beta^2 - \tau_1\tau_2) - (1 + \beta^2)(\tau_2 - \tau_1)]$
$(0, \tau), (-\tau, 0)$	$\frac{2\sqrt{2}}{\gamma} (1 - \lambda\tau \cos \Theta^*) [\lambda\tau (1 + \beta^2 + 2 \cos \Theta^*)]$
$(0, 0)$	$-\frac{4\lambda \sin 2\Theta^*}{\gamma^2}$

Tabella A.1: Coefficienti per le ampiezze di elicità nel processo $f\bar{f} \rightarrow ZZ$

... e secondo un modello di Nuova Fisica

Per quanto riguarda il processo $f\bar{f} \rightarrow ZZ$, l'unica ampiezza di elicità non nulla indotta da 1.8 è quella in cui uno Z ha polarizzazione trasversa e uno longitudinale, ovvero

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\tau_0}^\lambda(f\bar{f} \rightarrow ZZ; NP) &= \mathcal{F}_{0-\tau}^{\lambda*}(f\bar{f} \rightarrow ZZ; NP) = \\ &= \frac{e^2 s^{3/2} \beta}{m_Z^3 2\sqrt{2}} (1 + \lambda\tau \cos \Theta^*) [i(f_4^\gamma Q_f + f_4^Z g_\lambda^Z) - (f_5^\gamma Q_f + f_5^Z g_\lambda^Z) \beta\tau], \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

(τ_1, τ_2)	$\mathcal{A}_{\tau_1\tau_2}^{\lambda\gamma}$
(τ_1, τ_2)	$-\frac{1}{\sin^2\Theta^*} \{ \tau_2 - \tau_1 + \lambda \cos\Theta^* (-1 + \tau_1\tau_2) + \frac{m_Z^2}{s} [\tau_1 + \tau_2 + \lambda(1 + \tau_1\tau_2) \cos\Theta^*] \}$
$(0, \tau_2)$	$2\sqrt{2}\lambda\tau_2\frac{m_Z}{\sqrt{s}}$

Tabella A.2: Coefficienti per le ampiezze di elicit  nel processo $f\bar{f} \rightarrow Z\gamma$

mentre per $f\bar{f} \rightarrow Z\gamma$ si ha

$$\mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^\lambda(f\bar{f} \rightarrow Z\gamma; NP) = -\frac{e^2(s - m_Z^2)\lambda}{4m_Z^2} \sin\Theta^* \left[i(h_1^\gamma Q_f + h_1^Z g_\lambda^Z)(1 + \tau_1\tau_2) + (\tau_1 + \tau_2)(h_3^\gamma Q_f + h_3^Z g_\lambda^Z) \right], \quad (\text{A.6})$$

per $\tau_1\tau_2 \neq 0$, mentre per $\tau_2 \neq 0$

$$\mathcal{F}_{0\tau_2}^\lambda(f\bar{f} \rightarrow Z\gamma; NP) = -\frac{e^2\sqrt{s}(s - m_Z^2)}{2\sqrt{2}m_Z^3} (1 - \lambda\tau_2 \cos\Theta^*) \left[-i(h_1^\gamma Q_f + h_1^Z g_\lambda^Z) + i(h_2^\gamma Q_f + h_2^Z g_\lambda^Z) \frac{(s - m_Z^2)}{2m_Z^2} + \tau_2(h_3^\gamma Q_f + h_3^Z g_\lambda^Z) - \tau_2 \frac{(s - m_Z^2)}{2m_Z^2} (h_4^\gamma Q_f + h_4^Z g_\lambda^Z) \right]. \quad (\text{A.7})$$

Il calcolo della sezione d'urto

Le ampiezze di elicit  totali per la produzione di due bosoni neutri V_1V_2 secondo il processo A.1 si ottengono sommando i contributi previsti dal modello di Nuova Fisica (A.5, A.6 e A.7) a quelli del Modello Standard (A.3 e A.4):

$$\mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^\lambda(f\bar{f} \rightarrow V_1V_2) = \mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^\lambda(f\bar{f} \rightarrow V_1V_2; SM) + \mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^\lambda(f\bar{f} \rightarrow V_1V_2; NP), \quad (\text{A.8})$$

normalizzate in modo tale che le sezioni d'urto differenziali non polarizzate siano date da:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}(f\bar{f} \rightarrow ZZ)}{d\cos\Theta^*} &= \frac{\hat{s}}{2} \left(1 - \frac{4m_Z^2}{\hat{s}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{d\hat{\sigma}(f\bar{f} \rightarrow ZZ)}{d\hat{t}} = \\ &= \frac{1}{128\pi\hat{s}} \left(1 - \frac{4m_Z^2}{\hat{s}} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_{\tau_1\tau_2} [|\mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^{\lambda=+1}|^2 + |\mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^{\lambda=-1}|^2], \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Appendice A. Ampiezze di elicità per la produzione di ZZ e $Z\gamma$

dove è stata presa in considerazione la costrizione $0 \leq \cos \Theta^* \leq 1$ per l'identità dei due Z nello stato finale, e

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}(f\bar{f} \rightarrow Z\gamma)}{d \cos \Theta^*} &= \frac{(\hat{s} - m_Z^2)}{2} \frac{d\hat{\sigma}(f\bar{f} \rightarrow Z\gamma)}{d\hat{t}} = \\ &= \frac{(\hat{s} - m_Z^2)}{128\pi\hat{s}^2} \sum_{\tau_1\tau_2} [|\mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^{\lambda=+1}|^2 + |\mathcal{F}_{\tau_1\tau_2}^{\lambda=-1}|^2]. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Appendice B

Il calcolo spinoriale

Per il calcolo della sezione d'urto di un processo esiste un metodo alternativo a quello di sommare gli elementi di matrice quadrati sulle polarizzazioni delle particelle esterne, basato sul calcolo delle ampiezze di polarizzazione degli stati stessi. Questo metodo è usato per il calcolo dei diagrammi di Feynman complessi (con tante linee esterne). Per un fermione lo stato di polarizzazione naturale è quello a elicità definita. Nel caso di fermioni a massa nulla il numero di ampiezze si riduce notevolmente.

Un vertice $\gamma f \bar{f}$ può essere espresso in termini di proiettori di elicità come:

$$iQ_f \gamma_\mu = iQ_f \gamma_\mu (P_L + P_R)$$

dove $P_{L,R} = \frac{1 \mp \gamma_5}{2}$. L'elemento di matrice si riduce in questo caso a

$$\bar{\psi}(1)[\gamma]P_{L/R}\psi(2) \tag{B.1}$$

dove ψ rappresenta lo spinore di Dirac u o v e $[\gamma]$ una serie di matrici- γ .

Nel caso generale gli spinori di Dirac, autostati dell'operatore di chiralità,

$$u^\pm(q) = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)u^\pm(q), \quad \bar{u}^\pm(q) = \bar{u}^\pm(q)\frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5),$$

$$v^\pm(q) = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)v^\pm(q), \quad \bar{v}^\pm(q) = \bar{v}^\pm(q)\frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5),$$

possono essere rappresentati come:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_U \\ \psi_D \end{pmatrix}, \quad \bar{\psi} = (\psi_D^\dagger, \psi_U^\dagger)$$

dove

$$u_{U/D}^\sigma(p) = \omega_{\pm\sigma}(p)\chi_p^\sigma, \quad v_{U/D}^\sigma(p) = (\mp)\omega_{\mp\sigma}(p)\chi_{-p}^\sigma$$

Appendice B. Il calcolo spinoriale

normalizzati in modo tale che

$$\bar{u}(p, \lambda)u(p, \lambda) = 2m, \quad \bar{v}(p, \lambda)v(p, \lambda) = -2m.$$

σ è la spirality del fermione, $\chi_p^{+/-}$ gli spinori di Weil

$$\chi_p^+ = \frac{1}{2|p|(|p| + p_z)} \begin{pmatrix} |p| + p_z \\ p_x + ip_y \end{pmatrix}, \quad \chi_p^- = \frac{1}{2|p|(|p| + p_z)} \begin{pmatrix} -p_x + ip_y \\ |p| + p_z \end{pmatrix},$$

e $\omega_{\pm} = \sqrt{E \pm |p|}$.

Inoltre, per un bosone di massa m e 4-momento $p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z)$, la forma esplicita dei vettori di polarizzazione è:

$$\begin{aligned} \epsilon_t^\mu(1) &= \frac{1}{|p|p_t} (0, p_x p_z, p_y p_z, -p_t^2), \\ \epsilon_t^\mu(2) &= \frac{1}{p_t} (0, -p_y, p_x, 0), \\ \epsilon_t^\mu(3) &= \frac{E}{|p|m} \left(\frac{|p|^2}{E}, p_x, p_y, p_z \right). \end{aligned}$$

La procedura numerica per il calcolo dell'elemento di matrice è la seguente:

- Per ogni serie di momenti e stati di spirality delle particelle esterne vengono costruiti i quadritensori generati dalla formula di Dirac del tipo B.1. Ogni diagramma è a questo punto un prodotto di quadritensori, momenti e polarizzazioni delle particelle esterne.
- Vengono contratti gli indici esplicitamente moltiplicando matrici e quadrivettori. Il diagramma è ora uno scalare.
- Vengono aggiunti i fattori relativi ai propagatori.
- Viene eseguita la somma sugli stati di spirality e polarizzazione e quindi il modulo della somma. Lo scalare risultante è il modulo quadro dell'elemento di matrice.

A questo punto si esegue l'integrazione sullo spazio delle fasi.

Nel caso di fermioni a massa nulla la forma degli spinori u e v diventa:

$$u^+(p) = v^-(p) = \frac{1}{\sqrt{|p| + p_z}} \begin{pmatrix} |p| + p_z \\ p_x + ip_y \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

e

$$u^-(p) = v^+(p) = \frac{1}{\sqrt{|p| + p_z}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -p_x + ip_y \\ |p| + p_z \end{pmatrix}.$$

Stringhe di matrici- γ e spinori di Dirac a una rappresentazione in termini di spinori di Weil possono essere ridotte secondo la regola:

$$\begin{aligned} \left. \begin{array}{l} \bar{u}^-(1) \\ \bar{v}^+(1) \end{array} \right| \gamma_1 \cdots \gamma_{2n+1} P_L \left. \begin{array}{l} \bar{u}^-(2) \\ \bar{v}^+(2) \end{array} \right| &= \bar{\chi}_1^- \gamma_1^+ \gamma_2^- \cdots \gamma_{2n+1}^+ \chi_2^- \\ \left. \begin{array}{l} \bar{u}^+(1) \\ \bar{v}^-(1) \end{array} \right| \gamma_1 \cdots \gamma_{2n} P_L \left. \begin{array}{l} \bar{u}^-(2) \\ \bar{v}^+(2) \end{array} \right| &= \bar{\chi}_1^+ \gamma_1^- \gamma_2^+ \cdots \gamma_{2n}^+ \chi_2^- \\ \left. \begin{array}{l} \bar{u}^+(1) \\ \bar{v}^-(1) \end{array} \right| \gamma_1 \cdots \gamma_{2n+1} P_R \left. \begin{array}{l} \bar{u}^+(2) \\ \bar{v}^-(2) \end{array} \right| &= \bar{\chi}_1^+ \gamma_1^- \gamma_2^+ \cdots \gamma_{2n+1}^- \chi_2^+ \\ \left. \begin{array}{l} \bar{u}^-(1) \\ \bar{v}^+(1) \end{array} \right| \gamma_1 \cdots \gamma_{2n} P_R \left. \begin{array}{l} \bar{u}^+(2) \\ \bar{v}^-(2) \end{array} \right| &= \bar{\chi}_1^- \gamma_1^+ \gamma_2^- \cdots \gamma_{2n}^- \chi_2^+, \end{aligned}$$

dove le γ^\pm sono definite da

$$\hat{a} = a_0 \gamma_0 - \vec{a} \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & a_0 + a_i \gamma_i \\ a_0 - a_i \gamma_i & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & a^+ \\ a^- & 0 \end{pmatrix},$$

con

$$a^\pm = \begin{pmatrix} a_0 \pm a_z & \pm a_x \mp i a_y \\ \pm a_x \pm i a_y & a_0 \mp a_z \end{pmatrix}.$$

Ulteriori relazioni permettono di ridurre le ampiezze di Feynman a prodotti del tipo $[\bar{\chi}_1^i \chi_2^j]$ che sono facili da calcolare sia numericamente che analiticamente.

Oltre che a fermioni di massa nulla, questa riduzione può essere applicata ogni volta che il rapporto m^2/E^2 sia sufficientemente piccolo. In questo caso tutte le spirality innaturali sono soppresse per questo fattore.

Alle energie di LEP200 la differenza tra il calcolo esatto e la tecnica quasi a massa nulla è minore di 10^{-4} e arriva a 10^{-3} solo per processi che coinvolgono quark b .

Bibliografia

- [1] *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96 – 01, Vol. 1, 227 (1996).
- [2] DELPHI collaboration, *Measurement of the production of the four-fermion final states mediated by non-ZZ neutral current processes*, contributed paper # 6.382 to the HEP '99 Conference, Tampere (1999).
- [3] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & sons, New York 1984, 94-97.
- [4] F. A. Berends, R. Kleiss and R. Pittau, *EXCALIBUR*, in *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96 – 01, Vol. 2, 23 (1996).
- [5] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Płaczek and Z. Wąs, *KORALW 1.03*, in *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96 – 01, Vol. 2, 33 (1996).
- [6] G. J. Gounaris, F. M. Renard and G. Tsirigoti, *Anomalous weak boson couplings: suggestions from unitarity and dynamics*, Phys. Lett. **B350** (1995) 212-217.
- [7] K. Hagiwara, K. Hikasa, R.D. Peccei, D. Zeppenfeld, *Probing the Weak Boson Sector in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$* , Nucl. Phys. **B282** (1987) 253.
- [8] G.J. Gounaris, J. Layssac and F.M. Renard, *Signatures of the anomalous $Z\gamma$ and ZZ production at the lepton and hadron Colliders*. hep-ph/9910395 v4, 17 Dec 1999.
- [9] DELPHI collaboration, *Performance of the DELPHI detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A378** (1996) 57.
- [10] A. Lipniacka, *Track quality in DELPHI*, DELPHI 95-7 TRACK 79.
- [11] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 - Physics and Manual*, long writeup of T. Sjöstrand, *Computer Physics Commun.* **82** (1994) 74, hep-ph/9508391, (1998) 295.
- [12] [http://delonline.cern.ch/d\\$onl/trigger/doc/www/trigger.html](http://delonline.cern.ch/d$onl/trigger/doc/www/trigger.html)

Bibliografia

- [13] *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96 – 01, Vol. 2, 3 (1996).
- [14] DELPHI collaboration, *Direct measurement of m_W* , DELPHI 99-64 CONF 251, 15 June 1999.
- [15] DELPHI collaboration, *DELSIM, DELPHI event generator and detector simulation-Reference Manual*, DELPHI 89-68 PROG 143.
- [16] DELPHI collaboration, *Measurement of the production of the four-fermion final states mediated by neutral current processes* DELPHI 2000-040 MORIO CONF 358.
- [17] W. S. C. Williams, *An introduction to elementary particles*, Academic Press, New York 1971, 453-461.
- [18] P. Abreu, D. Fassouliotis, A. Grefrath, R. P. Henriques and L. Vitale, *SPRIME, A Package for Estimating the Effective $\sqrt{s'}$ Centre of Mass Energy in $q\bar{q}\gamma$ Events*, DELPHI 96-124 PHYS 632.
- [19] <http://home.cern.ch/deangeli/thadr.htm>
- [20] J. Fujimoto, *et.al.*, in *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96 – 01, Vol. 2, 30 (1996).
- [21] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **39** (1986) 347.
- [22] F. A. Berends, P. H. Daverveldt, R. Kleiss, *Comp. Phys. Comm.* **40** (1986) 271-284, 285-307, 309-326.
- [23] S. Nova, A. Olshevski, T. Todorov, *A Monte Carlo event generator for two photon physics*, DELPHI 90-35 PROG 152.
- [24] S. Jadach, W. Płaczek, B. F. L. Ward in *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96 – 01, Vol. 2, 286 (1996).
- [25] <http://home.cern.ch/~pubxx/tasks/wphysics/4f/www/Analysis/index.html>
- [26] V. V. Kostyukhin, V. F. Obraztov and O. P. Yushchenko, *DELTGC - The Program for Four Fermion Calculation*, DELPHI 99-4 PHYS 816.
- [27] C. Matteuzzi, V. Verzi *Study of Trilinear Gauge Boson Couplings $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ between 189 and 202 GeV*, DELPHI 2000-028 CONF 347.
- [28] F. M. Renard, *private communication*.

Ringraziamenti

A conclusione di questo lavoro desidero ringraziare Toni Baroncelli per i molti insegnamenti ricevuti, per essere stato una guida sicura durante tutto lo svolgimento della tesi e per avermi costantemente incoraggiato con amicizia ed infinita pazienza.

Ringrazio anche il mio relatore interno, Filippo Ceradini, per la correzione del manoscritto e le utili discussioni.

Un grazie va poi ad Enrico Graziani e Antonio Passeri per la grande disponibilità e la collaborazione apportata al lavoro.

Un ringraziamento inoltre a Roberto Chierici e Livio Conti per il prezioso aiuto che mi hanno prestato durante alcuni passaggi del lavoro stesso.